

~~Секрет~~
21.07.1993
21.07.1993
РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

Р49402777; 2738-

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В.ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

XIII МЕЖДУНАЦИОНАЛЬНОГО СОВЕЩАНИЯ ПО ФИЗИКЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С КРИСТАЛЛАМИ

(Москва, 31 мая - 2 июня 1993г.)

Издательство Московского университета

1993

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В.ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ
XXII МЕЖНАЦИОНАЛЬНОГО СОВЕЩАНИЯ ПО ФИЗИКЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С КРИСТАЛЛАМИ

(Москва, 31 мая - 2 июня 1993г.)

Издательство Московского университета
1993

ББК 22.37.

УДК 539.1.01.08

Тезисы докладов XXIII международного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами / Под ред. проф. А. Ф. Тулинова, с.н.с. В. А. Ходырева. - М.: Изд-во МГУ, 1993. - 148 с.

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

Редколлегия: К.К.Бурдель, Н.П.Калашников, В.С.Куликаускас,
Г.П.Пожил

077(02) - 93 - заказное

ISSN 5-211-02978-X



Московский государственный
университет, 1993 г.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ПРОГРАММА

31 мая, понедельник

Утреннее заседание

11.00 - ОТКРЫТИЕ СОВЕЩАНИЯ

Вступительное слово - А.Ф.Тулинов

ЧАСТЬ I

ФИЗИКА ОРИЕНТАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

Председатель А.Ф.Тулинов

1. О.Э.Кривошеев, Ю.Л.Пивоваров. Зарядовые состояния когерентно возбужденных ионов на выходе из кристалла.....15
- О.Э.Кривошеев, Ю.Л.Пивоваров. Излучение фотонов при радиационном распаде когерентно возбужденных ионов на выходе из кристалла (20 мин.).....16
2. А.А.Гриненко, Н.Ф.Шульга. О поворотах пучков частиц высоких энергий при их многократном рассеянии на цепочках атомов изогнутого кристалла (15 мин.).....17
3. Т.В.Гранкина, Г.П.Похил, В.А.Ходырев. Каналирование антипротонов (15 мин.).....18
4. Стендовые доклады
- Д.Е.Попов. Вторичные поверхностные состояния каналирующих электронов.....19
- В.И.Высоцкий, Р.Н.Кузьмин, Н.В.Максута. Дисперсионный механизм отталкивательного режима резонансного каналирования электронов и модулированных пучков в кристаллах.....20
- О.А.Подсвилов. Дифракционное рассеяние электронов на жестком кристаллическом потенциале.....21
- Ю.Л.Пивоваров, Ю.М.Филимонов. Кулоновское возбуждение ядра ^{19}F при каналировании в кристалле Ge - компьютерный эксперимент.....22
- Г.М.Филиппов. Генерация поверхностных полиритонов движущимися заряженными частицами и поверхностные поляризационные поля.....23
- В.П.Кощеев, Ю.Ю.Крычков, Т.К.Кочокмбаев, О.В.Ильчуков. К теории осевого каналирования быстрых ионов.....24
- Г.П.Похил, В.В.Чердынцев. Аналитическая модель каналирования в кристалле с упорядоченным расположением цепочек.....25

Председатель В.П.Барышевский

1. В.В.Рожков, С.А.Матюхин, С.В.Дольдя. Стохастическая теория плоскостного каналирования (15 мин.).....26
2. В.А.Высоцкий, Н.И.Амудская, Р.Н.Кузьмин, Н.В.Макста. Вынужденное охлаждение и монохроматизация поперечной энергии каналирования в ангармоническом спектре релятивистских позитронов в условиях лазерного воздействия.....27
В.А.Высоцкий, Р.Н.Кузьмин. Лазерная монохроматизация частиц пучка в канале с произвольным потенциалом (20 мин.)...28
3. В.М.Вергасов. Об оптимальной ориентировке кристаллов при визуализации сверхструктур (15 мин.).....29
4. А.С.Боровик, Е.Н.Гутлянский, В.С.Мальшевский. О генерации ультразвука при каналировании (15 мин.).....30

Председатель А.П.Потылицын

5. В.А.Ходырев. Регулярные и хаотические квантовые состояния при плоскостном каналировании.....31
В.А.Ходырев. Роль анизотропии поляризационного потенциала в эффекте Баркаша. (20 мин.).....32
6. С.Грозданович, Ч.М.Ерохин, Н.П.Калашников. Энергетические потери антипротонов в молекулярном водороде. Эффект Баркаша. (15 мин.).....33
7. В.А.Александров, Г.М.Филиппов. Влияние взаимной экранировки различных групп электронов твердого тела на Z_2 - осцилляции (15 мин.).....34
8. Стеновые доклады
В.А.Дидак, Б.Б.Козловский, Р.Ш.Малкович, Е.А.Скоряткина. Экспериментальное определение сечения ядерных реакций с использованием концентрационных профилей трансмутационных изотопов.....35
В.А.Высоцкий, Н.И.Амудская, Р.Н.Кузьмин, Н.П.Савенкова. О пределе эффективности $td(dd)$ реакций при осевом каналировании в кристаллах.....36
Б.И.Ткачева. Влияние возможного каналирования быстрых нейтронов в кристаллах на ядерные реакции.....37
В.Н.Гражданкин. Возбуждение ультразвуковых колебаний в твердом теле потоком электронов.....38

В.Д.Мандикий. Многократное рассеяние тяжелых ионов в толстом неоднородном поглотителе.....	39
Н.М.Кабачни, Г.Я.Чуланок, Ю.В.Чудинова. Зависимость от прицельного параметра столкновения средних потерь энергии протонов на атомах аргона и криптона.....	40
Л.И.Денисов, Л.Н.Смиранный. Интенсивность акустического излучения, возникающего при прохождении заряженных частиц через вещество, в интервал частот от 10^2 до 10^4 Гц.....	41
А.С.Камышан, Э.Э.Комаров, Т.В.Поздеева, А.А.Лисенко. Каналирование и потери энергии протонов с $E=440$ кэВ в тонких монокристаллах Si.....	42
С.В.Блажевич. Ориентационный эффект в ионизационных потерях энергии релятивистских электронов в монокристаллах.....	43
В.Л.Бурликов, Е.И.Розум. Акустическая методика диагностики эффекта автоотклонения пучков заряженных частиц от поверхности диэлектрика.....	44
В.С.Шорин, А.Н.Соснин. Энергетический стрэгглинг быстрых ионов в РОР-спектрах для толстых пленок.....	45
В.С.Шорин. Эффекты кратного рассеяния в РОР-спектрах.....	46
В.В.Григорьев, А.В.Коньшин, А.В.Леонтьев. Моделирование каскадов атомных столкновений при облучении полимерных мишеней легкими ионами.....	47

1 июня, вторник, 10.00

Утреннее заседание

ЧАСТЬ II

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

Председатель Н.П.Калашников

1. В.В.Ганенко, Ю.В.Лебровский, Л.Я.Колесников, А.Л.Рубашкин, П.В.Сорокин. Выходы излучения в толстых монокристаллах алмаза.....	48
В.В.Ганенко, Ю.В.Лебровский, Б.Н.Калинин, Л.Я.Колесников, А.П.Потылицин, А.Л.Рубашкин, П.В.Сорокин. Выходы излучения в толстых монокристаллах кремния (15 мин.).....	49
2. В.Г.Барышевский, Ч.Г.Батраков, И.И.Дубонская. Индуцированное квазицереновское рентгеновское поверхностное излучение (15 мин.).....	50

3. С.В.Блажевич, Г.Л.Бочек, В.И.Кулибаба, Н.И.Маслов, В.Д.Овчинник, С.М.Потин, А.В.Торговкин, Б.И.Шраменко. Эффективность генерации когерентного гамма-излучения в кристалле кремния при различных значениях импульсного тока пучка электронов (15 мин.).....51
4. К.Ю.Амосов, И.Е.Внуков, Б.Н.Калинин, Г.А.Науменко, А.П.Потылицын, В.Л.Сарычев. Когерентное тормозное излучение типа Б как источник квазимонохроматических фотонных пучков. (15 мин.).....52

Председатель Н.Ф.Шульга

5. М.Ю.Андрешкин, В.Н.Рабаев, В.В.Каллин, С.Р.Углов. Исследование порогового эффекта в энергетической зависимости жесткой части спектра РРПД релятивистских электронов. (15 мин.).....53
6. Е.А.Ковалева, В.С.Мальшевский. Генерация жестких фотонов ультрарелятивистскими электронами в неравновесной плазме. (5 мин.).....54
7. А.А.Гриненко, Н.Н.Насонов. Ориентационная зависимость ионизационных потерь энергии электронно-позитронных пар в кристалле. (15 мин.).....55
8. Н.Ф.Шульга, В.И.Трутень, В.В.Сыченко. Когерентное излучение при ультравысоких энергиях. (15 мин.).....56
9. Стеновые доклады
- Н.Л.Богут. Излучение конечного модулированного пучка частиц в монокристалле с учетом многократного рассеяния.....57
- А.И.Ахизер, Н.Ф.Шульга. Квазиклассическое приближение в теории излучения релятивистских частиц в кристаллах.....58
- А.Ю.Кирочкин, В.И.Никифоров, Н.Ф.Шульга. Когерентное излучение релятивистских электронов и позитронов в условиях реальной динамики частиц в кристалле.....59
- Н.Н.Насонов, С.П.Фомин, Н.Ф.Шульга. Спектрально-угловые распределения гамма-излучения электронов в толстых кристаллах.....60
- В.М.Сынин, В.А.Касилов, К.С.Кохночк, Н.И.Лапин, В.И.Нога. Метод исследования ориентационной зависимости выхода тормозных фотонов из монокристаллов.....61
- Н.Н.Насонов, А.Г.Сафронов. О роли эффектов динамической дифракции в параметрическом рентгеновском излучении....62

В.П.Лапко, Н.Н.Насонов, В.И.Трутенъ. Аномальное свойство линейной поляризации когерентного тормозного излучения релятивистских электронов в кристалле.....	63
В.П.Лапко, Н.Н.Насонов. Интерференционное смещение максимумов в спектре излучения электронов сверхвысокой энергии в кристалле.....	64
С.В.Блажевич, Г.Л.Бочек, В.И.Витько, В.И.Глебов, Э.И.Денисов, Г.Д.Козаленко, В.И.Кулибаба, Н.А.Маслав, В.Д.Овчинник, Е.А.Фраменко. Радиационные потери электронов с энергией ~ 1 ГэВ в ориентированных монокристаллах W и Ge	65
Н.И.Лалин, В.М.Санин. Особенности угловых распределений излучения релятивистских электронов в кристалле при движении вблизи кристаллографических плоскостей.....	66
К.Ю.Амосов, И.Е.Внуков, Б.Н.Калинин, Г.А.Науменко, А.П.Поттилицы, В.П.Саричев, И.С.Тропин. Особенности характеристик излучения релятивистских электронов в монокристаллах тяжелых элементов.....	67
Ю.П.Кунашенко, Ю.Л.Пивоваров. Влияние угловых корреляций импульсов $e^+ e^-$ в конечном состоянии на форму когерентного пика при фоторождении пар в кристалле.....	68
Ю.П.Кунашенко, Ю.Л.Пивоваров. Когерентное рождение электрон-позитронных пар в кристаллах заряженными частицами высокой энергии.....	69

1 июня, вторник, 15.00

Вечернее заседание

ЧАСТЬ III

ВОПРОСЫ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

Председатель А.А.Павлов

Г. И.В.Антонова, А.В.Двуреченский, А.А.Карянович, А.В.Резбин, С.С.Шаймеев, Х.Клозе. Перестройка точечных дефектных комплексов в кремнии при имплантации тяжелых высокоэнергетических ионов.....	70
А.В.Антонова, Т.А.Белых, Р.Р.Ибрагимов, Л.А.Мазан, А.А.Карянович, В.П.Попов, С.С.Шаймеев. Исследование радиационных дефектов в кремнии, созданных при высокоэнергетической имплантацией ионов V-группы.....	71

- И.В. Антонова, Г.А. Качурин, И.Е. Тыщенко, С.С. Шаймеев, Исследование методом ДЛТЭ дефектов, вводимых в процессе облучения кристаллов кремния ионами инертных газов при температуре выше 600°C.....72
- И.В. Антонова, Е.П. Матвеева, С.С. Шаймеев. Исследование дефектов, вводимых при ионной имплантации бора в кристаллы кремния с различным примесным составом.....73
- А.В. Двуреченский, А.А. Каранович, А.В. Рыбин, Т.А. Белых, А.Р. Урманов. Парамагнитные дефекты, вводимые в кремний высокоэнергетичной (16 МэВ) имплантацией ионов азота. (25 мин.).....74
2. Ф.Ф. Комаров, А.П. Новиков, С.А. Петров. Эффект отжига вращитной фазы в кремнии при высоких плотностях тока пучка As^+ (15 мин.).....75
3. П.И. Гайдук, Ф.Ф. Комаров, У.В. Мильчанин, В.С. Соловьев. Изменение характеристик пленок поликремния при интенсивной имплантации Р или Ас и отжиге.....76
- П.И. Гайдук, Ф.Ф. Комаров, В.С. Соловьев. Структурные изменения и поведение примеси в кремнии при "горячей" имплантации фосфора и отжиге (20 мин.).....77

Председатель Ф.Ф. Комаров

4. А.Л. Новиков, Г.А. Гусаков. Критическая концентрация дефектов при аморфизации полупроводниковых кристаллов.....78
- А.Л. Новиков, Г.А. Гусаков, В.М. Анищик. О температурной зависимости критической дозы аморфизации кремния при ионной имплантации (20 мин.).....79
5. А.Р. Урманов, Т.А. Белых, Л.А. Казак, В.Л. Прилепо. Воздействие ионов повышенной энергии на радиационные дефекты в кристаллах (15 мин.).....80
6. Г.А. Качурин, И.Е. Тыщенко. Взаимодействие бора и азота в кремнии при создании структур КНИ имплантацией ионов N^+ (15 мин.).....81
7. Стендовые доклады
- Е.Б. Бойко, А.Ф. Комаров, Ф.Ф. Комаров, П.Тарковский, С.А. Федотов. Высокоинтенсивная ионная имплантация: метод формирования нитридных фаз.....82
- Е.Б. Бойко, Ф.Ф. Комаров, У.Р. Жодчик, В.Н. Соколов. Исследование структур SiO_2-Si , имплантированных ионами сурьмы.....83

Ф. Я. Комаров, Э. Р. Дядчик, В. Н. Соколов. Исследование систем $Ta-Si$ и $Co-Si$, имплантированных ионами бора и сурьмы.....	84
А. Г. Петрова, К. А. Дракин, А. С. Игнатьев. Модификация приповерхностного слоя кремния при ионной имплантации азота.....	85
В. П. Прилепко, Л. А. Казак, А. А. Глазер, Н. И. Чарикова, Т. А. Белых, В. Е. Семинников. Изменение структуры и свойств аморфных металлических сплавов при ионном облучении.....	86
А. Г. Надменский. Объемное реканалирование ионов при имплантации в нагретый кристалл.....	87
Г. В. Гордеева, М. И. Гусева, Л. С. Данелян, И. М. Егоров, В. С. Куликаускас. Исследование азотированного титана.....	88
А. В. Хотов, А. И. Титов. Модель стимулированной кристаллизации и нарастания аморфных слоев при облучении полупроводников легкими ионами.....	89
И. С. Ташлык, А. М. Белый, В. С. Куликаускас, Э. Г. Бобрович, В. Ч. Пальчех, В. В. Тульев, М. Г. Шадрухин. Изучение методом РФР элементного содержания стали, имплантированной совместно ионами $(Ti + Si)^+$ и $(Cr + Si)^+$	90
И. С. Ташлык, Э. Г. Бобрович, Г. Вольф, Э. Кальбитцер, Б. Эндерс. Послойный анализ состава на межфазной границе структуры $Fe-Pd$, облучаемой ионами He^+	91
И. С. Ташлык, А. В. Касперович, В. С. Куликаускас, В. Ч. Пальчех, А. И. Ташлык, М. Г. Шадрухин. Анализ состава ионно-облученного эластомера с применением метода резерфордского обратного рассеяния.....	92
В. В. Самарин. Метод профильных функций Грина при описании имплантации ионов в случае осевого каналирования.....	93
В. В. Григорьев, И. В. Коньшин, А. В. Леонтьев. Компьютерное моделирование имплантации ионов благородных газов в полимерные материалы.....	94
В. М. Эмексуян, В. В. Болотов, Г. Л. Плотников, Э. Н. Вологдин. Модификация свойств имплантированного протонами кремния при термических обработках.....	95
А. И. Гулдашвили, В. С. Куликаускас, Р. Н. Кутелин, М. И. Садагашвили, И. А. Байрамшвили, Л. И. Кекелидзе. Механические свойства ионно-легированных боросодержащих материалов.....	96

Н.И.Маслов, С.В.Блажевич, Г.Л.Бочек, В.И.Кулибаба, В.А.Курилко, В.Д.Обчинник, С.М.Потин, П.М.Рябка, А.В.Торговник, Ю.В.Трубицын, Э.С.Залькевич, И.Ф.Чевонный, Б.Л.Шляр. Фотоядерное трансмутационное легирование монокристаллов кремния алуминием.....?	
В.В.Углов, В.В.Ходасевич, В.А.Кучанов, Н.Н.Черенда. Ионно-лучевая модификация штамповой высокохромистой стали.....	98
Е.А.Литиримова, В.В.Сухоруков, Ф.И.Чигиринский. Структурные превращения в пленках SnO_2 подвергнутых бомбардировке ионами K^{+}	99
А.Н.Кудышев, В.А.Зименс. Электронно-индуцированная проводимость в Si имплантированного ионами аргона.....	100
К.Н.Полещенко, Г.А.Вершинин, С.Н.Поворожняк. Ионно-лучевая модификация поверхностей твердых сплавов.....	101
А.В.Каблшев, В.В.Лопатин. Электропроводность имплантированного нитрида бора.....	102
В.М.Анищик, С.И.Жукова. Температурная зависимость микротвердости алюминия, имплантированного ионами никеля.....	103

2 июня, среда, 10.00

Утреннее заседание

ЧАСТЬ IV

ПРИМЕНЕНИЕ ПУЧКОВ В АНАЛИЗЕ СОСТАВА И СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛОВ. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭФФЕКТЫ

Председатель И.П.Чернов

С.А.Романовский, А.М.Борисов, Н.Г.Горяга, Данг Лам, Нгуен Мак Ха, М.Н.Смагин. Измерение стехиометрии TiN_x методом ядерного обратного рассеяния протонов.....	104
С.А.Романовский, Ю.К.Евсеев, Н.Г.Горяга, В.Ф.Кордочкин, В.Д.Кальнер, С.А.Юрасов, Нгуен Мак Ха. Применение метода ядерного обратного рассеяния протонов для исследования динамики процесса азотирования и окисления азотированного слоя конструкционных сталей.....	105
С.А.Романовский, И.Б.Ярембаш, Н.Г.Горяга, В.А.Холдрев, В.С.Куликаускас, А.М.Борисов, Данг Лам, Нгуен Мак Ха. Диагностика упрочняющих покрытий на основе CrN_x с помощью метода ядерного обратного рассеяния протонов (25 мин.).....	106

2. А.Ю.Гринченко, А.С.Деев, В.В.Молодзин, П.А.Светашов. Энергетические зависимости выходов излучений резонансных ядерных реакций, возбуждаемых каналированными протонами в аксиальных и плоскостных каналах системы Nb-N_x и Re-Cx ... 107
- П.А.Светашов, Н.А.Славуин. Локализация атомов азота в растворе внедрения Nb¹⁵ N₂O₂ ат.% (20 мин.) 108
3. В.В.Аросимов, Г.О.Дзюба, Р.Н.Альбин, М.Н.Ланов, В.И.Сахаров, И.Т.Серенков. Исследование структуры подрешеточных элементов в тонких ВТСП-пленках по ориентационной зависимости характеристического рентгеновского излучения, возбужденного протонами 109
- В.В.Аросимов, Г.О.Дзюба, Р.Н.Альбин, М.Н.Ланов, В.И.Сахаров, И.Т.Серенков. Исследование многослойных структур субмикронной толщины по характеристическому рентгеновскому излучению, возбуждаемому протонами средних энергий (20 мин.) 110

Председатель Н.А.Славуин

4. А.С.Боровик, В.А.Ковалева. О возможности определения структурных изменений в кристалле YBa₂Cu₃O₇ методом Брэгговского рассеяния 111
- А.С.Боровик, А.А.Мпиданов, А.П.Кобзар, Д.А.Корнеев, В.С.Малшевский, С.Н.Потыпов. Определение толщины разупорядоченных слоев на границах двойников и пленках подложка YBa₂Cu₃O₇/SrTiO₃ (20 мин.) 112
5. Л.Л.Балашова. Зависимость диссоциации молекулярных ионов на поверхности металла от ориентации межъядерной оси и температуры пучка (20 мин.) 113
6. Ю.Э.Крочков, В.А.Пичугин, Т.С.Франгульян, А.И.Рябицкий, В.А.Тивина. Исследование методом РРР/Х слоев оксида магния, имплантированных ионами железа (15 мин.) 114
7. Стендовые доклады

Н.А.Славуин, Г.И.Хомиков, Ю.В.Черный, В.М.Шершнев. Определение состава и концентрации легирующего бора в сверхпроводящих сплавах Nb-Ti и Nb-Ti-Ta 115

А.Ю.Гринченко, А.С.Деев, В.В.Молодзин, П.А.Светашов. Влияние внутрикристаллических полей, создаваемых растворенными примесными атомами, на ориентационные зависимости выходов излучений резонансных ядерных реакций в кристаллических системах 116

В.И.Сорока. Особенности использования резонансного упругого рассеяния ионов в ядерном микроанализе.....	117
Е.И.Розум. Взаимодействие электронного пучка с поверхностью кристалла фтористого лития.....	118
Б.А.Калин, Н.В.Волков, В.П.Гладков, В.И.Петров, С.Е.Сабо, В.Э.Рыбалко, Г.Д.Толстолицкая, А.Е.Копанец, Д.С.Баранов. Эво- люция распределения атомов Ac , внедренных в Be , Al , Si , при облучении полиэнергетическим пучком ионов Ac со средней энергией 9,4 кэВ.....	119
А.М.Неклядов, Г.Д.Толстолицкая, А.Г.Марченко, В.Э.Рыбалко, А.Е.Копанец. Влияние радиационных повреждений на местопо- ложение в Ni примеси с большим атомным радиусом.....	120
П.В.Серба. Кинетическое уравнение процесса ионного переме- шивания.....	121
Э.В.Монахов, К.К.Бурдель, Н.Г.Чеченин. Формирование и разру- шение эпитаксиальных Ge/Si структур при импульсном лазер- ном воздействии.....	122
В.Э.Сурганов. Анализ состава и структуры анодного оксида алюминия методом Резерфордского обратного рассеяния.....	123
Э.Г.Нешов, Б.Н.Григорьев, Т.А.Белих, А.П.Оконечников. Анализ водорода в $Zn Se$ с использованием пучков заряженных час- тиц.....	124
А.Н.Багмут, В.Д.Сарана, Ю.Г.Машкеров. Структурообразование в пленках при импульсном облучении лазерной плазмой.....	125
В.Н.Бондаренко, А.В.Гончаров, В.Я.Колот, В.И.Сухоставец, М.Я.Кацай, Ю.И.Савочич. Определение содержания бора в син- тетических алмазах.....	126
А.А.Щур, В.В.Левенец, А.П.Смельник, Т.Н.Кондратьева. Отно- сительный и абсолютный анализ металлического циркония мето- дом ХРИ.....	127
В.А.Запороженченко, В.В.Левенец, А.П.Смельник. Применение ти- рополосного энергодисперсионного фильтра при анализе мето- дом ХРИ материалов волоконной оптики.....	128
Ю.П.Черданцев, И.П.Чернов, Ю.П.Белянин, В.Г.Мирончик, М.А.Гу- сева, В.Г.Столярова. Комплекс для изучения свойств поверх- ностных слоев материалов под действием ионизирующего излу- чения.....	129
А.П.Чернов, Ю.П.Черданцев, Ю.П.Белянин, В.Г.Мирончик, М.А.Гусева, В.Г.Столярова. Исследование поведения имплантированного водорода в углеродистых материалах РТТ,УСВ-15 и 5-мрном С-С композите.....	130

В.Н.Беломестных, А.П.Мамонтов, И.П.Чернов. Модификация фазового перехода в нитрате цезия γ -облучением.....	131
В.Н.Беломестных, А.А.Ботаки, В.Л.Ульянов. Начальная стадия влияния рентгеновского облучения на акустический резонанс в нитрате калия.....	132
И.П.Чернов, В.Л.Ульянов, А.А.Ботаки, В.В.Чахлово. Акустико-эмиссионные исследования структурных изменений и пьезоэлектрических микронеоднородных материалов после наводороживания и радиационного воздействия.....	133
С.М.Дуванов, А.П.Кобзев, А.М.Толпа, Д.М.Широков. Исследование металлизированных взаимно перемешанных приповерхностных слоев стекла, модифицированного ионно-лучевой обработкой....	134
В.В.Козловский, Т.И.Кольченко, В.М.Ломако, С.Е.Мрзов. Влияние интенсивности облучения и энергии частиц на эффективность образования глубоких центров в n - InP	135
А.С.Боровик, П.В.Иванов, А.П.Кобзев, Д.А.Корнеев, Л.П.Черненко, Д.М.Широков. Каналирование ионов ^4He в пленке $\gamma\text{-BaCl}_2$ на подложке из SrTiO_3	136
А.С.Боровик, А.П.Кобзев, Д.А.Корнеев, С.Н.Потапов, Л.П.Черненко, Д.М.Широков. Повреждение кристаллической решетки $\gamma\text{-BaCl}_2$ -пленки при облучении ионами ^4He с энергией 3.075 МэВ.....	137
Г.И.Геринг, А.В.Николаев, Т.К.Панова, Н.И.Писчасов. Исследование физико-механических процессов, протекающих в поверхностном слое титановых сплавов под действием мощных ионных пучков.....	138
В.П.Сорвина, Д.И.Тетельбаум. Влияние покрытия и термоотжига кремния на проявление эффекта дальнего действия при ионном облучении.....	139
В.И.Гатальская, Г.В.Гатальский, А.П.Гесь, П.В.Грицков, Л.А.Курочкин, С.Л.Курочкин. Анизотропия критических токов и релаксация намагниченности облученной толстой пленки УВСО....	140
В.Н.Бондаренко, А.В.Гончаров, Л.Н.Звягинцева, В.Я.Колот, В.И.Сухоставец. Измерение профилей распределения кислорода с помощью реакции $^{18}\text{O}(p, \alpha)$ в нерезонансной области.....	141
В.И.Боровлев, Н.П.Дижий, В.Д.Заболотный, В.В.Коваль, Ю.В.Ляшко, Е.П.Медведева, Р.П.Слабоспицкий, А.К.Трофимчук, Н.А.Шляхов, Д.Л.Яковенко. Использование многозарядных ионов углерода и азота с энергией 5...7 МэВ для определения содержания микроколичеств золота.....	142

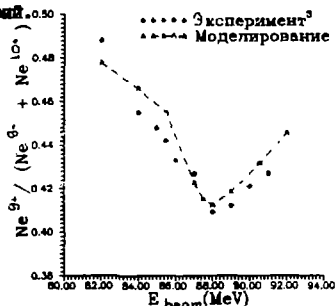
М.А. Дворов, А.В. Жуков. Элементное концентрационное профилирование по глубине для многоэлементных мишеней на основе РФА измерений.....	140
М.А. Мороз, А.П. Зуев. Деполяризация конных лучей средних энергий для изучения аннгиляции кристаллов.....	144
П.П. Влудренко, К.А. Корзин. Публикация безникелевой аустенитной стали, усиленная конной бомбардировкой.....	145
М.И. Толочев. Энергетические и угловые распределения сальватронных фотонов.....	146
А.А. Дурилова. О роли динамических напряжений при превращении под облучением.....	147

О.Э.Кривошеев, В.Л.Пивоваров

ЗАРЯДОВЫЕ СОСТОЯНИЯ КОГЕРЕНТНО ВОЗБУЖДЕННЫХ ИОНОВ НА ВЫХОДЕ ИЗ КРИСТАЛЛА

С помощью метода компьютерного моделирования [1,2] проведен ряд расчетов и достигнуто хорошее согласие с результатами эксперимента [3] по когерентному возбуждению ионов Ne^{9+} , пролетающих через 0.2 мкм кристалл Au. Расчеты проводились по нерелятивистской модели. В поле многих осей кристалла строилась траектория иона, и на заданной траектории численно решалось временное уравнение Фреддингера. В многоуровневой схеме в резонансном приближении вычислялись вероятности возбуждения иона. Приняты во внимание штарковское расщепление уровней в поле кристалла, влияние ионизационных потерь энергии и кинематического потенциала (в первом порядке теории возмущений). По сравнению с методами расчета вероятности ионизации [2, 4], в данной модели вероятность ионизации учитывалась путем введения зависящих от локальной электронной плотности и сечений ионизации электронами ударом распадных констант для каждого уровня Γ_i . Статистика составила 10^3 траекторий.

На рисунке приведена теоретическая и экспериментальная зависимость отношения выходы фракция Ne^{9+} к выходу Ne^{9+} и Ne^{10+} . При совпадении энергии пучка ионов с резонансной энергией (для резонанса N=6 $E_{рез} = 87.3$ МэВ без учета потерь энергии ~ 2.5 МэВ/ мкм) наблюдается минимум в выходе фракция Ne^{9+} .



Достигнуто хорошее согласие с экспериментом как положения и величины пика резонанса, так и полуширины линии. Описывается модифицированная модель для случая релятивистских тяжелых ионов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кривошеев О.Э., Пивоваров В.Л. // Письма в ЖЭТФ, 1992, Т. 56, в. 5. С. 246
2. Кривошеев О.Э., Пивоваров В.Л. // Тезисы докл. XIII Союз. по физике взаимод. заряд. частиц с кристаллами. М.: Изд-во МГУ, 1992. С. 14.
3. Fujimoto F. et al // NIM B, 1986, v. 33, p. 354
4. Ohtsuka H., Yamashita Y. // Phys. Rev. B, 1980, v. 22, n. 3, p. 1183

О.Э.Кривошеев, В.Л.Пивоваров

**ИЗЛУЧЕНИЕ ФОТОНОВ ПРИ РАДИАЦИОННОМ РАСПАДЕ
КОГЕРЕНТНО ВОЗБУЖДЕННЫХ ИОНОВ НА ВЫХОДЕ ИЗ КРИСТАЛЛА**

На основе разработанной ранее модели /1,2/ рассчитаны спектры излучаемых фотонов, возникающих при радиационном распаде когерентно возбужденных ионов, вылетающих из кристалла. Для рассматриваемых нами ионов Ne^{9+} параметр $v/\lambda = (3/16)(\alpha Z/\pi)$ много меньше единицы, потому для расчета вероятностей распределения фотонов применимо дипольное приближение. Используя тот факт, что время жизни в возбужденных состояниях $[(2/3)^5(\alpha Z)^4(c/v)]^{-1}$ много больше времени пролета кристалла Li толщиной 0.2 мкм ионом с энергией 4 МэВ/нуклон, мы рассматривали излучение иона только после выхода из кристалла. При моделировании использовались полученные в дипольном приближении индикатрисы излучения из состояний $2P_n$ в заданный угол. Принят во внимание уширяющий линию эффект Доплера, зависящий от угла между направлением вылета иона и детектором.

Рассматривалось излучение иона в детектор, отстоящий на 60 мм от кристалла под углом 30 градусов к оси падения пучка (данные соответствуют условиям эксперимента /3/). Получена зависимость интенсивности K_α фотонов от энергии пучка ионов. Показано, что при совпадении энергии пучка с резонансной (~88 МэВ) наблюдается рост интенсивности фотонов. Предварительные оценки показывают возможность существования заметных поляризационных свойств данного излучения вследствие различной вероятности пребывания в возбужденных состояниях. Проведены оценки эффекта для релятивистских тяжелых ионов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Кривошеев О.Э., Пивоваров В.Л. // Письма в ЖЭТФ, 1992, т.56, в.5, С.246
2. Pivovarov Yu.L. et al // GSI Annual Report, 1991, GSI
3. Fujimoto F. et al // NIM B, 1988, v.33, p.354

А. А. Гриненко, Н. Ф. Шульга

О ПОВОРОТАХ ПУЧКОВ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
ПРИ ИХ МНОГОКРАТНОМ РАССЕЯНИИ НА ЦЕПОЧКАХ АТОМОВ
ИЗОГНУТОГО КРИСТАЛЛА

Представлены результаты исследования процессов поворота заряженных частиц высоких энергий изогнутыми кристаллами при прохождении пучка через кристалл вблизи одной из кристаллографических осей.

Разработана численная программа моделирования прохождения частиц через изогнутый кристалл вдоль кристаллографической оси. В качестве элементарного акта взаимодействия используется рассеяние частицы на цепочке атомов кристалла. Учитываются процессы когерентного и некогерентного рассеяния. Учитывается также периодичность расположения кристаллических цепочек атомов. Программа позволяет моделировать процессы поворотов частиц высоких энергий ($E \geq 10$ ГэВ) толстыми ($l \geq 10$ см) изогнутыми кристаллами.

Представлены результаты моделирования. Показана возможность эффективного поворота как положительно, так и отрицательно заряженных частиц с энергией $\sim 100 \div 10,000$ ГэВ на углы порядка $10^{-4} \div 10^{-3}$ рад при надбарьерном рассеянии частиц атомными цепочками изогнутого кристалла. Поворот возможен как при регулярном, так и при хаотическом (явление динамического хаоса /1/) движении частиц в поле цепочек атомов. Показана возможность расщепления начального пучка на несколько пространственно разделенных пучков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Akhiezer A.I., Truten V.I., Shulga N.F. // Physics Reports, 1991. V.205. P.289.

Т.В.Гранкина, Г.П.Похил, В.А.Ходырев

КАНАЛИРОВАНИЕ АНТИПРОТОНОВ

В предыдущей работе [1] авторами было показано, что имеется интересная возможность наблюдать экспериментально группу каналированных антипротонов, имеющих траектории близкие к круговым. Эта группа частиц имеет потери энергии в несколько раз меньше, чем прочие частицы и поэтому в мишени, превышающей по толщине пробег антипротонов, все частицы, кроме этой группы, останавливаются. Исследование проводилось в отсутствие перекрытия потенциалов соседних цепочек.

В настоящей работе проведено теоретическое исследование устойчивости круговых траекторий при перекрывающихся потенциалах цепочек. Исследование проведено аналитически и методом машинного моделирования. Анализ показал, что выводы работы [1] остаются в силе, хотя область устойчивых круговых траекторий немного изменяется

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Гранкина Т.В., Похил Г.П. // Труды XXII Международного совещ. по физике взаимод. частиц с кристаллами. -М.:Изд-во Моск. ун-та 1993, С

Д. Е. Попов

ВТОРИЧНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ КАНАЛИРУЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ

В работах /1-2/ впервые рассмотрены вторичные квантовые состояния электронов (или эффект теней для каналирующих электронов) - это такие состояния, в которые электрон захватывается после Резерфордского рассеяния в направлении низкоиндексных осей или плоскостей. В настоящей работе впервые рассматриваются вторичные квантовые состояния на поверхности монокристалла. Эти состояния могут возникать при Резерфордском рассеянии электронов вдоль атомных цепочек или плоскостей, лежащих на поверхности монокристалла, либо при эмиссии электронов из атомов кристалла. В отличие от обычных квантовых состояний каналирующих электронов начальное состояние задается не плоской волной, а сферической расходящейся. Это приводит к тому, что вероятность заселения, а также угловые распределения электронов, становятся функцией смещения атомов относительно узлов кристаллической решетки:

$$P_n(z') = |\alpha_n(z')|^2,$$

$$\alpha_n(z') = f(\xi) \int \frac{e^{ik|\vec{z}-\vec{z}'|}}{|\vec{z}-\vec{z}'|} \psi_{nm}^*(\vec{z}) d\vec{z},$$

где $\psi_{nm}(\vec{z})$ - волновая функция поверхностного (таммовского) состояния, $f(\xi)$ - амплитуда рассеяния электрона, z' - местоположение атома относительно узла решетки. Подробный анализ выполнен для плоскостного поверхностного каналирования электронов. Проведены оценки для электронов с энергией в несколько $M\alpha V$ и низкоиндексных плоскостей S_i - кристалла. Обсуждаются возможности диагностики структурного совершенства поверхностной области монокристаллов методом вторичного поверхностного каналирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Попов Д. Е. et. al. *Phys. Stat. Sol.* (6), 1980, v 101, p. 595.
2. Попов Д. Е. и др. // Труды XI Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами.
- М.: Изд - во Моск. университета, 1982. С.324.

ДИСПЕРСИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ОТТАЛКИВАТЕЛЬНОГО РЕЖИМА РЕЗОНАНСНОГО КАНАЛИРОВАНИЯ ЗАРЯДНЫХ И МОДУЛИРОВАННЫХ ПУЧКОВ В КРИСТАЛЛАХ

Считается, что знак заряда электрона однозначно определяет характер его взаимодействия с атомами решетки при каналировании.

В противовес этому нами впервые показано, что последовательный учет дисперсионных особенностей взаимодействия поля частицы

$$E_1(\omega, \rho) = \frac{e\omega}{c\gamma} \sqrt{2/\pi} K_1\left(\frac{\omega\rho}{c\gamma}\right), \quad \rho = |\vec{r}_1|, \quad \gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$$

с атомами приводит к появлению ранее не известного механизма с резко выраженными дисперсионными особенностями упорядочивающей силы, изменяющей свой знак и величину в зависимости от прищельного расстояния от плоскости, скорости частицы и свойств дисперсии среды. Его суть связана с зависимостью знака энергии поля $E_1(\omega, \rho)$ в диспергирующей слабо поглощающей среде от частоты ω

$$V(\vec{r}_1) = c \iint u(\omega, \vec{r}_1 - \vec{r}'_1) d\omega d\vec{r}'_1, \quad u(\omega, \vec{r}_1 - \vec{r}'_1) = \frac{1}{16\pi} |E_1(\omega, \vec{r}_1 - \vec{r}'_1)|^2 \frac{d}{d\omega} \{ \omega \chi(\omega, \vec{r}_1 - \vec{r}'_1) \}$$

в том случае, когда спектральная область $\Delta\omega$ резкого изменения спектра $E_1(\omega, \rho)$ близка к области $[\omega_0 - \Gamma, \omega_0 + \Gamma]$ резкого изменения или большой величины восприимчивости среды в окрестности резонанса ω_0 . С учетом малости $\Gamma/\Delta\omega$ итоговое выражение для потенциала взаимодействия частицы со средой (плоскостью) имеет вид

$$V(\vec{r}_1) = \frac{\Gamma\omega_0 c}{16\pi} \chi''(\omega_0) \frac{d}{d\omega_0} \int |E_1(\omega_0, \vec{r}_1 - \vec{r}'_1)|^2 |F(\vec{r}_1 - \vec{r}'_1)|^2 d\vec{r}'_1, \quad \chi(\omega, \vec{r}) = \chi(\omega) F(\vec{r}).$$

Максимум потенциального барьера $V(\vec{r}_{01})$ соответствует расстоянию $r_{01} \approx c\gamma/\omega_0$. Для случая движения слэзов кристалла модулированных с частотой Ω электронных пучков взаимодействие соответствует отталкивательному каналированию (позитроноподобно) при $\Omega \leq \omega_0 - \Gamma/2$ и отталкивательному (электронноподобно) при $\Omega \geq \omega_0 + \Gamma/2$. В случае, когда $\Omega \approx \omega_0 - \Gamma/2$, высота потенциального дисперсионного барьера на расстоянии $r_{01} \approx 0,7 - 1 \text{ \AA}$ может достигать нескольких эВ, что позволяет осуществлять уверенное позитроноподобное каналирование модулированных электронных пучков в плоскостном режиме в совершенных кристаллах.

ДИФРАКЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЖЕСТКОМ
КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ПОТЕНЦИАЛЕ

Проведено теоретическое исследование вероятности фононного и брэгговского рассеяния электронов средних энергий (единицы - сотни кэВ) при прохождении через тонкий кристалл. Рассматривалось в кинематическом приближении дифракционное рассеяние электронов на деформированном кристалле в приближении суперпозиции атомных потенциалов, то есть в рамках модели жесткого кристаллического потенциала или потенциала Нордгейма. Получено общее выражение для квадрата модуля матричного элемента перехода из начального состояния с волновым вектором k в состояние с k' как функции вектора рассеяния $K = k' - k$, амплитуды u и волнового вектора q гармонического колебания, без ограничения на величину амплитуды колебания.

Полученное выражение проанализировано в случаях малых значений аргумента $|Ku| \ll 1$, в частности, для малых и больших амплитуд колебаний. Получены асимптотические решения для упомянутых типов рассеяния. Показано, что в этом случае асимптотика квадрата модуля матричного элемента соответствует решению в приближении теории возмущений и, в частности, для однофононного рассеяния пропорциональна величине $[1/2|Ku|]^2$. При условии малых постоянных амплитуд деформации это решение описывает однофононное рассеяние везде, кроме областей вблизи точных брэгговских положений, в которых принятое условие $|Ku| \ll 1$ нарушается. Получена также асимптотика в противоположном случае $|Ku| \gg 1$, который всегда выполняется в окрестности точных брэгговских положений, т.е. при $q \rightarrow 0$. В этом случае сечение однофононного рассеяния пропорционально величине $[1/2|Ku|]^{-1}$. При выполнении этого условия происходит интенсивное разрушение брэгговских рефлексов, кажущееся их уширение, а фурье-спектр рассеяния приобретает немонотонный характер.

КУЛОНОВСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДРА ^{19}F ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ
В КРИСТАЛЛЕ Ge - КОМПЬЮТЕРНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Для детального количественного анализа особенностей кулоновского возбуждения (КВ) ядер в кристаллических мишенях /1/, необходимо знать распределение прицельных параметров столкновений ядра с атомами мишени на всей траектории в кристалле. Разработана программа моделирования КВ в кристаллах, в которой движение ядер описывается мультистринговой моделью /2/. Проведен компьютерный эксперимент для расчета вероятности КВ уровня 110 кэВ (E1 переход) и уровня 197 кэВ (E2 переход) ядра ^{19}F при $\langle 100 \rangle$ каналировании в кристалле Ge. Зависимость вероятности КВ для E1 и E2 переходов от прицельного параметра взята из /3/. На рис.1 представлено отношение R вероятностей переходов E2 и E1 в зависимости от толщины мишени для двух траекторий (рис.2). Из рис.1 следует, что R очень чувствительно к типу траектории, определяемой углом и точкой влета в кристалл.

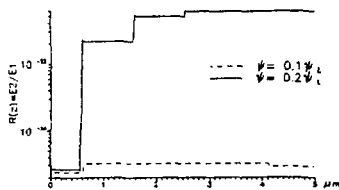


Рис.1 - Зависимость R от толщины мишени для двух траекторий

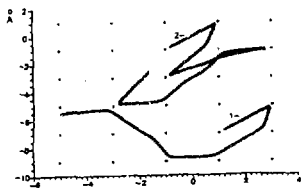


Рис.2 - траектории ядра фтора в поперечной плоскости. E=100 MeB/c. 1- $\psi=0.1$, 2- $\psi=0.2$.

Компьютерный эксперимент со статистикой 10^3 траекторий показывает наличие специфичной ориентационной зависимости $R(\psi)$ отношения вероятностей КВ уровней 110 и 197 кэВ от угла влета ψ .

ЛИТЕРАТУРА

1. Пивоваров Ю.Л. // Изв.АН,сер.физич., т.57, N°1 (1993), С.144-147
2. Филимонов Д.М., Пивоваров Ю.Л., Воробьев С.А. // Ядерная физика, т.47, вып.3, 1988, С.894
3. Bertulani C.A., Baug G.I. // Phys. Reports. 1988. V.163. P.299.

Г. М. Филиппов

ГЕНЕРАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ ДВИЖУЩИМИСЯ ЗАРЯЖЕННЫМИ
ЧАСТИЦАМИ И ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПОЛЯ

Хорошо известно, что поверхностные электромагнитные поля могут быть только p -типа, с магнитным вектором, параллельным плоской границе раздела двух сред. Квадрат суммы соответствующих полей получили название поверхностных поляритонов (или плазмон-поляритонов - см., например, /1/). С другой стороны, ограничиваясь рассмотрением только продольных полей, можно прийти к выводу о существовании так называемых поверхностных плазмонов, свойства которых отличаются от свойств поверхностных поляритонов. В настоящей работе показывается, что электрические поля поверхностных плазмонов могут быть получены в теории как результат определенного каллибровочного преобразования полей поверхностных поляритонов. Пространственная дисперсия поперечных диэлектрических проницаемостей граничащих сред важна при определении как возможности осуществления поверхностных колебаний, так и их дисперсии.

Ограничиваясь рамками приближения, в котором учитываются только поля поверхностных плазмонов, нельзя получить правильных оценок величин средних поляризационных полей, наводимых вблизи поверхности быстрыми заряженными частицами. В работе приводятся результаты более точных расчетов этих полей для классических частиц, движущихся по произвольным траекториям, как пересекающим, так и не пересекающим границу раздела двух сред. Полученные формулы позволяют проанализировать поведение поляризационных полей в релятивистской области, а также определить границы применимости теории, основанной на приближении полями поверхностных плазмонов. Обсуждается влияние взаимодействия с поверхностными модами на квантовомеханическое состояние движущейся частицы.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Поверхностные поляритоны. - М.: Наука, 1985 / под ред. В. М. Аграновича и Д. Л. Миллса. - 526с.

В.П.Коцеев, Д.Д.Крючков, Т.К.Кочокибаев, О.В.Ильчуков

К ТЕОРИИ ОСЕВОГО КАНАЛИРОВАНИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ

В настоящем сообщении рассмотрена теория осевого каналирования быстрых ионов на малых глубинах. Движение каналированных частиц (КЧ) описывается с помощью уравнения Ньютона

$$m \ddot{z}_\perp = \langle \vec{F}_\perp \rangle + \delta \vec{F}_\perp, \quad (1)$$

где $\delta \vec{F}_\perp = \vec{F} - \langle \vec{F}_\perp \rangle$ - флуктуация поперечной силы; \vec{F} - сила, действующая на КЧ со стороны статистического ансамбля атомов кристалла; угловые скобки $\langle \dots \rangle$ - означают усреднение по независимым тепловым колебаниям атомов кристалла и по непрерывному распределению их в атомных цепочках. Решение линеаризованного стохастического уравнения (1) в пространстве поперечных энергий найдено аналогично (1):

$$y(E_\perp, t) = (2\pi\delta^2)^{-1/2} \exp[-(E_\perp - E_{\perp 0})^2 / 2\delta^2], \quad (2)$$

где $E_{\perp 0} = m \dot{z}_\perp^2 / 2 + \langle u(x_0, y_0) \rangle$ - начальная поперечная энергия КЧ; $\langle u(x_0, y_0) \rangle$ - непрерывный потенциал осевого канала; X_0 и Y_0 - точки влета частиц в кристалл; $\delta^2 = \langle (\delta E_\perp)^2 \rangle$ - средний квадрат флуктуаций поперечной энергии; флуктуация поперечной энергии удовлетворяет стохастическому уравнению движения

$$\delta \ddot{E}_\perp = \langle \ddot{E}_\perp \rangle + \delta \ddot{E}_\perp,$$

где $\langle \ddot{E}_\perp \rangle$ - решение усредненного уравнения (1). В докладе представлены результаты численных расчетов по формуле (2) в сравнении с данными эксперимента.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Коцеев В.П. // Изв. вузов. Физика, 1991, IV, С.83.

Г.П.Похил, В.В.Мерданов

АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МИГРАЦИИ И КРИСТАЛЛИЗАЦИИ
УПОРЯДОЧЕННЫХ РАСТВОРЕННЫХ ЧАСТИЦ

Модель хаотического расположения цепочек и их миграция по мере миграции особенности осевого анализа. В этой работе нами быстро устанавливается статистическое равновесие, которое хаотической частицы характеризуется величиной энергии поперечного движения и ситуация хорошо описывается уравнениями переноса /1,2,3/.

Однако ряд численой, такие как осцилляции плотности потока частиц в канале, осцилляции величины потока обратного движения, диффузия и миграция частиц паров дуги, миграция, характер зависимости прозрачности кристалла при его относительно дуги в направлении ось-плоскость и т.д., не могут быть описаны в рамках хаотической модели. Вследствие этого, предпочтительное расположение цепочек представлено и в виде диффузионных поправок к стандартным величинам, таким как величина миграции в центре генеральной дуги. Поэтому дальнейшее уточнение уравнений и их коэффициентов практически невозможно без выведения качественно иного подхода, учитывающего упорядоченное расположение цепочек.

В настоящей работе предлагается модель, в которой миграция анализированных частиц разделяется на две группы: одна группа - частицы, движущиеся по периодическим траекториям /4,5/ и вторая - движущиеся хаотически. Обе группы управляются диффузионными уравнениями. Между ними происходит обмен за счет диффузии. Начальная заселенность этих групп определяется относительной ориентацией дуги и кристалла.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bound tur v. and al. //Radio. Eng., 1972.12. P.261.
2. Кузнецов М.А., Ширмер Т. Миграция столбчатости в кристаллах - М.: Металлургиздат. 1980.
3. Zaitsev A., Gots S., Kozel K. //Kuzn. Inst. and Metall., 1964. В 2. P.757.
4. Фокин С.А., Снегудинцев В.В. //Вс. вст., 1962. 00. P.100.
5. Клобуков В.А. //Док. АН ССР, 1969. Пис. 1969.

СТОХАСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПЛОСКОСТНОГО КАНАЛИРОВАНИЯ

В работе развит последовательный подход к решению проблемы деканалирования быстрых положительно заряженных частиц в монокристаллах. Получено решение проблемы деканалирования как частный случай задачи о времени жизни произвольной динамической системы, подверженной случайным воздействиям. Исходя из первых принципов, построен стохастический потенциал плоскостного канала и стохастические дифференциальные уравнения движения ионов, на основе которых получено уравнение Фоккера-Планка (УФП) для функции распределения частиц по поперечным энергиям. Путем решения краевой задачи для УФП найдены в замкнутой аналитической форме все функции и величины, необходимые для анализа экспериментов по плоскостному каналированию ионов: распределения потока частиц в канале на различных глубинах, функции и длины деканалирования, а также минимальный выход процессов близких столкновений как функция угла влета ионов в канал. В частности, для длины деканалирования получено следующее аналитическое выражение:

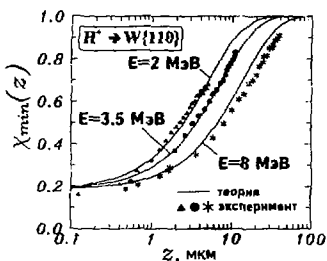


Рис.1 Результаты расчетов глубинной зависимости нормированного выхода обратного рассеяния протонов из плоскостного канала (110) вольфрама

$$R_{\alpha}(E) \approx \frac{E_c E}{2\pi \cdot Z_i^2 e^4 n_c \ln \left(\frac{2\gamma m^2 v_i^2 v^2}{Z_i e^2 h \omega_p^2} \right)},$$

где E - энергия иона, E_c - критическая поперечная энергия плоскостного каналирования, остальные обозначения имеют общепринятый смысл.

На Рис. 1 приведено сравнение теоретических расчетов с результатами по измерению нормированного выхода процессов близких столкновений /1/. В аналитических расчетах использовался стандартный потенциал Линдхарда и учитывалось рассеяние на валентных электронах кристалла.

ЛИТЕРАТУРА

1. Davies J.A. et al. // Rad. Eff. 1972. Vol. 12. P. 247.

В.И.Высоцкий, Н.И.Жудская, Р.Н.Кузьмин, Н.В.Максута

ВЫНУЖДЕННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ И МОНОХРОМАТИЗАЦИЯ ПОПЕРЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ
КАНАЛИРОВАНИЯ В АНГАРМОНИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ
ПОЗИТРОНОВ В УСЛОВИЯХ ЛАЗЕРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Показано, что в процессе плоскостного каналирования релятивистских позитронов действие лазерного поля $E_0 \cos \omega_0 t$, частота которого совпадает с конкретной частотой перехода ω_{mk} в слабо неэквилибратном спектре, приводит к "затягиванию" населённости со всех ближайших уровней спектра в эту резонансную область фазового пространства, что ведёт к охлаждению и монохроматизации пучка. Известно, что в стационарном случае вероятность заселения n -го уровня конкретного осциллятора, возбуждаемого внешним периодическим полем и находящегося в термостате, определяется следующим выражением [1]:

$$w(n) = A \exp \left\{ -\frac{n}{N} + \frac{f}{N_0} \int_0^n \frac{dn_1}{\sqrt{4\delta\omega(n_1)^2 + \nu(n_1)^2} \sqrt{n_1}} \right\},$$

где A - нормировочная константа, $\delta\omega(n) = \omega_0 - \omega(n)$ - расстройка частоты, $N = kT / \hbar \omega_0$ - тепловое квантовое число, $f = \frac{\partial E_0}{\sqrt{2\pi} \hbar \omega_0}$, $\nu(n)^{-1}$ - характерное время релаксации осциллятора в термостате.

При каналировании релятивистских частиц температура равна $T = U_0/k$ (U_0 - высота потенциального барьера), $\omega(n) = \omega_{mk}$, $\mu \rightarrow \mu\gamma$ (γ - лоренц-фактор). Величина $\nu(n)$ рассчитывается в результате усреднения по n -му состоянию частоты, рассчитываемой, в свою очередь, с помощью формулы Линдхольма, полученной в рамках модели осциллятора с переменной частотой [2]. Вычисления показывают, что при прохождении позитронного пучка через кристалл рассматриваемый эффект позволяет резко снизить угловую дисперсию. Это связано с тем, что для нижних энергетических уровней возможно увеличение населённости на порядок.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Зацепин С.В., Сазонов В.Н. // ТМФ. 1979. Т.41. С.111.
2. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. - М.: Физматгиз, 1963.

ЛАЗЕРНАЯ МОНОХРОМАТИЗАЦИЯ ЧАСТИЦ ПУЧКА В
КАНАЛЕ С ПРОИЗВОЛЬНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ

Получение максимально монохроматических (по энергиям и угловым переменным) пучков быстрых частиц представляет важную задачу квантоники.

В настоящей работе впервые показано, что наложение на квантовую поперечное движение частиц систему (канализующий потенциал $U(r)$) нескольких взаимно-встречных лазерных лучей приводит как к продольной, так и к полной (продольно-поперечной) монохроматизации всех частиц пучка с формированием движущегося ферми- или бозе-конденсата. Экспериментальное осуществление аналогично одномерному /1/ или трехмерному /2/ охлаждению неподвижного газа низкого давления за счет эффекта квантовой отдачи без остановки пучка с использованием системы скрещенных лазерных волн с одинаковой ω ($\omega_0 - \Gamma/2 < \omega < \omega_0$) и разными $\omega_1 = \omega_0 - \Gamma/2$, $\omega_2 = \omega_0 + \Gamma/2$ частотами. Первая пара приводит к полному охлаждению поперечных степеней свободы канализуемых частиц с резонансной частотой ω_0 , а вторая (продольная) ведет к вынужденной монохроматизации всех частиц до скоростей (энергий), при которых их резонансные частоты $\omega_c(\gamma \pm \delta\gamma) \rightarrow \omega_0(\gamma)$.

Область разброса энергий частиц $\delta E = \mu c^2 \delta\gamma$ при среднем значении $E = \mu c^2 \gamma$, в пределах которой возможна их полная монохроматизация, определяется условием $\delta\gamma/\gamma = 2\Gamma/\omega_0 \approx 10^{-2} + 10^{-5}$ и зависит от относительной монохроматичности перехода. Конденсация зависит от интенсивности лазерного пучка, полного спина частиц. Возможно проявление коллективных процессов: лазерной γ -генерации, сверхизлучения, ускорения процессов спонтанного распада возбужденных состояний частиц и других эффектов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Миногин В. Г., Летохов В. С. Давление лазерного излучения на атомы. М.: Наука, 1986.
2. Высоцкий В. И., Кузьмин Р. Н. Гамма-лазеры, Изд. МГУ, 1989.

В.Л.Вергасов

ОБ ОПТИМАЛЬНОЙ ОРИЕНТИРОВКЕ КРИСТАЛЛОВ ПРИ ВИЗУАЛИЗАЦИИ СВЕРХСТРУКТУР

Из экспериментальных данных известно наличие предпочтительных ориентаций многослойных структур (сверхструктур) относительно падающего электронного лучка, при которых оказывается возможным в электронной микроскопии непосредственно наблюдать с разрешением ~ 2 Å границы раздела в этих структурах. Так, например, в ориентации $\langle 110 \rangle$ границы раздела практически не видны, в то время как в ориентации $\langle 100 \rangle$ отдельные слои в сверхструктуре различаются достаточно хорошо. В докладе этот вопрос рассматривается в рамках теории каналирования с точки зрения структуры электронного волнового потока, устанавливающегося в кристалле той или иной ориентации. Показано, что для обычно используемых в электронной микроскопии ускоряющих напряжений ~ 100 кВ и для элементов со средними атомными номерами при высокосимметричных ориентировках (типа $\langle 100 \rangle, \langle 111 \rangle$) число сильнозаселенных связанных блоховских состояний обычно равно двум; в то же время для более низких ориентировок (типа $\langle 110 \rangle$) число сильнозаселенных состояний не меньше трех. Это означает, что в первом случае высокосимметричных ориентировок структура электронного волнового потока по толщине кристалла носит практически синусоидальный характер с периодом, очевидно, зависящим от атомного номера вещества и составляющим величину порядка 100 Å. Поэтому даже для весьма малых отличий в атомных номерах, образующих соседние слои веществ, отличия в интенсивностях электронных потоков обычно достаточно значительны, а следовательно, различен и контраст изображений различных слоев. В случае же трех и более сильнозаселенных состояний изменение электронного потока определяется сложным характером биения, различия в соответствующих интенсивностях для различных слоев невелики, а потому для таких ориентировок визуализация границ раздела значительно сложнее.

А.С.Боровик, Е.Н.Гутлянский, В.С.Мальшевский

О ГЕНЕРАЦИИ УЛЬТРАЗВУКА ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ

Разработана квантовая модель, описывающая давление каналированной частицы на стенку плоскостного канала, которое вызвано взаимодействием с потенциалом атомных плоскостей. Данный подход позволяет описать генерацию ультразвуковых волн при каналировании. Вычислен вектор Умова-Пойтинга ультразвуковых волн, возбуждаемых частицей. Предполагается, что потери энергии частицей на возбуждение акустических волн в кристалле обусловлены эффектом Черенкова. Развитый подход позволяет изучать спектральные характеристики ультразвуковых волн, генерируемых частицами при каналировании в изогнутых кристаллах. Возможно использовать рассматриваемый эффект для исследования искажений структуры каналов, связанных с линейными дефектами.

В.А.Ходырев

РЕГУЛЯРНЫЕ И ХАОТИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ

В /1/ предложен метод определения волновых функций квантовых состояний частицы в пространственно-периодическом потенциале с периодической δ -образной зависимостью от времени. Естественными параметрами квантования в этом случае являются квазиэнергия и квазимпульс. Эта ситуация соответствует каналированию частиц в кристалле с описанием в эйкональном приближении рассеяний на атомах (осевое каналирование) или на атомных цепочках (каналирование в плоскости, образуемой атомными цепочками). В настоящей работе анализируется последний случай с гармонической зависимостью потенциала от поперечной к плоскости координаты x :

$$U(x, t) = U_0 \left(1 - \cos\left(2\pi \frac{x}{d}\right)\right) \sum_n \delta\left(\frac{t}{T} - n\right) \quad (1)$$

Уравнение Шредингера в безразмерных переменных $\tau = t/T$ и $\xi = x/d$ содержит два параметра $\mu = md^2/\hbar T$ и $\nu = U_0 T/\hbar$, где m - масса частицы. Фазовый портрет соответствующей классической системы - хорошо изученное "стандартное отображение" /2/, содержащее все характерные черты хаотической системы. Фазовый портрет определяется в этом случае единственным параметром $\lambda = \nu/\mu$.

Результаты расчетов показывают, что при $\lambda \ll 1$, где классическая система одновременно обнаруживает регулярные и хаотические режимы движения, при достаточно больших μ и ν можно по виду волновых функций установить соответствие квантовых состояний с компонентами классического фазового портрета. Пространственное распределение частиц для хаотических квантовых состояний имеет нерегулярный вид, чувствительный к величине квазимпульса. Из этого следует высокая скорость расплывания волновых пакетов /2/. Различие между регулярными и хаотическими состояниями наиболее ярко проявляется в их разложении по стационарным состояниям для усредненного по времени потенциала (1).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ходырев В.А. // Тезисы докладов XX Всесоюз. совещ. по физике вз-я заряж. част. с крист. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1980. С. 54.
2. Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем. - М.: Наука, 1984.

В. А. Ходырев

**РОЛЬ АНИЗОТРОПИИ ПОЛИРИЗЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА В
ЭФФЕКТЕ БАРКАВА**

Расчет Z^3 -поправки в торможении заряженных частиц во втором порядке теории возмущений показывает, что модель с экспоненциально экранированной частицей, движущейся в однородном электронном газе, расходится с классической оценкой эффекта /2/ и, как и расчеты в других моделях, дает величину поправки примерно вдвое меньшую экспериментальной. В области энергий протонов 0.1-1 МэВ расчетная величина поправки оказывается мало чувствительной к величине параметра экранирования, его подгонка не позволяет достичь согласия с экспериментом и это может свидетельствовать об иной причине расхождения.

В классической картине /2/ природа поправки связана с двумя эффектами экранирования, дающими вклад противоположного знака в Z^3 -поправку: уменьшение скорости электрона в момент столкновения с положительно заряженной частицей (в системе покоя частицы) и увеличение прицельного параметра столкновения. Можно предположить, что для реальной формы кильватерного потенциала второй эффект будет существенно ослаблен, поскольку в передней полусфере срезания дальнодействующей части кулоновского потенциала частицы в этом случае нет. Исходное выражение для поправки во втором порядке теории возмущений удастся преобразовать к форме, соответствующей форме классического выражения, что позволяет разделить в этом выражении вклады двух эффектов. Учет только первого эффекта приводит к существенному улучшению согласия расчета с экспериментом.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ходырев В.А., Чуманов В.Я. // Тезисы докл. XX Всесоюз. совещ. по физике взаимод. заряд. част. с крист.: Изд-во Моск. ун-та. 1990. С.39.
2. Lindhard J. // Nucl. Instr. and Meth. 1976. V.132. P.1-5.

С.Грозданович, К.М.Ерохин, Н.П.Калашиков
и группа OBELIX (INFN BOLOGNA)

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ АНТИПРОТОНОВ В МОЛЕКУЛЯРНОМ ВОДОРОДЕ. ЭФФЕКТ БАРКАНА

Рассматривается случай движения антипротонов со скоростями меньшими скоростей орбитальных электронов атомов мишени. В этом случае, согласно Фирсову-Линдхарду, тормозные потери линейно зависят от скорости налетающих частиц. Используя теоретический подход Фирсова, исследуются тормозные потери заряженных частиц с учетом эффекта поляризации атомов среды. Поляризация электронной плотности атомов мишени приводит к обрезанию близких неупругих соударений между налетающими антипротонами и атомами вещества мишени.

Влияние поляризации плотности электронов уменьшает энергетические потери антипротонов по сравнению с торможением протонов приблизительно в два раза (в области максимума тормозных потерь), что согласуется с экспериментальными данными, полученными группой OBELIX (INFN BOLOGNA).

В.А.Александров, Г.М.Филиппов

ВЛИЯНИЕ ВЗАИМНОЙ ЭКРАНИРОВКИ РАЗЛИЧНЫХ ГРУПП ЭЛЕКТРОНОВ
ТВЕРДОГО ТЕЛА НА Z_2 -ОСЦИЛЛЯЦИИ

В предыдущей работе /1/ нами было показано, что расчёт тормозной способности вещества на основе диэлектрического подхода /2/, позволяющего при помощи микроскопической теории произвести учёт вклада всех электронов вещества сложного молекулярного состава в его поляризационные свойства, можно объяснить нарушение правила Брегга, достигаемое в области максимума энергетических потерь величины 20-30 %. В настоящей работе тот же подход применяется для анализа влияния взаимной экранировки электронов вещества мишени на удельные энергетические потери быстрых точечных заряженных частиц в зависимости от порядкового номера Z_2 ядер мишени. В рамках двух моделей, предложенных в /2/ (диэлектрическая функция вещества в случае ОШВ и кулоновских функций), выводится в зависимости от Z_2 положение E_m и величина E_m максимума кривой удельных потерь энергии точечной заряженной частицы в веществе монокристаллического состава. Наряду с характерным периодическим по Z_2 поведением указанных величин (оболочечный эффект), наблюдается заметное влияние взаимной экранировки электронных оболочек атома. Эффектом этого же порядка является зависимость удельных энергетических потерь в расчёте на один атом мишени от агрегатного состояния вещества (рассмотрено на примере водорода в твёрдом, жидком и газообразном состояниях).

ЛИТЕРАТУРА

1. Александров В.А., Филиппов Г.М. Оценка нарушения правила Брегга в расчёте торможения протонов в SiO_2 // Тезисы докладов XIII Совет. по физике взаимод. заряж. частиц с кристаллами. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1992, С.34.
2. Александров В.А., Филиппов Г.М. Поляризационные свойства и тормозная способность Al, Si, SiO_2 // материалы XXI Всесоюз. совет. по физике взаимод. заряж. частиц с кристаллами.-М.: Изд-во Моск. ун-та, 1992, С. 60-62.

В.А.Дидяк, В.В.Козловский, Р.Ш.Малкович и Е.А.Скорятина

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОНЦЕНТРАЦИОННЫХ ПРОФИЛЕЙ ТРАНСМУТАЦИОННЫХ
ИЗОТОПОВ

Концентрационные профили радиоактивных изотопов, созданных в полупроводниковых соединениях A^3B^5 ($GaAs$, GaP), высокотемпературном сверхпроводнике $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и сегнетоэлектрике $PbZrO_3$, ^{54}Ti , $^{46}O_3$ облучением высокоэнергетичными α -частицами, использованы для определения энергетической зависимости сечения ядерных реакций $b(E)$. Образцы облучались α -частицами с энергией $E_0 = 20$ МэВ. Поток частиц $\Phi = 6 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$, время облучения $t = 1$ час. В результате облучения создавались радиоактивные изотопы ^{71}As , ^{72}As , ^{74}As , ^{77}Br , ^{66}Ga , ^{67}Ga , ^{92}Nb , ^{139}Ce , ^{141}Ce , ^{48}V , ^{51}Cr , ^{99}Mo . Профили изотопов $C(x)$ определялись шлифованием слоев (толщиной от 2 до 10 мкм) и их радиометрированием с использованием калиброванного гамма-спектрометра с $Ge(Li)$ -детектором. Для определения сечения использовалось соотношение $C = bN\Phi\lambda^{-1}(1 - e^{-\lambda t})$, в котором N - концентрация стабильного изотопа матрицы, λ - постоянная распада трансмутационного изотопа. По экспериментальным значениям $C(x)$ были найдены значения $b(x)$, а затем с использованием рассчитанной нами зависимости $E(x)$, где E - локальная энергия α -частиц, были построены кривые $b(E)$. Полученные значения $b(E)$ сравниваются с экспериментальными данными других авторов. Отмечается согласие полученных нами кривых $b(E)$ с теоретическими. По сравнению с методом тонких мишеней (фольг), анализ концентрационных профилей позволяет существенно повысить точность определения $b(E)$ и значительно упрощает процедуру определения $b(E)$ в тех случаях, когда приготовление тонких мишеней затруднительно.

О ПРЕДЕЛЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ td (dd) РЕАКЦИЙ ПРИ ОСЕВОМ КАНАЛИРОВАНИИ В КРИСТАЛЛАХ

В [1,2] был впервые поставлен вопрос и приведены оценки существенного увеличения эффективности td синтеза для пучка в кристаллической мишени. В проводившихся позднее экспериментах по исследованию угловой зависимости эффективности реакций в кристалле увеличение выхода при углах, близких к углу Линдхарда Θ_0 , не превысило 10-30% вместо ожидавшихся на основе качественных оценок 10 и более раз. Это обусловлено использованием слабо коллимированных пучков с большой расходимостью $\delta\Theta \leq \Theta_0$ и толстых мишеней, что вело к сглаживанию и снижению максимума.

В данной работе впервые найдено точное решение задачи об осевом каналировании ядер t, d в поле периодически расположенных осей D , а также об изменении эффективности синтеза. Задача решалась на основе уравнения Шредингера с реальным периодическим потенциалом $V(x,y) = V(x+na, y+ma)$ при использовании псевдоспектрального метода и неравномерной сетки ГИС для $N = 100$ нижних разрешенных зон. На основе найденных точных волновых функций $\Psi_i(x,y)$ каналированного движения был вычислен коэффициент эффективности реакции

$$K_i = a^2 \iint f(x,y) |\Psi_i(x,y)|^2 dx dy,$$

учитывая изменение вероятности реакции за счет неоднородной локализации $|\Psi_i(x,y)|^2$ в области осей D кристалла, распределенных около положения равновесия по закону нормального распределения f с дисперсией σ^2 . Найденные значения $K_i \approx 295\%$, 118, 55 при $\sigma = a/150, a/30, a/20$ для урона (зоны) энергии, приближающегося к верхнему барьера, дают теоретический предел увеличения эффективности синтеза при каналировании максимально неадиабатического пучка в тонком кристалле. Для соседних с оптимальным уровнем значения K из-за антисимметрии $\Psi_{i\pm 1}$ резко уменьшаются (при $\sigma = a/20$ $K_{i\pm 1} \approx 1,4\% \cdot 10^{-2}$), что демонстрирует очень резкую зависимость $\langle K_i \rangle_{i \geq 1}$ от степени угловой коллимации, монохроматичности и торможения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Высоцкий В.И., Кузьмин Г.Н./ Письма в ЖТФ, 1961, Т.7, С.381.
2. Высоцкий В.И., Кузьмин Г.Н./ ЖТФ, 1963, Т.33, С.1661.

Б. И. Ткачева

ВЛИЯНИЕ ВОЗМОЖНОГО КАНАЛИРОВАНИЯ БИСТЕНЕ НЕЙТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ НА ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

В последние годы выяснилось, что явление каналирования возможно не только для заряженных частиц, но и для нейтральных частиц с длиной волны, много меньшей периода решетки [1, 2, 3]. На основе ранее проведенной квантово-механической теории и verified экспериментально ядерные реакции в ионокристаллах [4, 5, 6] рассматриваются в виде реакции под действием канализованных нейтронов. Получены сечения реакции в аналитическом виде для частного случая одиночного резонанса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барышевский В. Г. // Материалы 14-й линейной школы ФИЯФ. Л., 1979, С. 159.
2. Барышевский В. Г., Зайцева А. М. // Изв. вузов. Серия «Физика», 1986, Т. 3, С. 105.
3. Дюин А. В. // Листья в ЖЭТФ, 1980, Т. 51, Вып. 7, С. 13.
4. Барышевский В. Г., Ткачева В. И. // Доклады АН БССР, 1978, Т. 22, № 1, С. 29.
5. Барышевский В. Г. Канализование, излучение и реакции в кристаллах при средних энергиях. Минск, Белгосуниверситет, 1982.
6. Ткачева В. И. // Весті АН БССР, серия ф. н. энерг. наук, 1991, № 2, С. 26.

В.Н.Гражданкин

ВОЗБУЖДЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ ПОТОКОМ ЭЛЕКТРОНОВ

Ранее нами экспериментально было установлено, что при облучении сплавов железа электронами с энергией 2 - 40 кэВ в поле градиента температуры исходная однородность сплава нарушается и в течение $10^2 - 10^3$ с. образуются макроскопические области (до 10 мкм), имеющие отличные от исходных соотношения концентрации элементов и структуру [1]. Аналогичные процессы происходят при облучении сплавов ионами и объясняются радиационно-индуцированной сегрегацией, связанной с образованием дефектов. Однако, энергия, передаваемая электронами атому, в данном случае на 2 - 3 порядка меньше пороговой энергии дефектообразования.

Обнаружено, что при облучении постоянным по интенсивности потоком низкоэнергетических электронов поликристаллов и кристаллов металлов, диэлектриков и полупроводников в них возбуждаются ультразвуковые колебания с частотой ~ 100 МГц и энергия этих колебаний достаточна для образования дефектов. Разделив исследуемый образец и мишень - источник колебаний, мы установили, что воздействие ультразвука на сплав при температуре 200 - 1200°C приводит к таким же результатам, как и при прямом облучении образца электронами. Колебания такой частоты распространяются в твердом теле со слабым поглощением на большие расстояния, что также было экспериментально зафиксировано.

Сравнение механизмов взаимодействия ускоренных ионов и электронов с твердым телом позволяет предположить, что подобные колебания генерируются также и ионами. Известный в радиационной физике "эффект дальнего действия", по-видимому, есть результат переноса части энергии ионов на расстояния, немного превышающие пробег, в виде обнаруженных колебаний.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Дубовцев К.А., Гражданкин В.Н. и др. // Известия Академии наук СССР, сер. физическая, 1988, т.52. С.1711.

В. Д. Мясцкий

МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В ТОЛСТОМ НЕОДНОРОДНОМ
ПОГЛОТИТЕЛЕ

При измерении тормозной способности поглотителей в рамках метода с толстым поглотителем в геометрии пропускания является существенным корректный учет многократного рассеяния тяжелых ионов, особенно в области малых энергий налетающих частиц. Методами машинного моделирования проведены расчеты энергетических спектров для выяснения вопроса о возможностях теории многократного рассеяния при учете многократного рассеяния в толстом поглотителе, а также влияния такой реальной характеристики используемых в экспериментах поглотителей, как их неоднородность по толщине. Результаты моделирования позволяют сделать вывод, что теория многократного рассеяния позволяет лишь в отдельных случаях хорошо воспроизвести экспериментальные спектры. Неоднородность поглотителя по толщине слабо влияет на расчетный спектр.

Н.М.Кабачник, В.Я.Чуманов, О.В.Чуманова

ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ПРИЦЕЛЬНОГО ПАРАМЕТРА СТОЛКНОВЕНИЯ СРЕДНИХ
ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ НА АТОМАХ АРГОНА И КРИПТОНА

В данной работе объектом исследования являются дифференциальные характеристики торможения, такие как средние потери энергии $\overline{\Delta E}$ в зависимости от прицельного параметра столкновения b .

Рассчитывается $\overline{\Delta E}(b)$ для случая торможения протонов средних энергий от 0,1 до 1 МэВ в благородных газах аргоне и криптоне в полуклассическом приближении /1/. Протон рассматривается как классическая частица, движущаяся по прямолинейной траектории. Взаимодействие протона с атомом описывается в рамках модели независимых электронов в атоме с замороженным ядром в первом порядке теории возмущений.

Основные закономерности зависимостей от прицельных параметров средних энергетических потерь протонов в аргоне и криптоне следующие: большой вклад в потери при малых прицельных параметрах дает торможение на внутренних оболочках атома; при больших прицельных параметрах вклад в средние потери идет за счет торможения на внешних оболочках атома; по мере увеличения скорости взаимодействующего с атомом протона наблюдается рост торможения на внутренних оболочках атомов.

В целом средние потери энергии в криптоне больше из-за большего числа электронов. Из расчетов следует, что в экспериментальном плане интересны измерения угловой зависимости потерь энергии протонов при малой энергии в области углов рассеяния, соответствующих прицельным параметрам от 0,5 до 1,2 ат.ед.. При больших скоростях частиц подобные измерения трудны и малоинформационны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кабачник Н.М., Чуманов В.Я., Чуманова О.В. // *Радиостат. Biol.* (6). 1980. Т.24. С.105

ОТ ВЕЛИЧИЙ α И β ЗАВИСИТ ОТ НАПРАВЛЕНИЯ. СВЕЩЕНИЕ ПРОИСХОДИТ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЗАМЕРЯЕМЫХ ЧАСТИ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО, КОТОРОМУ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ НАДЛЕЖИТ ПОСЛУЖИТЬ ПРИ ПРИНЦИПИАЛЬНОМ ЧАСТОТ ОТ 10^2 ДО 10^4 ГЦ

При прохождении заряженных частиц через вещество возникает акустическое излучение, обусловленное различными механизмами: термодуплетным /1/, зарядовым /2/, ориентационным /3/. Частотный спектр этого излучения лежит в широком диапазоне от сотен Гц до сотен МГц. Поскольку рабочая область приемников акустического излучения, подавляемых проведением, приходится на интервал частот от 10^2 до 10^4 Гц, возникает необходимость оценки того, какая доля интенсивности приходится на этот интервал. Предварительные расчеты показали, что чувствительность размещенных приемников достаточна для измерения интенсивности пучков заряженных частиц, модулированных ультразвуком. Кроме того, интересна возможность непосредственного акустического восприятия вызванного радиацией акустического излучения. Рассчитаны величины мощностей пучка, при которых возможно акустическое восприятие этого излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Oswald R.B. et al. // *Journ. Appl. Phys.*, 1971, v.42, no. p.3-13.
2. Денисов Б. П., Митин Л. Л., Митрофанов Л. Н. // Труды X Всесоюз. съезда по физике взаимной зарядки ионы с кристаллами. - М: Изд-во Моск. ун-та, 1962. С. 533.
3. Denísov B.P. et al // *Physics Letters*, 1970, v.77A, no. 4, P. 226.

А. С. Камышан, Ф. Ф. Комаров, Т. В. Поздеева, А. А. Лисеенко

КАНАЛИРОВАНИЕ И ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ С Е-440 кэВ В ТОНКИХ
МОНОКРИСТАЛЛАХ Si

Приведено экспериментальное исследование угловых зависимостей и угловых распределений плотности потока протонов с энергией 440 кэВ, прошедших через эпитаксиальные $\langle 111 \rangle$ пленки Si толщиной 1,8 и 2,0 мкм. Измерены потери энергии, их угловые зависимости и угловые распределения. Измерения проводились на экспериментальной установке, созданной на базе электростатического ускорителя с энергией ионов 1 МэВ. Измеренная угловая расходимость ионного пучка не превышала $\pm 1,5 \times 10^{-3}$ град., монохроматичность $\pm 0,1\%$. Система манипулирования, размещенная на расстоянии 128 см от мишени, позволяла перемещать детектор в диапазоне $\pm 3,10^0$ по азимуту и $\pm 1,4 \times 10^{-3}$ градуса. Угол, стягиваемый детектором, не превышает $2,5 \times 10^{-4}$ град., энергетическое разрешение спектрометрического тракта не более 20 кэВ. Измерены угловые распределения плотности потока протонов за монокристаллом Si при различных углах влета относительно кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$. Показано, что для образцов толщиной 2,0 мкм и углов падения равных Ψ_L угловые распределения протонов еще анизотропны, следовательно, установление статистического равновесия в поперечном фазовом пространстве происходит на расстояниях, существенно больших λ (в нашем случае толщина кристалла соответствует 14λ , где λ - длина установления статистического равновесия). Измерения угловых распределений потерь энергии протонов показали присутствие каналированной фракции пучка при угле падения $\sim 1,6 \Psi_L$. Сравнение угловых зависимостей и угловых распределений потерь энергии позволило выделить диапазон углов, при которых имеет место гидроканалирование протонов.

С.В.Блажевич

ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ В ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЯХ
ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ

В работе обсуждается ориентационный эффект в ионизационных потерях энергии релятивистских электронов, экспериментально наблюдавшийся /1/ при прохождении частиц через толстый ($L = L_R$, где L_R - радиационная длина) кристалл по акустическому эффекту /2/ взаимодействия частиц с веществом мишени.

Показано, что указанный ориентационный эффект обусловлен вкладом в ионизацию вещества мишени вторичных частиц, а именно, гамма-квантов, когерентно излучаемых электронами в кристалле. Показано, что δ -электроны, рождающиеся в близких столкновениях релятивистских электронов с атомами кристалла, не дают заметного вклада в обсуждаемый эффект.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Блажевич С.В., Морозовский В.Д. Ориентационно-ионизационный эффект взаимодействия ультррелятивистских электронов с монокристаллом // ДТФ, 1970, Т.1, № 1. С.197-198.
2. Блажевич С.В., Калинин А.М., Лазурин-Блюдуца Б.Т. О природе акустического импульса возбуждаемого пучком электронов в пластине // Письма в ДТФ, 1975. Т.1. С.604-605.

Б.Л.Бурликов,Е.И.Розум

АКУСТИЧЕСКАЯ МЕТОДИКА ДИАГНОСТИКИ ЭФФЕКТА АБСОЛЮТНОГО ОТКЛОНЕНИЯ
ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА

В последнее время проявляется определенный интерес к управлению потоками заряженных частиц без наложения влияния внешних электрических и магнитных полей, так например, в Японии проводились работы по фокусировке и отклонению сильноточного пучка электронов от сверхпроводящей керамики $YBa_2Cu_3O_7 / I /$. В НИИ ЯФ был обнаружен эффект отклонения быстрых электронов электрическим полем объемного заряда, наведенного в диэлектрике в процессе облучения узким коллимированным пучком [2]. Отклонение пучка электронов регистрировалось по облучению поверхности фотопластины. Данная методика не обеспечивает информативность эксперимента в реальном масштабе времени. Нами предложена универсальная методика по диагностике пучка заряженных частиц и отклонению пучка электронов, основанная на регистрации акустических колебаний в твердотельных мишенях. Отклонение пучка электронов фиксируется по разнице прихода акустических колебаний, снимаемых с двух акустических преобразователей, расположенных на торцевых поверхностях мишени (вертикальной и горизонтальной). Данная методика позволяет в реальном масштабе времени осуществлять контроль за параметрами пучка (ток, длительность, радиус пучка) и обеспечивать надежное фиксирование отклонения пучка с точностью до 6 мм.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Matsuzawa H., Ishibashi Y. // App. Phys. Lett. 59(2), July 1991, 141
2. Диденко А.Н., Бороубьев С.А., Розум Е.И. и др. // ДАН.
1988, т. 302, № 4, С. 835-838.

В.С.Шорин ,А.Н.Соснин

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СТРАГГЛИНГ БЫСТРЫХ ИОНОВ В FOP-СПЕКТРАХ
ДЛЯ ТОЛСТЫХ ПЛЕНОК

В рамках самосогласованного квазитгауссова приближения /1/ исследовано влияние энергетической зависимости функций тормозной способности вещества $S(E)=-dE/dx$ и функции страгглинга $L(E)=d\sigma^2(E)/dx$ на величину энергетического размытия нижней границы FOP-спектра и его сдвиг. Полученные соотношения для величин эффектов имеют особенно простой вид для степенной аппроксимации функций $S(E)$ и $L(E)$. Проведенные расчеты и результаты моделирования FOP-спектров для протонов и α -частиц с энергиями 1 и 2 МэВ соответственно, на пленках кремния толщиной 0,4 и 1 $\mu\text{г}/\text{см}^2$ показали, что величина размытия увеличивается на 20- 30 % по сравнению с боровской оценкой.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. L'Noir A., Schmaus D., // Nucl.Instr.Meth., 1984.v.B4. p.1.

В.С.Шорин

ЭФФЕКТЫ КРАТНОГО РАССЕЯНИЯ В ROP-СПЕКТРАХ

Используя метод Монте-Карло проведено моделирование ROP-спектров с учетом кратного (до 4-го порядка включительно) резерфордовского рассеяния в мишени. Вклад в ROP-спектр рассеяния соответствующей кратности зависит от выбора минимального угла рассеяния θ_{\min} . Проведенные расчеты для спектров протонов с энергиями 1-3 МэВ в кремнии ($\theta_{\min}=5^\circ$), никеле ($\theta_{\min}=8^\circ$) и золоте ($\theta_{\min}=10^\circ$) подтвердили основные выводы работы /1/, полученные в модели двукратного рассеяния при $\theta_{\min} \geq 15^\circ$. В то же время оценки относительных вкладов двукратного рассеяния меньше соответствующих оценок из работы /1/ в ~1,5 раза.

Л И Т Е Р А Т У Р А

I.Weber A., Fazly Q., Mommsen H.// Nucl.Instr.Meth., 1984.V.В4.
Р.19.

В. В. Григорьев, И. В. Конышин, А. В. Леонтьев

МОДЕЛИРОВАНИЕ КАСКАДОВ АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ
ПОЛИМЕРНЫХ МИШЕНЕЙ ЛЕГКИМИ ИОНАМИ

В работе представлены результаты моделирования каскадов атомных столкновений, возникающих в позитивном электронно-резиисте ПИМА ($C_{12}H_{18}O_2$), при облучении ионами B^+, N^+ с энергией 40...200 кэВ. В основе используемой программы лежит известный алгоритм TRIM 88. В качестве потенциала ион-атомного взаимодействия применяли универсальный потенциал. Электронная тормозная способность рассчитывалась на основе модифицированного правила Брегга $/1/$, учитывающего вклад в суммарное торможение отдельных химических связей (C-C, C-H, C-O и др.). В отличие от традиционно используемой формулы Брегга, такой подход позволяет учесть реальную структуру полимера, а не только ее атомный состав. Суммирование вкладов отдельных химических связей проводилось на основе подхода Кельнской группы $/2/$. Работа программы в режиме записи индивидуальных столкновений вдоль траектории движущейся частицы требует некоторого увеличения времени счета, но дает возможность построить спектры первично выбитых атомов (ПВА) и проследить весь процесс развития каскадов. Выявлено, что при имплантации легких ионов с энергией более 100 кэВ довольно часто возникает ситуация, когда атом водорода получает энергию 25...30 кэВ, которая в дальнейшем практически вся расходуется на ионизацию среды.

Представлены зависимости упруго- и неупруговыделенной энергии в направлении перпендикулярном первоначальной траектории иона, что полезно для задач ионно-лучевой литографии.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ziegler J.F., Manoyen J.M. //НПМ. В.35. 1988. N.3/4. P.215.
2. Kreuz R., Neuwirth W., Pietsch W. // Phys. Rev.(A). 1980. V.22. N.6. P.2606.

В.Б.Ганяню, Ю.В.Жебровский, Л.Я.Холесников,
А.М.Губашкин, П.В.Сорокин

ВЫХОДЫ ИЗЛУЧЕНИЯ В ТОЛСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ АЛМАЗА

Представлены экспериментальные результаты измерения выходов излучения электронов с энергией 0,6 - 1,5 ГэВ для монокристаллов алмаза толщиной 0,3, <III>, 1,0, <100> и 10,0 мм, <110> в зависимости от угла коллимации фотонов θ_R в диапазоне $0,5 \leq \theta_R / \theta_0 \leq 3,0$ (θ_0 - угол естественного испускания фотона). Выход излучения $\eta_{ор(раз)} = W_{ор(раз)} / W_e$ определен, как отношение излученной энергии $W_{ор}$ к энергии электрона W_e , соответственно, для ориентированного (условие осевого канальирования) и разориентированного монокристалла. Эксперимент выполнен на Харьковском линейном ускорителе электронов ЛУ-2 ГэВ. Полученные результаты сравниваются на рис.1,2 с данными других групп [1,2]. Наблюдается заметное расхождение в зависимости $\alpha = \eta_{ор} / \eta_{раз}$ данных ЕРФИ [2] с данными Томска [1] и результатами настоящей работы.

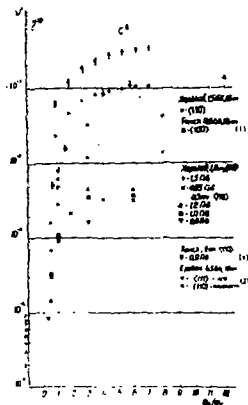


Рис.1

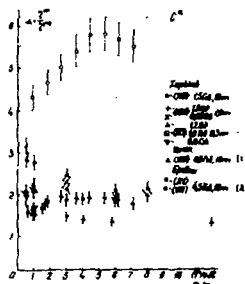


Рис.2

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Воробьев С.А. и др. // Изв. вуз. МВ и ССО СССР, Физика, 1986, №9, С.32.
2. Авалян Р.О. и др. // Письма в ЖТФ, 1988, Т.10, вып.10, С.892.

В.Б.Гайсяно, Ю.В.Жебровский, Б.Н.Калинин, Л.А.Колесников,
А.П.Потылиця, А.Л.Губашкин, П.В.Сорокин

ВЫХОДЫ ИЗЛУЧЕНИЯ В ТОЛСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ

Представлены экспериментальные результаты измерения выходов излучения электронов $\eta = W_{\gamma}/W_e$ (W_{γ}, W_e - полные энергии фотонов и электронов соответственно) в зависимости от угла коллимации фотонов θ_K в диапазоне $0,5 \leq \theta_K/\theta_f \leq 21,6$ (θ_f - угол естественного испускания фотонов) для монокристаллов кремния толщиной 20 мм, $\langle 111 \rangle$ и 10 мм, $\langle 100 \rangle$. Ранее выходы излучения исследовались в работах /1,2/. Эксперимент выполнялся на электронном синхротроне НИИ ЯФ ТПИ "Сиркус" (г.Томск) при энергиях электронов 0,3, 0,6 и 0,9 ГэВ и на линейном ускорителе ХФТИ ЛУ-2 ГэВ (г.Харьков) при энергиях 0,6 и 1,2 ГэВ. Выходы излучения измерены при условии осевого каналирования электронов ($W_{\gamma}^{ор}, \eta^{ор}$), а также для разориентированного монокристалла ($W_{\gamma}^{раз}, \eta^{раз}$). Результаты приведены на рис.1,2. Наблюдается расхождение с данными работы /2/ в зависимости $\eta = \eta^{ор}/\eta^{раз}$ от угла коллимации фотонов.

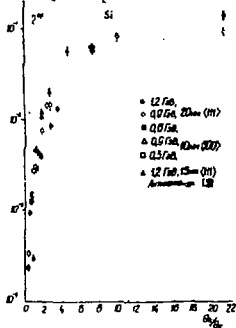


Рис.1

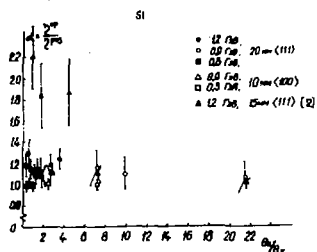


Рис.2

ЛИТЕРАТУРА

1. Байер В.Н. и др. // Цеприфт ИЯС, 84-11, Новосибирск, 1984.
2. Antipenko A.T. et al. // Nucl. Instr. and Meth., 1990, 248, p. 291.

В.Г.Барышевский, К.Г.Батраков, И.Я.Дубовская

ИНДУЦИРОВАННОЕ КВАЗИЧЕРЕНКОВСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ
ПОВЕРХНОСТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Известно, что релятивистская заряженная частица, движущаяся с постоянной скоростью через кристаллическую мишень, излучает квази-черенковское рентгеновское излучение ¹. При больших плотностях тока релятивистского электронного пучка ($j \sim 10^{10} \text{ A/cm}^2$) возможно образование когерентного вклада в рентгеновское излучение пучка в узком спектральном и угловом диапазоне ($\Delta\theta \sim \Delta\omega/\omega \sim 10^{-5}$). Очевидно, что в этом случае многократное рассеяние оказывает сильное разрушающее воздействие на образование когерентного квазичеренковского излучения. Подавление воздействия многократного рассеяния возможно при переходе к поверхностному излучению, когда лучок электронов пролетает над кристаллом или под малым углом к поверхности кристалла ².

В данной работе получены спектрально-угловые распределения когерентной части квазичеренковского поверхностного излучения интенсивного релятивистского пучка заряженных частиц, проанализирован относительный вклад когерентной компоненты в узком спектральном и угловом интервале и возможность экспериментального наблюдения когерентного индуцированного излучения на фоне спонтанного квазичеренковского рентгеновского поверхностного излучения.

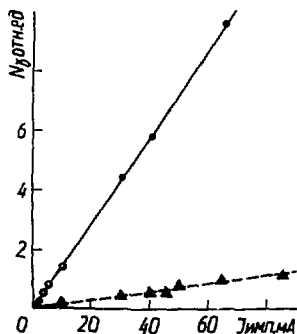
Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Барышевский В.Г. Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. — Минск; Изд. Белгосуниверситета, 1983.
2. Барышевский В.Г. Поверхностное параметрическое излучение релятивистских частиц // Доклады АН СССР, 1988, т. 299, С. 1363-1366.

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

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ КОГЕРЕНТНОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В
 КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ИМПУЛЬСНОГО
 ТОКА ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ

В работе исследована зависимость эффективности генерации когерентного излучения гамма-квантов в ориентированном кристалле кремния толщиной 15 мм от величины импульсного тока пучка электронов с энергией 1,2 ГэВ. Измерилось число гамма-квантов, генерируемых в течение импульса тока в области максимума спектральной плотности излучения с использованием метода наведенной активности в образцах меди в результате реакции $Cu^{63}(\gamma, n)Cu^{62}$.



Зависимость числа гамма-квантов, излученных в интервале энергий $10 \leq E_{\gamma} \leq 30$ МэВ в ориентированном кристалле (•) и разориентированном (▲) от величины импульсного тока приведена на рисунке.

Показано, что в интервале импульсных токов 1-100 мА число гамма-квантов увеличивается пропорционально величине импульсного тока электронов при условии сохранения величины эмиттанса электронного пучка.

Ю. Анисов, И. Е. Внуков, Б. Н. Калинин,
Г. А. Науменко, А. П. Потылицы, В. П. Сарычев

КОБЕРЕНТНОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТИПА Б КАК ИСТОЧНИК КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ФОТОННЫХ ПУЧКОВ

В работе [1] предложено использовать когерентное тормозное излучение типа Б (КТИ Б) электронов средних энергий (порядка 100 МэВ) как источник квазимонохроматических фотонных пучков с энергией фотона в энергии первоначальных электронов ($(0,5 - 0,8) E_0$) и высокой четкостью не хуже 10^4 . Экспериментальное исследование спектральных характеристик пучков КТИ Б в зависимости от ориентации электронов относительно поверхности кристалла показало, что при движении электронов вне оси или плоскости кристалла в области углов "разрешения" значения $\psi < 10\psi_L$ энергия КТИ хорошо описывает экспоненциальную зависимость. Для энергии электронов 300 МэВ угле коллиминации излучения 0,6 мрад и толщине монокристалла слоя 0,17 мкм при угле отклонения оси $\langle 111 \rangle$ на 0 мрад энергия в линии излучения равна 244 МэВ, превышение линии над некогерентной подложкой 0,5, а ширина в полувысоте (FWHM) 12 МэВ. При разориентации оси $\langle 111 \rangle$ и уменьшении толщины кристалла до 50-100 нм соответственно анализ д. "линии/подложка" может достигать 2,3, а FWHM 5-8 МэВ в зависимости от угла коллиминации излучения и энергии электронов.

Расчеты в области применимости теории ($\psi \geq 10\psi_L$) показывают, что для кристаллов с несимметричной обратной решеткой в плоскости, перпендикулярной направлению электронного пучка, полочное излучение обладает частичной линейной поляризацией. Для монокристалла слоя толщиной 0,1 мкм, энергии электронов 150 МэВ, угле коллиминации излучения 0,6 мрад и угле разориентации оси $\langle 111 \rangle$ 10-15 мрад линейная поляризация излучения равна 10-15%.

ЛИТЕРАТУРА

6. Потылицы А. П. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 53. С. 12.

М. Ю. Андреевский, В. Н. Забаев, В. В. Каплин, С. Р. Углов

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОРОГОВОГО ЭФФЕКТА В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ
ЖЕСТКОЙ ЧАСТИ СПЕКТРА РРПИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Проведено сравнение характеристик параметрического рентгеновского излучения (ПРИ), генерируемого в кристаллах, и резонансного рентгеновского переходного излучения (РРПИ) из слоистых мишеней. В эксперименте [1] обнаружена квазипороговая энергетическая зависимость параметрического излучения электронов в кристалле Si. В данной работе измерена аналогичная зависимость РРПИ в слоистой бериллиевой мишени.

Эксперимент выполнен на вторичном электронном пучке парного магнитного спектрометра (ПМС). ПМС установили на тормозном пучке Томского электронного синхротрона. Энергия ускоренных электронов 900 МэВ. Энергия вторичных электронов 300, 500 и 700 МэВ. Слоистый радиатор состоит из 125 пластинок Be по 26 мкм толщиной. Расстояние между пластинками 52 мкм. Параметры мишени выбраны таким образом, чтобы резонансный характер переходного излучения проявлялся наиболее ярко при энергии электронов 700 МэВ [2].

Спектры РРПИ и ПРИ лежат в одном энергетическом диапазоне, поэтому детектором в данной работе также служил пропорциональный счетчик с бериллиевым окном, наполненный ксеноном. Интервал измерения энергии фотонов составлял 4-40 КэВ.

Анализ экспериментальных данных и сравнение их с расчетами указывают на то, что для РРПИ, как и для ПРИ, зависимость интегрального выхода от энергии электронов носит пороговый характер. Обнаруженный эффект можно усилить, регистрируя лишь жесткую компоненту спектра, а также с помощью угловой селекции РРПИ.

Указанное свойство может быть использовано для улучшения характеристик детекторов переходного излучения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Алишев К. П. и др. // ЖТФ, 1988, Т. 58, В. 4, С. 754
2. Pietsrup M. A. et al. // Phys. Rev., 1985, V. 32, N 2, P. 917

Е. А. Ковалева, В. С. Мадьяшевский

ГЕНЕРАЦИЯ ЖЕСТКИХ ФОТОНОВ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЕ

Существующие в настоящее время методы, основанные на тормозном излучении релятивистских частиц в тяжелых мишенях, не позволяют получать интенсивные потоки фотонов в очень жесткой области на хвосте спектрального распределения. Метод обратного комптоновского рассеяния связан с проблемой согласования импульсов ускоренных частиц и лазерных фотонов, а эффективное преобразование энергии пучка в энергию рассеянных фотонов требует большой мощности лазерного излучения. Особый интерес представляет случай, когда в рассеивающей системе создана большая концентрация когерентно возбужденных состояний. Пересекая такую среду, релятивистская частица рассеивается в электромагнитном поле, создаваемом как зарядами, так и токами переходов в среде. Поэтому наряду с обычным тормозным излучением, вызванным кулоновскими столкновениями, возникает дополнительный вклад, обусловленный комптоновским рассеянием электромагнитного поля среды на релятивистской частице. В случае, когда возбужденные состояния частиц системы не вырождены или приготовлены специальным образом, среднее по положениям частиц системы значение поперечного ускорения релятивистской частицы окажется не равным нулю и возникает когерентный вклад в излучение, спектральная плотность которого имеет максимум в жесткой части спектра и пропорциональна квадрату концентрации частиц системы. Последняя особенность приводит к тому, что выход поляризованного излучения в жесткой части спектра значителен и при некоторых условиях может быть сравним с некогерентным тормозным фоном. Указанные условия можно реализовать, если, во-первых, поместить неравновесную систему во внешнее магнитное или электрическое поле, которое имеет вырождение, а, во-вторых, подвергнуть такую систему стационарной резонансной накачке внешним переменным полем (например, лазерным излучением) с частотой, близкой к частоте какого-либо перехода. На основе эффекта когерентной конверсии атомных возбуждений предложена и проанализирована модель стационарного источника жестких фотонов. Расчеты, проведенные для плотной плазмы лития показали, что выход поляризованных фотонов с энергией 0.68к при $k=150$ ГэВ составляет $1 \cdot 10^{-6}-10^{-7}$ 1/с на один электрон.

А. А. Гриненко, Н. Н. Насонов

ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ИОНИЗАЦИОННЫХ
ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННЫХ
ПАР В КРИСТАЛЛЕ

Исследуются ионизационные потери энергии электронно-позитронной пары высокой энергии, движущейся в кристалле под малым углом к кристаллографической оси или плоскости. Показано, что в определенных условиях разлет компонентов пары определяется когерентным рассеянием частиц в потенциале атомных цепочек или плоскостей, причем скорость разлета существенно зависит от угла ориентации импульса пары относительно основных кристаллографических направлений. Благодаря указанному обстоятельству проявляется сильная ориентационная зависимость эффекта подавления ионизационных потерь энергии пары, обусловленного интерференцией электромагнитных полей компонентов пары, движущихся на малом расстоянии друг от друга (эффект Чудакова).

А.С.Щукин, В.М.Трунов, В.В.Сидорова

КОHERЕНТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ЗАТЕРАСИВАЮЩЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ

За последние многие лет когерентное и интерференционное излучение при взаимодействии электронов с энергией порядка нескольких ГэВ в кристаллическом материале для различных систем орбитальных и спиновых состояний и пучков детонировало исследованию в ядерной физике. В работе энергия электронов является когерентных волновых пакетов в области энергии гаттс-кванта близкую к энергии излучающей системы. Настоящая работа посвящена анализу процесса когерентного излучения электронов в кристалле в этой диапазоне энергии. Показано, что существует весьма широким интервал углов ориентации кристаллических осей и плоскостей, в которых в рассматриваемом диапазоне энергий ($E \approx 100 \text{ ГэВ}$) обстоит справедливо основные результаты теории когерентного излучения. Рассмотрены различные варианты образования когерентных максимумов когерентного излучения электронов, связанные с интерференцией излучения как от различных дисков слоев кристалла, так и от различных кристаллических плоскостей. Показано, что наряду с максимумом интенсивности излучения в когерентных максимумах при $E \approx 100 \text{ ГэВ}$ имеется весьма высокая поляризация излучения в этих максимумах. Так, например, для электронов с энергией 100 ГэВ, движущихся в кристалле вдоль угла $\theta = 5 \cdot 10^{-4}$ рад к кристаллической плоскости (110), положение основного когерентного максимума находится при энергии гаттс-кванта $h\nu = 0,71 \text{ эВ}$. Интенсивность излучения в этом максимуме превосходит интенсивность излучения в атомной среде в 4 раза. При этом поляризация излучения в максимуме составляет $\rho \approx 0,3$. Таким образом, рассматриваемый эффект может быть использован для получения когерентных и поляризованных пучков детонировало с энергией порядка нескольких сотен ГэВ.

Н. П. Богуш

ИЗЛУЧЕНИЕ КОНЕЧНОГО МОДУЛИРОВАННОГО ПУЧКА ЧАСТИЦ
В МОНОКРИСТАЛЛЕ С УЧЕТОМ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

В настоящее время большое внимание привлекает параметрическое рентгеновское излучение. В [1] детально исследованы спектрально-угловое и поляризационное распределения рентгеновского излучения, генерируемые при пролете релятивистских частиц через плоскопараллельную монокристаллическую пластинку с учетом многократного рассеяния частиц. Однако результаты этой работы описывают излучение одиночной заряженной частицы. В то же время в экспериментальных исследованиях используются пучки частиц, которые характеризуются определенными размерами пучка, плотностью частиц, а также некоторым разбросом скоростей частиц. Помимо этого возможна модуляция пучка по его плотности и скоростям частиц. Это может существенно изменить спектрально-угловое распределение испускаемого излучения. В данной работе эти факторы учтены в предположении, что плотность пучка частиц невелика, и можно пренебречь взаимодействием частиц между собой. В результате получено общее выражение, описывающее спектрально-угловое распределение излучения для известного начального распределения частиц по координатам и скоростям.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Барышевский В. Г. и др. // ЖЭТФ, 1988. Т. 94. В. 5. С. 51.

А.И.Ахмезер, Н.Ф.Шульга

КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В ТЕОРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛАХ

Основные результаты теории Ферретти, Тер-Микаэляна, Мейера когерентного излучения релятивистских электронов в кристалле получены в первом борновском приближении квантовой электродинамики. Условия применимости борновского приближения, однако, быстро нарушаются при уменьшении углов ψ и ϑ падения частиц на кристалл по отношению к кристаллическим осям или плоскостям. При этом в широком диапазоне углов ψ и ϑ излучение частицы в кристалле может быть рассмотрено в квазиклассическом приближении.

В докладе анализируются различные варианты применения метода МКВ для описания излучения релятивистских частиц в кристалле (традиционный метод, основанный на МКВ волновых функций, метод Швингера и его обобщение, сделанное Байером и Летковым, метод канонических преобразований). Основное внимание обращается на проблему граничных условий в квантовой теории излучения. Рассмотрено излучение в условиях многозначности функции отклонения быстрого позитрона в кристалле. Обращается внимание на новый интерференционный эффект в излучении, связанный с одновременным прохождением позитрона через несколько плоскостных каналов кристалла (обобщение опыта с дифракцией электронов на нескольких щелях).

А.Ю.Кирочнин, В.И.Никифоров, Н.Ф.Шульга

КОГЕРЕНТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ
В УСЛОВИЯХ РЕАЛЬНОЙ ДИНАМИКИ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛЕ

Быстрая заряженная частица при движении в кристалле под малым углом к одной из кристаллических осей может совершать как регулярное, так и хаотическое движение в поле непрерывного потенциала цепочек атомов. Ясно, что характер движения должен оказать существенное влияние на процесс когерентного излучения частиц в кристалле. При описании процесса когерентного излучения, однако, используются модели, которые в ряде наиболее интересных случаев не отражают реальную картину прохождения частиц через кристалл (предположения о регулярных столкновениях частицы с цепочками атомов, многократном рассеянии частиц как в беспорядочной среде и др.).

Для решения данной задачи нами разработана версия программы ЛЕРСТ для численного моделирования процесса когерентного излучения в условиях реальной динамики релятивистских электронов и позитронов в поле цепочек атомов кристалла. В работе кратко изложена используемая модель и представлены результаты моделирования процессов прохождения и когерентного излучения частиц в кристалле при различных режимах движения. Обнаружены условия, при которых для позитронов имеет место расщепление когерентного максимума спектра излучения. Расщепление обусловлено влиянием явления каналирования на процесс когерентности излучения.

Н.Н.Насонов, С.П.Фомин, Н.Ф.Шульга

СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ
ЭЛЕКТРОНОВ В ТОЛСТЫХ КРИСТАЛЛАХ

На основе разработанной теоретической модели описания излучения релятивистских электронов с энергией порядка 1 ГэВ в толстых кристаллах, учитывающей вторичные электродинамические процессы (рассеяние и радиационные потери энергии электрона, поглощение излученных гамма-квантов), проведены расчеты спектрально-угловых распределений гамма-излучения в широком диапазоне толщин кристаллов от $0.01 \cdot L_R$ до L_R , где L_R - радиационная длина. Анализируется влияние вторичных процессов на формирование спектрально-угловых распределений излучения в особо толстых кристаллах ($\sim L_R$). Проведено сравнение результатов теоретических расчетов с имеющимися экспериментальными данными.

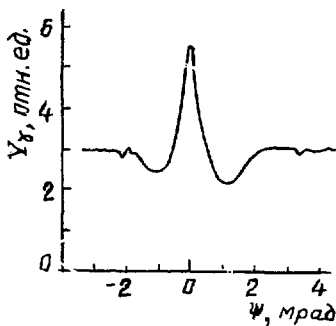
В.М.Савин, В.И.Касялов, К.С.Кожник, Н.И.Лаша, В.М.Ного

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ОРИЕНТАЦИОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВЫХОДА ТОРМЯЗНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ МОНОКРИСТАЛЛОВ

Ранее в КЭТИ ориентационные эффекты в выходах некогерентного жесткого тормозного излучения в кристаллах близки верхней границы спектра изучались посредством измерения выходов β^+ -мезонов и протонов на реакции одиночного фоторождения на водороде / I /.

В данной работе предложен метод, основанный на регистрации тока одной из компонент e^{\pm} - пар предельной энергии, рожденных в конверторе тормозным γ -лучом из монокристалла. Для регистрации позитронной (электронной) компоненты используется магнитный спектрометр, в фокальной плоскости которого расположен сцинтилляционный счетчик, работающий в токовом режиме. Размер счетчика и диаметр спектрометра определяют захват по энергии позитронов (электронов), а как следствие - энергетический захват исследуемого γ -спектра. Счетчик через усилитель тока подключен к делителю напряжения самоклучевого прибора, что позволяет записывать ориентационную зависимость со скоростью вращения кристалла.

Результаты измерений таким методом приведены на рисунке, где показан выход фотонов $E_{\gamma} = 1180$ МэВ ($\Delta E_{\gamma} = \pm 20$ МэВ) из кристалла кремния толщиной 30 мкм в зависимости от угла падения электронов относительно оси <III>. Начальная энергия электронов была $E_0 = 1200$ МэВ, угол колебаний фотонного пучка составлял 0,5 мрад. Сравнение с данными работы / I /, близкими по экспериментальным условиям, указывает на хорошее совпадение результатов, однако при получении информации предлагаемым методом затраты времени меньше в десятки раз.



ЛИТЕРАТУРА

1. Savin V.M. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1992, v. B67, p. 251-255

Н. И. Насонов, А. Г. Сафронов

О РОЛИ ЭФФЕКТОВ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ В ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

Результаты проведенных к настоящему времени экспериментальных исследований параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) релятивистских электронов в кристаллах интерпретируются как правило, в рамках кинематической теории ПРИ. При этом обычно указывается на несущественность роли эффектов динамической дифракции в проведенных экспериментах, хотя в некоторых из них условия соответствовали именно динамическому режиму излучения. Для объяснения этого противоречия в настоящем докладе аналитически исследуется ПРИ в переходном от кинематического к динамическому режиму. Показывается, что использование кинематических формул ПРИ в области релятивистского динамического режима излучения приводит лишь к незначительному отклонению от результатов, полученных в рамках динамической теории.

В. П. Лапко, Н. Н. Насонов, В. И. Трутень

АНОМАЛЬНОЕ СВОЙСТВО ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ
КОГЕРЕНТНОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ

Исследуется процесс генерации линейно-поляризованного γ -излучения релятивистскими электронами, движущимися в кристалле в режиме некоррелированных столкновений с атомными цепочками. Предсказывается своеобразная зависимость направления поляризации излучения от энергии γ -кванта. Излучение в области малых энергий поляризовано поперек плоскости падения, образованной вектором скорости электрона и осью цепочки. С другой стороны, в области больших энергий направление поляризации излучения лежит в плоскости падения. Показано, что предсказываемый эффект объясняется особенностями взаимодействия быстрого электрона с атомной цепочкой и сильно зависит от температуры кристалла и угла ориентации скорости электрона относительно кристаллографической оси.

В. П. Лапко, Н. Н. Насонов

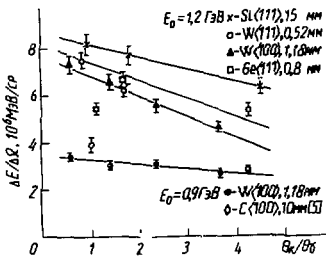
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЕ СМЕЩЕНИЕ МАКСИМУМА В СПЕКТРЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ СВЕРХВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ В КРИСТАЛЛЕ

Рассмотрено существенно недипольное излучение электронов сверхвысокой энергии, движущихся в усредненном направлении атомной цепочки или плоскости кристалла. Установлены сильные интерференционные эффекты в излучении, обусловленные наличием точек перегиба на траектории излучающего электрона. Благодаря этим эффектам происходит значительный сдвиг максимума в спектре излучения в сторону более высоких энергий γ -квантов. А спектрально-угловое распределение излучения содержит резкие осцилляции. Получено приближенное аналитическое описание эффекта и проведен численный расчет с использованием специально разработанной программы расчета характеристик излучения релятивистских заряженных частиц в неоднородных внешних полях в условиях произвольной недипольности излучения.

С.В.Блажевич, Г.А.Бочен, В.И.Зытько, В.Л.Глебов,
 Э.И.Денисов, Г.Д.Коваленко, В.И.Кулибаба, Н.И.Маслов,
 В.Д.Обчинин, Б.И.Шраменко

РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ≈ 1 ПЭВ
 В ОРИЕНТИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ W И Ge

Исследованы радиационные потери электронов с энергией 0,5 и 1,2 ПэВ в кристаллах W и Ge для различных углов компланарности θ_K . Измерены "истинные" (без искажений) спектры излучения электронов в кристаллах W толщиной 1, 10 и 5 мкм и показано, что отличие в спектрах имеет место только при $E_0 > 25$ МэВ. В интервале $\Delta E_0 = 0,9 \pm 1,2$ ПэВ яркость излучения в угол $\approx \theta_K$ в кристалле W (подобно кристаллу Si , /1/) близка и зависит $\sim E_0^3$. Показано, что яркости излучения в угол $\theta_K = \pi c^2/E_0$ в кристаллах Si и W с толщинами близкими и оптимальной отличаются в пределах $\approx 10\%$ (см.рис.), что согласуется с расчетом /2/. Полученные данные по радиационным потерям в кристалле $W \langle 100 \rangle$, $t = 1, 10$ мкм при $E_0 = 0,9$ ПэВ согласуются с данными /5/ и демонстрируют конкурентоспособность кристаллов Si по сравнению с кристаллами германия и кремния. Сравнимость значений полных радиационных потерь электронов существенно больших энергий (в кристалле Si при $E_0 = 10$ ПэВ /3/ и в W при $E_0 = 23$ ПэВ /4/) подтверждает выводы /1/ о предпочтительности использования в качестве γ -конвертеров монокристаллов кремния.



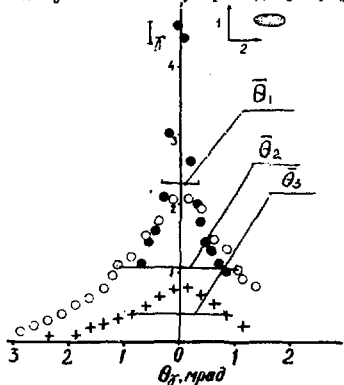
ЛИТЕРАТУРА

1. Шраменко Б.И. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 1992, вып. I (58), (59). С.116-125.
2. Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М. // Препринт 84-II, Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1984.
3. Булгаков Н.К., Водопьянов А.С., Войтковская И. и др. // Препринт ОИЯИ, I-84-630, 1984.
4. Байер В.Н., Баскова В.А., Ганенко В.В. и др. // ЖЭТФ, 1992, вып. I, т. 101. С.1351-1354.
5. Амосов К.Д., Внуков И.Е., Калинин Б.Н. и др. Физика. Известия высших учеб. заведений. Изд. Томского ун-та, 1991, № 6. С.8-20.

Н.И.Давин, В.М.Санин

ОСОБЕННОСТИ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ ПРИ ДВИЖЕНИИ ВЕЛИКИМИ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИМИ ПЛОСКОСТЯМИ

Методикой, основанной на отодетектировании ^{238}U , измерены угловые распределения фотонов, образующихся при движении электронов с энергией 1500 МэВ вдоль плоскости (110) в кристалле кремния толщиной 10 мкм. Светлые точки на рисунке соответствуют проекции двумерного углового распределения пучка фотонов в области энергии 10–20 МэВ на горизонтальную плоскость, параллельную плоскости (110) кристалла. Темные точки – проекция этого же распределения на вертикальную плоскость, перпендикулярную плоскости (110). Крестики на этом рисунке – проекция симметричного распределения для роторирированного кристалла. Видно, что ширины распределений (не полувысоте) $\bar{\theta}_1 < \bar{\theta}_2$, как следствие увеличения интенсивности излучения для электронов с квантами угловых квантов и плоскости (110) \parallel . Отметим нетривиальный результат $\bar{\theta}_3 < \bar{\theta}_2$. Уширение распределения в направлении, параллельном плоскости ориентированного кристалла, может приводить асимметрию некогерентного рассеяния электронов в направлениях параллельном и перпендикулярном к плоскости (110), что, в свою очередь, может объяснить наблюдающуюся в $\lambda/2$ поляризацию тормозного излучения вблизи верхней границы тормозного спектра.



ЛИТЕРАТУРА

1. Давин Н.И., Санин В.М. // Тезисы докладов XXIII совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М.: Изд-во Моск. Госуниверситета, 1992, с. 66.
2. Sanin V.M., Khvastunov V.M., Boldyshev V.F. and Shul'ga N.F. // Nuclear Instruments in Physics Research, v367, p. 251–255,

К. Ю. Амосов, И. Е. Вилков, Б. Н. Кадиниц, Г. А. Науменко,
А. П. Погольдин, В. П. Сарычев, И. С. Тропин

ОСОБЕННОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

На Томском синхротроне "Сириус" измерены спектры излучения и радиационные потери электронов с энергией 300 и 900 МэВ в монокристаллах вольфрама с ориентацией $\langle 100 \rangle$ и толщиной 0,24, 0,5 и 1,18 мкм. Измерение ориентационных зависимостей радиационных потерь показало, что для энергии электронов 900 МэВ отношение радиационных потерь для осевой ориентации по сравнению с разориентированным кристаллом резко возрастает вплоть до 2 мрад, а затем остается практически постоянным. Для энергии электронов 300 МэВ также наблюдается увеличение этого отношения с ростом угла коллимации. Прямые для углов коллимации вплоть до 4 мрад это отношение меньше 1. Положения пиков ω_n в спектрах интенсивности, измеренных парным магнитным спектрометром, 20 и 7 МэВ для энергий электронов 900 и 300 МэВ не соответствует известной закономерности $\omega_n \sim \gamma^{3/2}$ и опытной формуле для характерной энергии, предложенной в работе /1/. Измерение NaI(Tl) спектрометром показало, что положение пика в спектре для осевой ориентации кристалла практически не зависит от угла коллимации в пределах угла Линдхарда.

Для объяснения полученных результатов, по-видимому, надо учитывать вклад недипольного излучения, т. к. для монокристалла вольфрама и этих энергий электронов угол Линдхарда ψ_L 1,4 и 2,4 мрад существенно превышает характерный угол излучения γ^{-1} 0,6 и 1,8 мрад.

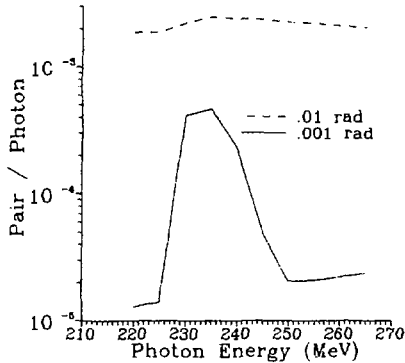
ЛИТЕРАТУРА

1. Байер В. Н., Катков В. М., Страховенко В. М. Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах. Новосибирск: Наука, 1985.

Ю.П.Кунашенко, Ю.Л.Пивоваров

ВЛИЯНИЕ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИИ ИМПУЛЬСОВ e^+e^- В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ
НА ФОРМУ КОГЕРЕНТНОГО ПИКА ПРИ ФОТОРОЖДЕНИИ ПАР В КРИСТАЛЛЕ

В измерениях полного выхода и выхода симметричных пар при когерентном фоторождении типа Б превышение когерентного пика над некогерентной подложкой составляет порядка 10-20% [1-2]. В работе показано, что при определенных условиях превышение когерентного пика над некогерентной подложкой может быть значительно больше, до порядка величины. Исследовано когерентное фоторождение симметричных электрон-позитронных пар в условиях жесткой осевой коллимации и проведены расчеты выхода пар в различные коллиматоры для параметров кристалла как в [2] ($S_1 < 100$, $L = .35$ мм, $T = 273$). Результаты расчета для $\Delta\theta_1 = 0.01$ рад и $\Delta\theta_2 = 0.001$ рад представлены на рис. Величина $\Delta\theta_1$ выбрана таким образом, что в коллиматор попадают практически все родившиеся частицы ($\Delta\theta_{\text{пл}}/E \sim 0.01$). В случае $\Delta\theta_1$ разброс между импульсами e^+e^- : $\Delta p/p < 0.001$. Из рис. следует, что для коллиматора $\Delta\theta_1$ когерентный пик становится более ярко выраженным, величина пика практически не уменьшается, пик становится уже, полный выход падает за счет подавления не когерентной подложки.



Детально проанализировано угловое распределение электрон-позитронных пар при когерентном фоторождении типа Б и возможные механизмы уширения когерентных пиков из-за влияния эффекта каналирования родившихся e^+e^- пар.

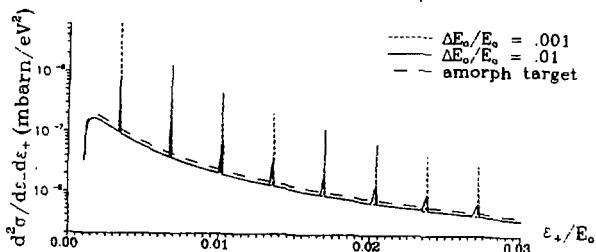
Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Авакян Р.О. и др. // Письма в ЖЭТФ, 1991, Т.51, С.627.
2. Андреевский М.Ю. и др. // Письма в ЖЭТФ, 1992, Т.55, С.407.

В.П.Кунашенко, В.Л.Пивоваров

КОГЕРЕНТНОЕ РОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР
В КРИСТАЛЛАХ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

В [1-2] теоретически и экспериментально исследовались когерентные эффекты для процессов фоторождения свободных и связанных электрон-позитронных пар в ориентированных кристаллах. Аналогичные эффекты возникают для прямого рождения электрон-позитронных пар электронами с высокой энергией (заряженными частицами). На рис. приведены результаты расчета методом эквивалентных фотонов сечения электророждения медленных ($\epsilon_{\pm} \ll E_0$) электрон-позитронных пар в $\langle 100 \rangle$ алмазе электроном с начальной энергией 1 ГэВ с учетом энергетического разброса в начальном пучке электронов. Из рисунка следует, что даже при значительном (10^{-2}) энергетическом разбросе в начальном пучке электронов величина возникающих когерентных максимумов весьма значительна (симметричные пары $\epsilon_+ = \epsilon_-$).



Эффект доступен для экспериментального изучения на электронных ускорителях средней энергии. Аналогичная картина существует для электророждения ультрабыстрых пар, но этот процесс более труден для экспериментов в связи с малыми углами вылета частиц. Когерентное электророждение связанных пар в кристаллах рассматривалось в [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Кунашенко В.П., Пивоваров В.Л. // Ядерная физика, 1990, Т.51, С.627.
2. Андреевский М.В. и др. // Письма в ЖЭТФ, 1992, Т.55, С.407.
3. Sandnes G.I., Olseh K.A. // Theoretical Physics Seminar in Trondheim 1992, N15.

И.В. Антонова, А.В. Двуреченский, А.А. Каранович, А.В. Рыбин,
С.С. Шаймеев. Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск.
Х. Клозе, Университет им. Гумбольдта, г. Берлин, ФРГ

ПЕРЕСТРОЙКА ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТНЫХ КОМПЛЕКСОВ В КРЕМНИИ ПРИ ИМПЛАНТАЦИИ ТЯЖЕЛЫХ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИОНОВ

Одним из наиболее фундаментальных в физике имплантации высокоэнергетических ионов в полупроводники является вопрос о влиянии высокого уровня электронных возбуждений на эффективность формирования и распада точечных дефектов решетки, о том существенно ли влияние ионизации лишь на стадии формирования дефектов, либо она способна вызывать перестройку уже введенных дефектных комплексов. Целью работы было выявление воздействия факторов, сопутствующих имплантации тяжелых высокоэнергетических ионов на перестройку предварительно введенных в кристаллический кремний радиационных дефектов. Пластины кремния n-типа облучались протонами с энергией 30 кэВ дозой 10^{14} см^{-2} . Затем в облученные пластины внедрялись ионы ^{136}Xe (340 МэВ, дозы $(1-3) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, при температуре мишени 90 К). До и после облучения Хе исследовался профиль распределения дефектов. Получено, что после облучения протонами наблюдаются А-центры и дивакансии. Распределение А-центров имеет максимум вблизи максимума упругих потерь протонов (~ 2 мкм). Максимум в концентрации дивакансий находится ближе к поверхности. После повторного облучения ионами Хе дозой $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, концентрация дефектов уменьшилась в 4-5 раз, а после увеличения дозы Хе до $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ стала ниже предела чувствительности метода DLTS. Максимум упругих потерь для использованной энергии ионов Хе находится на глубине ~ 32 мкм и, соответственно, в исследуемой области в процессе облучения Хе основные потери энергии ионов приходились на электронные возбуждения. В работе обсуждаются возможные механизмы уменьшения концентрации предварительно введенных радиационных дефектов при повторном облучении высокоэнергетическими ионами, а именно: 1) перестройка дефектов до более крупных вакансионных комплексов (тетравакансии, 0-V₂ и др.), которые не проявляют электрической активности; 2) "электронный отжиг" радиационных дефектов, связанный с высоким уровнем возбуждения электронной подсистемы кристалла вдоль треков ионов.

И.В. Антонова, Т.А. Белых, Р.Р. Ибрагимов, Л.А. Казак,
А.А. Каранович, В.П. Попов, С.С. Шаймеев

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ, СОЗДАНЫХ
ПРИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНОЙ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ V-ГРУППЫ

Возрастание интереса к высокоэнергетичной ионной имплантации в последнее время связано не только с перспективами его использования для создания трехмерной электроники, но и с фундаментальными физическими проблемами, возникающими при таком радиационном воздействии. Одна из этих проблем связана с вопросом о структуре, пространственном распределении, закономерностях введения и отжига точечных дефектов. В работе проведено исследование методом DLTS электрически активных дефектов, возникающих при имплантации в кремний p-типа ионов As и N с энергиями 38 и 16 МэВ соответственно. Получено, что основными радиационными дефектами после облучения мишенью являются дивакансии в положительном зарядовом состоянии с уровнем $E_v+0,21\text{эВ}$, K-центр с энергией $E_v+0,37\text{эВ}$ и размытый спектр соответствующий полосе энергий в районе $E_v+0,50\text{эВ}$. Доминирующим дефектом является K-центр. Распределение K-центра по глубине соответствует распределению упругих потерь и имеет максимум в районе $R_d - 9\text{ мкм}$. Максимум в распределении дивакансии сдвинут к поверхности относительно R_d , что связано, по-видимому, с более высокой степенью компенсации образца в области R_d и, как следствие, с меньшей долей заряженных дивакансий. После имплантации ионов N на спектрах DLTS наблюдаются два дефекта: K-центр и пик, связанный с ловушками для неосновных носителей заряда, с уровнем $E_c-0,7-0,8\text{эВ}$. Последний центр обусловлен возникновением областей с относительно высокой концентрацией неосновных носителей заряда в ядре разупорядоченной области. В распределении по глубине концентрация K-центра плавно уменьшается, а концентрация ловушек имеет максимум в районе $R_d - 12\text{ мкм}$. В работе обсуждается механизм дефектообразования при облучении ионами с высокими энергиями.

И.Е.Антонова, Г.А.Качурин, И.Е.Тысченко, С.С.Шаймеев
Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ DLTS ДЕФЕКТОВ, ВВОДИМЫХ В ПРОЦЕССЕ
ОБЛУЧЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ ИОНАМИ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ
ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ ВЫШЕ 600°C

Актуальность исследования процессов при высокотемпературной ионной имплантации обусловлена развитием ряда перспективных направлений, таких как использование ионной имплантации в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии, высокоинтенсивная ионная имплантация, ионный синтез и др. Целью данной работы является исследование электрически активных центров, вводимых при высокотемпературной имплантации ионами инертных газов. Инертные газы были выбраны для отделения вклада радиационных эффектов от примесных. Облучение проводилось ионами He, Ne, Ar, Xe при температурах 600-1000°C энергиями 500, 135, 60, 135 кэВ, соответственно. Доза варьировалась в интервале $10^{13} \text{I}0^{15} \text{см}^{-2}$. Зависимость типа вводимых дефектов от температуры облучения была исследована на примере имплантации Ar^+ и получено, что в при 600-700°C вводятся дефектные центры с уровнем $E_C - 0,31$ эВ. Повышение температуры облучения до 800-900 °C меняет спектр DLTS: он становится "размытым" и соответствует полосе уровней с двумя максимумами в плотности распределения этих уровней в запрещенной зоне кремния - $E_C - 0,31$ и - 0,49 эВ. Дальнейшее повышение температуры до 1000 °C приводит к уменьшению концентрации глубоких центров ниже предела чувствительности метода. Зависимость спектра дефектов от массы налетающего иона снята при температуре облучения 900 °C. Самый легкий ион He (4 ат. ед.) электрически активных центров при этой температуре не вводит. Увеличение массы иона до 20 ат. ед. (Ne) приводит к появлению полосы уровней с максимумом $E_C - 0,22$ и - 0,31 эВ. Ион Ar (40 ат. ед.) создает дефекты с более глубокими уровнями - полоса имеет максимум на $E_C - 0,31$ и - 0,49 эВ (доминирующим является последний). Спектр уровней Xe (131 ат. ед.) похож на спектр Ar, но доля более мелких уровней возрастает. Сравнение с данными по электронной микроскопии позволило связать наблюдаемые уровни с дислокационными петлями.

И.В. Антонова, Е.П. Матвеева, С.С. Шаймеев

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ, ВВОДИМЫХ ПРИ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ БОРА В КРИСТАЛЛЫ КРЕМНИЯ С РАЗЛИЧНЫМ ПРИМЕСНЫМ СОСТАВОМ

Исследования процессов дефектообразования при имплантации ионов средних энергий относительно малыми дозами представляют научный интерес, т.к. до настоящего времени дефекты при ионной имплантации изучались, как правило, с помощью методов требующих сравнительно больших доз облучения (электронная микроскопия, ЭПР, ИК-спектроскопия и т.п.). Целью данной работы является исследование методом DLTS электрически активных центров, вводимых при имплантации ионами бора в кристаллах S^1 с различным примесным составом. Имплантация ионами В (135 кэВ, доза $10^{11} - 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$) проводилась на кристаллах кремния марок БКЭФ-1 (концентрация фосфора $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, концентрация кислорода $N_o \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), КЭФ-1 ($N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_o \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и БКЭФ-3 ($N_d = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_o \cdot 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и концентрация золота $N_{Au} = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$). На начальных участках дозовой зависимости во всех кристаллах кремния марок вводятся радиационные дефекты, характерные для нейтронного облучения, а именно дивакансии и А-центры. Анализ соотношений концентраций для двух уровней дивакансий указывает на присутствие в имплантированных слоях разупорядоченных областей (РО), параметры которых зависят от примесного состава. По мере набора дозы во всех материалах появляются центры с глубокими уровнями, связанные с взаимодействием вновь создаваемых каскадов смещений с уже сформировавшимися РО. В частности, возникает РО с инверсным типом проводимости, что проявляется в обнаружении пиков DLTS, связанных с перезарядкой- неосновных носителей заряда при отсутствии инжекции последних. Дозы при которых эти процессы начинают играть роль, определяются примесным составом материала и составляют 10^{11} см^{-2} , 10^{12} см^{-2} и $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ для БКЭФ, БКЭФ-3 и КЭФ соответственно. В работе рассматриваются процессы, приводящие к образованию радиационных дефектов при ионной имплантации и их взаимодействию, как между собой, так и с примесными атомами. Сделаны оценки вклада различных механизмов взаимодействия дефектов с учетом примесного состава кристаллов кремния по мере набора дозы облучения ионами.

А.В.Двуреченский, А.А.Каранович, А.В.Рыбин, Т.А.Белых,
А.Р.Урманов

ПАРАМАГНИТНЫЕ ДЕФЕКТЫ, ВВОДИМЫЕ В КРЕМНИЙ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНОЙ
(16 МэВ) ИМПЛАНТАЦИЕЙ ИОНОВ АЗОТА

В пластины высокоомного (р-тип, $\rho \sim 500 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) кремния с ориентацией (100) имплантировались ионы азота с энергией 16 МэВ в интервале доз $2 \cdot 10^{14} + 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Во всех облученных образцах наблюдался интенсивный сигнал ЭПР, представляющий собой суперпозицию анизотропного спектра РЗ (планарная тетравакансия) и широкой, практически изотропной линии, близкой по параметрам к спектру VV-центров характерных для аморфной фазы Si. Исследование дозовых зависимостей интенсивности наблюдаемых спектров свидетельствует о практически линейном росте концентрации тетравакансий и VV-подобных центров в интервале доз $2 \cdot 10^{14} + 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. При дозах $4 \cdot 10^{15} + 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ наблюдался выход кривых накопления на плато. В экспериментах по изохронному отжигу было установлено, что спектр РЗ практически исчезает при $T \sim 200^\circ\text{C}$, при этом возникает и быстро растет спектр Р1 (пентавакансия), достигая максимума интенсивности при $T \sim 250^\circ\text{C}$. Отжиг пентавакансий Р1 происходит в две стадии: $T \sim 300^\circ\text{C}$ и $T \sim 500^\circ\text{C}$. Интенсивность спектра VV-подобных центров плавно уменьшается в течение отжига и падает практически до нуля лишь при $T \sim 600^\circ\text{C}$. Кривые отжига дефектов практически совпадают (с точностью до постоянного множителя) для образцов, облученных двумя разными дозами: 10^{15} и 10^{16} см^{-2} . Установлено, что профиль распределения тетравакансий характеризуется наличием двух пиков с максимумами на длинах ~ 3 и 8 мкм , а профили распределения VV-подобных центров до отжига и пентавакансий после отжига - одним пиком вблизи конца пробега ионов N ($R_p \approx 11 \text{ мкм}$). На основании полученных данных обсуждаются механизмы формирования и отжига точечных дефектов в Si при облучении высокоэнергетичными ионами с учетом введения и перекрытия разупорядоченных областей, влияния высокого уровня электронных возмущений в треках высокоэнергетичных ионов.

Ф.Ф.Комаров, А.П.Новиков, С.А.Петров

ЭФФЕКТ ОТЖИГА ВОРЦИТНОЙ ФАЗЫ В КРЕМНИИ ПРИ ВЫСОКИХ ПЛОТНОСТЯХ
ТОКА ПУЧКА As^+

Методами резерфордского обратного рассеяния каналированных ионов He^+ , трансмиссионной электронной дифракции и микроскопии с учетом построенных стереографических проекций исследованы структурно-фазовые преобразования в $(001)-Si$, подвергнутому облучению пучком ионов As^+ с энергией 120 кэВ и плотностью ионного тока 200 мкА/см^2 . Такая плотность мощности ионного пучка обеспечивала разогрев образцов до температуры 1500 К. Установлено, что облучение уже в течение 1с приводит к формированию непрерывного аморфного слоя (АС) на поверхности кристалла толщиной 140нм. В ходе дальнейшего облучения повышение температуры кремния инициирует процесс твердофазной эпитаксии. В кристаллах кремния, облученных в течение 2с, АС отсутствует, что позволяет говорить об окончании процесса твердофазной эпитаксии. Средняя скорость рекристаллизации имела значение не ниже 70 нм/с. Температура образцов к этому моменту времени увеличивалась до примерно 900 К. К моменту окончания рекристаллизации АС на глубине, превышающей средний проективный пробег ионов \bar{R}_p , формируются включения гексагонального кремния со структурой типа вюрцита ($2H-Si$). Увеличение температуры образцов в ходе последующей имплантации ($t=5с$, $T=1400K$) приводит к эффективному отжигу $2H-Si$. Структура приповерхностного слоя таких кристаллов близка к исходной (до облучения). При $t=10с$ непосредственно на поверхности кремния происходит образование дефектов, в то время как на глубине структура остается ненарушенной.

П.И.Гайдук, Ф.Ф.Комаров, О.В.Мильчанин, В.С.Соловьев

ИЗМЕНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛЕНОК ПОЛИКРЕМНИЯ ПРИ ИНТЕНСИВНОЙ ИМПЛАНТАЦИИ P ИЛИ Ar И ОТЖИГЕ

Имплантация легирующей примеси с высокой плотностью ионного тока перспективна, прежде всего, для разработки низкотемпературных методов легирования, так как "горячие" условия имплантации в этом случае препятствуют накоплению радиационных дефектов. В этой связи представляет интерес исследование эволюции дефектов структуры и поведения примеси в слоях с большим объемом стоков для радиационных дефектов, например, поликристаллического кремния. В настоящей работе такие исследования проводились с использованием методов просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и катодизионных измерений эффекта Холла. Пленки поликристаллического кремния (ПКК) толщиной 200 нм, нанесенные на пластины монокристаллического в т.ч. окисленного p-Si методом CVD, имплантировали ионами фосфора или аргона с плотностью ионного тока 100 мкА, что, по оценкам, обеспечивало разогрев до $\sim 600^{\circ}\text{C}$. Энергия ионов и дозы имплантации составляли 150 кэВ и 10^{16} см $^{-2}$ или 2×10^{16} см $^{-2}$. Последующий 15 - минутный отжиг проводился при 200 - 1000 $^{\circ}\text{C}$. Установлено, что имплантация ионов в указанных режимах не приводит в конечном итоге к аморфизации ПКК, что прежде всего связано с нагревом образцов ионным пучком. В случае имплантации фосфора обнаружен рост, а при бомбардировке аргоном - дробление зерен ПК и стабилизация межзеренных границ, образовавшихся на них газовыми пузырьками. Процессы роста зерен в ПКК<P> значительно усиливаются при дополнительном термическом отжиге. Размер зерен в ПКК<Ar> увеличивается незначительно даже при максимальных температурах отжига; однако имеют место интенсивное двойникование зерен и рост газовых пузырей. Установлена хорошая корреляция результатов структурных и электрофизических исследований.

СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ И ПОВЕДЕНИЕ ПРИМЕСИ В КРЕМНИИ
ПРИ "ГОРЯЧЕЙ" ИМПЛАНТАЦИИ ФОСФОРА И ОТЖИГЕ

Метод "горячей" имплантации является перспективным с точки зрения разработки низкотемпературных технологий СВИС. Информация о свойствах материалов, легированных ионами при повышенных температурах, может быть экстраполирована и на случай имплантации сфокусированными и интенсивными пучками, интерес к которым постоянно растет. В настоящей работе с помощью методов прорывивающей электронной микроскопии и дифракции электронов, рефлектордовского обратного рассеяния каналированных ионов, электрофизических измерений исследованы структурное состояние слоев кремния, перераспределения примеси и свойства сформированных приборных структур. Монокристаллы p-31 (111)-ориентации имплантировались ионами фосфора с энергией 50 и 100 кэВ, плотной дозой $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ при 150–250°C. Дополнительная десятиминутная термообработка в атмосфере сухого азота проводилась при 340–400°C в различных режимах. Установлено, что имплантационные слои содержат мелкие дислокационные петли и кластеры точечных дефектов на глубине 50 – 300 нм, причем с ростом глубины дефекты распределены неравномерно в следующей последовательности: дислокационные петли, кластеры точечных дефектов с резким уменьшением их размеров. Концентрация дефектов зависит от условий имплантации и отжига. Основное перераспределение имплантированного фосфора зарегистрировано на стадии "горячей" имплантации в области глубинного хвостового участка профиля распределения примеси. Максимальная носителей в результате двухэтапной имплантации и отжига достигал $\sim 3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Найдены оптимальные режимы последовательной "горячей" имплантации фосфора и последующего двухэтапного отжига для подлегирования контактной области и наиболее благоприятные характеристики контактов, сформированных на mesa-структурах.

А.П.Новиков, Г.А.Гусаков

КРИТИЧЕСКАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ ДЕФЕКТОВ ПРИ АМОРФИЗАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛОВ

Облучение полупроводников потоками частиц приводит к появлению дефектов различного типа. Многочисленные экспериментальные результаты позволяют сделать вывод, что кристаллические полупроводники переходят в аморфное состояние после достижения критической концентрации дефектов. Предложенные механизмы и модели аморфизации, объясняя широкий круг экспериментально наблюдаемых закономерностей, как правило, не согласуются с экспериментальными значениями критической концентрации дефектов $1/\lambda$. Основной причиной этого, по-видимому, является феноменологический характер моделей, обусловленный отсутствием в них информации о природе создаваемых нарушений и структуре конечного аморфного состояния. Развиваемая в настоящей работе модель базируется на следующих предложениях. Во-первых, разрушение структуры кристаллов при облучении происходит в результате случайного накопления микрообластей с нарушенным топологическим и геометрическим ближним атомным порядком. Их размеры определяются природой создаваемых радиационных дефектов, а процесс накопления может быть описан в рамках перколяционной теории. Во-вторых, критерием "аморфности" облучаемой области служит отсутствие в ней кристаллических кластеров, состоящих более чем из N атомов. Значение N определяется либо исходя из метода анализа аморфного вещества, либо из физических соображений. Основной задачей модели является оценка количества дефектов определенного типа, необходимого для полной аморфизации кристаллов с алмазной решеткой. Проведенные расчеты показали, что критическая концентрация вакансий и дивакансий, необходимая для аморфизации кристаллов со структурой алмаза, составляет 13% и 5% соответственно. Эти значения согласуются с экспериментальным критерием 10% смещенных атомов. Использование перколяционного подхода позволяет устранить феноменологический характер существующих моделей аморфизации.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Vook R.L. // *Radiation Damage and Semiconductors*. - London.
1967. Publ. Coll. Ser. No. 1979. P. 6.

О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ ДОЗЫ АМОФИЗАЦИИ КРЕМНИЯ ПРИ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

В работе предлагается модель для количественного описания температурной зависимости критической дозы аморфизации кремния при ионной имплантации. Известно, что основными типами нарушений, создаваемых в Si при ионной имплантации являются базупорочечные области (Р0), состоящие преимущественно из дивакансий, и VV-центры, образующиеся при перекрытии Р0. Р0 в Si создаются первично выбитыми атомами (ПВА) с $E > 1-2$ кэВ. В работе [1] на основе данных машинного моделирования по методу Монте-Карло показано, что ПВА с $E = 6-8$ кэВ с вероятностью, близкой к единице, создадут две и более изолированные Р0. Таким образом, дозы Р0 ограничены энергией ПВА $1-2$ кэВ $\leq E < 6-8$ кэВ. Поскольку Р0 образуются собственными выбитыми атомами, то её структура не зависит от сорта налетающего иона. Анализ процессов, происходящих при образовании и перекрытии Р0, позволяет предположить, что для образования VV-центра достаточно однократного перекрытия им Р0. Математическая модель включает в себя уравнения, описывающие содержание в имплантируемой слое Р0 и VV-центров, а также уравнение, описывающее генерацию вторичных дивакансий за счёт взаимодействия продуктов распада первичных нарушений. Критерием аморфизации считается равенство свободной энергии имплантируемого слоя и свободной энергии аморфного Si. Скорость генерации Р0 определяется по методу Монте-Карло (программа TRIM92). Предложенная модель даёт хорошее совпадение с экспериментальными данными для легких и средних ионов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Комаров Ф.Ф., Лобанок В.Г. и др. //Известия АН БССР, сер. физ.-мат. н., 1990, №3, с. 63.

А. Р. Урманов, Т. А. Белых, Л. А. Казак, В. Л. Прилепо

ВОЗДЕЙСТВИЕ ИОНОВ ПОВЫШЕННОЙ ЭНЕРГИИ НА
РАДИАЦИОННЫЕ ДЕФЕКТЫ В КРИСТАЛЛАХ

В работе рассматриваются механизмы радиационно-стимулированной диффузии и эволюция профиля радиационных дефектов с ростом дозы. Делается попытка описания экспериментально наблюдаемых особенностей воздействия ионов повышенной энергии - ИПЭ ($N^+ с E = 0,5-1,2 \text{ МэВ /нуклон}$) на металлы Bi, Ti, Ni, W и полупроводники Si, Ge (см. например /1,2/). С использованием компьютерного моделирования указанных процессов при помощи программы "STR"/3/ выявлены основные закономерности изменения распределений собственных вакансий, междоузлий и имплантируемых ионов азота. Показано, что можно выделить три интервала глубин на участке R_p , отличающихся соотношением электронных и ядерных потерь и характеризующихся различным воздействием ИПЭ на имеющуюся дефектную структуру. Учитывается также специфика прохождения ИПЭ, связанная с локальным "разогревом" кристаллической решетки и релаксацией электронных возбуждений на дефектообразующие атомы. В рамках предложенной модели объясняются особенности экспериментальных результатов, полученные как для металлов, так и полупроводников при облучении ИПЭ.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Белых Т.А., Казак Л.А., Нешов Ф.Г. и др. //Тез. докл. 2 Всесоч. конф. Модификация свойств конструкционных материалов пучками заряженных частиц. - Свердловск. 1991. Т.3. С.116.
2. Belvkh T. A. et al. //Nucl. Instrum and Meth. in Phys. Res. 1990. V. B51. P.242.
3. Prilepo V., Gogolin V. // Mat. Sci. Forum. 1990. V. 62/64. P. 667.

Г.А.Кацулин, И.Е.Тыщенко

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БОРА И АЗОТА В КРЕМНИИ ПРИ СОЗДАНИИ СТРУКТУР КНИ ИМПЛАНТАЦИЕЙ ИОНОВ N^+

Исследовалось влияние имплантации N^+ , 200 кэВ и последующего отжига на электрофизические свойства верхнего слоя кремния, легированного бором.

Было обнаружено, что в результате отжига:

- а) атомы бора отесняются к поверхности, уже при 700 °С (10^3 с), образуя слой толщиной 0,1 мкм с концентрацией более 10^{20} см $^{-3}$;
- б) несмотря на столь высокие уровни легирования бором ленточная проводимость исчезает и появляется электронная с той же концентрацией носителей;
- в) по мере роста температуры или длительности отжига тип проводимости приповерхностного слоя может последовательно меняться с оксидательным восстановлением р-типа после отжига 1000+1100 °С;
- г) на глубине максимума упругих потерь ионов N^+ ($R_p \approx 0,34$ мкм) формируется дополнительный л-слой с концентрацией электронов $\sim 10^{19}$ см $^{-3}$;
- д) перечисленные выше эффекты находятся в сильной зависимости от дозы внедрения ионов N^+ .

Результаты экспериментов объясняются тем, что при нагреве происходит восстановление структуры облученного кремния и выделение в осадок избыточных атомов азота в виде микропреципитатов нитрида. Оба процесса сопровождаются выделением подвижных точечных дефектов, что приводит к восходящей радиационно-ускоренной диффузии бора по направлению к поверхности. Помимо того, атомы бора являются центрами зарождения микропреципитатов нитрида, вследствие чего бор перестает быть акцептором и возникает эквивалентное количество доноров. Предлагается, что донорами являются выделения нитрида. Устойчивость выделений нитрида зависит от их размеров, температуры, пересыщения азотом окружающего кремния. Поэтому при увеличении температуры или длительности термообработки возможна неоптимальная смена типа проводимости приповерхностного слоя из-за постепенного стока части атомов азота из глубины к поверхностному р-слою. Этот эффект определяется дозой ионов азота и глубиной залегания захороненного слоя нитрида.

Е.Б.Бойко, А.Ф.Комаров, Ф.Ф.Комаров, П.Тарковский, С.А.Федотов

ВЫСОКОИНТЕНСИВНАЯ ИОННАЯ ИМПЛАНТАЦИЯ: МЕТОД ФОРМИРОВАНИЯ НИТРИДНЫХ ФАЗ

Экспериментально исследовались процессы высокоинтенсивной имплантации ионов азота в массивные образцы стали ХГС с образованием стабильных фаз (Fe_nN). Проведено численное моделирование экспериментов на основе диффузионных уравнений химической кинетики с учетом явлений распыления, радиационно-стимулированной диффузии примеси и образования нитридных фаз. Принятое нами предположение об описании формирования нитридной фазы на основе закона действующих масс позволило использовать достаточно простую модель для описания процессов высокоинтенсивной имплантации с одновременным формированием новой фазы на основе диффузионных уравнений химической кинетики. Результаты моделирования свидетельствуют о преимущественном образовании в процессе имплантации фазы Fe_2N . Получено, что для достижения соответствия расчетных и экспериментальных глубинных распределений фазы необходимо учитывать изменение коэффициента диффузии по глубине. Коэффициент диффузии в области от поверхности до глубины примерно $2R_D$ составляет около $10^{-13} \text{ см}^2/\text{с}$, а на большей глубине его значение резко падает. Столь высокое для данной температуры имплантации значение можно объяснить наличием радиационно-ускоренной диффузии вследствие высокой концентрации точечных дефектов.

Е.Б.Бойко, Ф.Ф.Комаров, О.Р.Лядчик, В.Н.Соколов

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУР SiO_2 - Si, ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ИОНАМИ СУРЬМЫ

В работе исследованы профили пространственного распределения атомов сурьмы, имплантированных в структуру термоокисленный слой SiO_2 на кремнии, профили атомов отдачи кислорода в кремниевой подложке, а также структурный состав ионно-имплантированных слоев. Исследования проводили методами обратного резерфордского рассеяния ионов гелия в сочетании с каналированием, вторично-ионной масс-спектрометрии и электронной микроскопии поперечного сечения. На кремнии КДБ-4,5(100) и КЭФ-4,5(100) выращивали слои SiO_2 толщиной 43 и 41 нм соответственно. Полученные образцы имплантировали ионами сурьмы с энергией 90 кэВ и дозах 10^{15} - $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Определены концентрационные профили сурьмы в слое окисла и в кремнии и атомов отдачи кислорода в кремниевой подложке, а также толщина аморфного слоя кремния под окислом. Отмечено, что резкость границы раздела SiO_2 - Si не нарушается после имплантации, однако в слое SiO_2 присутствуют избыточные дефекты непосредственно у границы раздела (в слое ~ 5 нм), количество которых существенно зависит от дозы имплантации и коррелирует с количеством атомов отдачи кислорода. Проводится анализ полученных результатов.

Ф.Ф.Комаров, О.Р.Людчик, В.Н.Соколов

ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМ Ta-Si И Co-Si, ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ИОНАМИ
БОРА И СУРЬМЫ

В работе проведено исследование профилей распределения атомов сурьмы и бора, имплантированных в системы пленка Ta - кремний и пленка Co - кремний, а также структуры сформированных слоев до и после термического отжига. Пленки тантала толщиной 20 нм и кобальта 25 и 60 нм наносили в вакууме $3 \cdot 10^{-4}$ Па методом магнетронного распыления и термическим испарением на предварительно очищенную подложку кремния КДБ-4,5(100) и КДБ-4,5(100). Полученные структуры имплантировали ионами B^{+} с энергией 40 кэВ для пленок толщиной 20 - 25 нм и 80 кэВ для пленок толщиной 60 нм. Доза имплантации составляла $5 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$. Часть образцов подвергали термическому отжигу при температурах в интервале 800 - 900 °С в течение 20 и 40 мин. Исследования профилей распределения имплантированных атомов, а также перераспределения примеси после отжига проводили методами ВИС и обратного Резерфордского рассеяния ионов гелия с каналированием. Структуру ионно-имплантированных и отожженных слоев определяли по данным просвечивающей электронной микроскопии в обычной геометрии и поперечного сечения. Полученные результаты анализируются с точки зрения возможности формирования мелкозалегающих (до 0,1 мкм) легированных слоев кремния.

А. Г. Петрова, К. А. Дракин, А. С. Игнатьев

МОДИФИКАЦИЯ ПРИ ПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ КРЕМНИЙ ПРИ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ АЗОТА

Явление изменения свойств полупроводниковых материалов под действием ионных лучков нашло широкое применение в технологии создания приборных структур изделий электронной техники. В настоящей работе представлены результаты исследования физико-химических процессов, происходящих при внедрении ионов азота в монокристаллические пластины кремний с кристаллографической ориентацией (111) и (100). Процесс ионной имплантации проводился при энергиях 125 и 175 кэВ, дозах внедрения одно- и двухзарядных ионов азота $3 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Плотность тока ионов азота составляла 3-4 мкА/см². Умно состав и кинетика нитридации кремний при внедрении ионов азота исследовались методом электронной оже-спектроскопии. Приведены профили распределения по глубине отношения атомных концентраций азота к кремнию C_N / C_{Si} при различных дозах внедрения ионов азота. Показано, что профиль C_N / C_{Si} от d не зависит практически от кристаллографической ориентации пластин. Максимум величины C_N / C_{Si} профиля смещается с увеличением энергии ионов азота к большим d в соответствии с теоретическими расчетами. При детальном исследовании формы оже-сигнала Si LVV установлено, что внедрение ионов азота в кремний приводит к трансформации этого сигнала к образованию фазы, близкой по химическому составу к нитриду кремний. Приведены оже-спектры структур, полученных при температурах подложки в процессе ионной имплантации 20 и 400°C, а также после термической обработки структур при 1200°C в течение 2 ч. Показано, что указанная термообработка приводит к структурным изменениям, не влияя на профиль распределения азота в кремний. Найдена корреляция между дозой внедренных в кремний ионов азота и величиной пробивных напряжений до и после термических обработок структур.

В. Л. Прилепо, Л. А. Казаков, А. А. Глазер, Н. И. Чарикова,
Т. А. Вельх, В. Е. Семьянников

ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ АМОРФНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ ПРИ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

Обнаружено существенное увеличение значений коэрцитивной силы после облучения аморфных металлических сплавов (АМС) $Fe_{81}Si_7B_{12}$ (в 2,5 раза) и $Fe_{50}Co_{20}Ni_{10}Si_{10}B_{10}$ (в 20 раз) 16 МэВ ионами аалта дозой $1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ при 220К. Электронно-микроскопические исследования образцов показали отсутствие фазовых и структурных превращений в областях размерами $\sim 100\text{Å}$. Отсюда следует, что причиной наблюдаемых изменений магнитных свойств являются перестройки структуры, происходящие в областях атомного масштаба, оказывающие наибольшее влияние на магнитные свойства /1/. Проведенное ранее компьютерное моделирование с помощью программы "STR" /2/ атомной структуры АМС, показало наличие в них чувствительных к облучению дефектов плотности - квазивакансий. Было показано, что при высокоэнергетичном ионном облучении происходит генерация и последующая активизация таких дефектных областей, размеры которых (локализованность) определяются степенью ковалентности химической связи в АМС. Аналитически показано /3/, что аккумуляция вкладов элементарных процессов аннигиляции квазивакансий приводит к возникновению больших сжимающих напряжений, которые, по-видимому, и ответственны за обнаруженное резкое увеличение коэрцитивной силы АМС. В то же время, указанные напряжения сильно зависят от локализованности стжимаемых квазивакансий, а значит и от степени ковалентности, которая различна в изучаемых сплавах.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Egami T. // IEEE Trans. Magn. 1981. V. MAG-17. P. 335.
2. Prilepo V., Gogolin V. // Mat. Sci. Forum. 1990. V. 62/64. P. 667.
3. Prilepo V., Gogolin V., Kondratjev V. // Abstr. Europ. Cryst. Meet. M.: ICAN USSR. 1989. P. 304.

А.Г.Калменский

ОБЪЕМНОЕ РЕКАНАЛИРОВАНИЕ ИОНОВ ПРИ ИМПЛАНТАЦИИ В НАГРЕТЫЕ КРИСТАЛЛЫ

При транспорте ионов в толстых кристаллах в режиме случайного движения возможность объемного реканалирования связана исключительно с расселением иона на угол, превышающий критический, на атоме кристалла, смещенном из узла кристаллической решетки. Величина смещения должна превышать линейные размеры области взаимодействия ион-атом. Причинами такого смещения могут быть дефекты решетки или тепловое движение атомов / 1 /.

Проведен расчет вероятности реканалирования W_p иона при однократном расселении на атоме в рамках статистической модели Линдхарда для случая осевого каналирования. Показано, что увеличение температуры кристалла криплня приводит к соответствующей росту W_p по сравнению с нулевыми условиями / более трех раз при $T \approx 1300$ К /. Поскольку вес каналированных "хвостов" распределения пробегов ионов при имплантации составляет ≈ 20 % упавшего потока, то повышение температуры может значительно увеличить каналированную фракцию пучка, что при энергиях ионов ~ 100 кэВ означает увеличение пробега в несколько раз.

Предложена новая схема расчета на основе уравнения переноса каналированных частиц с учетом объемных процессов, связанных с реканалированными ионами.

Анализ влияния вводимых пучком дефектов на диффузионное перераспределение остановившихся ионов в такой схеме требует дополнительного исследования. Однако можно утверждать, что резкое повышение температуры означает и резкое повышение "генеричности" рекомбинации точечных дефектов, вводимых пучком, как это следует из температурной зависимости дозы аморфизации / увеличение более, чем в 1000 раз при повышении температуры выше 500°C /. Это обстоятельство ставит под сомнение высокую эффективность механизмов радиационно-стимулированной диффузии, привлекаемых для объяснения эффектов "горячей" ионной имплантации.

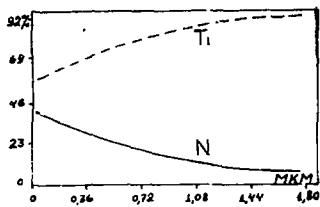
Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Калменский А.Г. // Электронная техника, 1988. Сер. 3. Интегральная электроника, 3 2/126/

Г.В. Гордеева, М.И. Гусева, Л.С. Данелян,
И.М. Егорова, В.С. Куликаускас

ИССЛЕДОВАНИЕ АЗОТИРОВАННОГО ТИТАНА

Ионная имплантация азота в сплавы $Ti-6Al-4V$ и $Ti-1Al$, которые широко применяются в аэрокосмических приложениях, значительно повышает износостойкость. Для достижения глубокого проникновения азота в работе проводилась имплантация при больших плотностях тока ионов азота. Для исследования имплантационных слоев применен метод резерфордовского обратного рассеяния ионных пучков. Измерения проведены с ионами гелия-4 с энергией 3,0 МэВ и протонами с энергией 2,2 МэВ. В случае ионов гелия определение профиля распределения элементов возможно сделать по различию в экспериментальных спектрах от $Ti + N$ и Ti в высокэнергетичной области вблизи границы рассеяния от титана. Измерения с протонами более чувствительны и позволяют четко выявить пик от рассеяния на азоте, так как регистрируется ядерное рассеяние, которое в девять раз больше резерфордовского при энергии протонов 2,2



МэВ. Профили распределения по глубине элементов азота и титана были получены обработкой спектров, измеренных с ионами гелия и протонами. На рисунке приведены профили распределения. Глубина проникновения азота 1,8 мкм, поверхностная плотность $2,7 \times 10^{18}$ ат/см², точность результатов измерения 15% . Микротвердость азотированных сплавов увеличивается в пять раз. Износостойкость возросла на два порядка по сравнению с исходным состоянием.

МэВ. Профили распределения по глубине элементов азота и титана были получены обработкой спектров, измеренных с ионами гелия и протонами. На рисунке приведены профили распределения. Глубина проникновения азота 1,8 мкм, поверхностная плотность $2,7 \times 10^{18}$ ат/см², точность результатов измерения 15% .

А.В.Котов, А.И.Тюттов

МОДЕЛЬ СТИМУЛИРОВАННОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ И НАРАСТАНИЯ
АМОРФНЫХ СЛОЕВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ЛЕГКИМИ ИОНАМИ

Ионно-стимулированная эпитаксиальная кристаллизация - восстановление под действием ионного облучения структуры аморфных слоев (АС) полупроводников, находящихся в контакте с монокристаллической матрицей. Из экспериментов следует, что этот процесс происходит в результате взаимодействия дефектов, созданных ионами, с границей (АС)-монокристалл. При определенных изменениях условий бомбардировки (снижение температуры, увеличение плотности потока ионов F) уменьшение h - толщины АС может сменяться его нарастанием.

Для описания данных эффектов в общем случае необходимо учитывать генерацию компонент пар Френкеля и разупорядоченных областей, квазихимические реакции комплексообразования и отжига дефектов, а также взаимодействие потоков междоузельных атомов (I) и вакансий (V) с границами аморфной и кристаллической фаз. В настоящей работе рассмотрены только случаи бомбардировки легкими ионами или электронами, когда образованием разупорядоченных областей можно пренебречь. Предполагается, что рекомбинация I на границе АС - монокристалл приводит к кристаллизации, а V - к нарастанию аморфной фазы. Рекомбинация V и I в объеме монокристалла идет через образование промежуточных дивакансий с концентрацией n_{2v} , а также путем линейной рекомбинации на ненасыщаемых стоках. Скорость смещения границы АС - монокристалл $U = -dh/d\Phi$, где Φ - доза ионов. Будем считать, что она следующим образом связана с Γ_v , Γ_i - диффузионными потоками V и I, на поверхность межфазной границы:

$$U = F^{-1} [\Gamma_i / n_c - (\Gamma_v / (n_c - 2n_{2v}))]_{x=0} \quad (1)$$

Здесь n_c - критическая концентрация V, приводящая к спонтанному переходу кристалла в аморфное состояние.

В результате машинного моделирования показано, что при определенном наборе параметров удается удовлетворительно описать экспериментальные данные, такие, например, как зависимость U от F и температуры облучения.

И.С.Ташлыков, И.М.Белый, В.С.Куликаускас, О.Г.Бобрович,
В.Ч.Пальчех, В.В.Тулъев, М.Г.Евдрухин

ИЗУЧЕНИЕ МЕТОДОМ РОР ЭЛЕМЕНТНОГО СОДЕРЖАНИЯ СТАЛИ,
ИМПЛАНТИРОВАННОЙ СОВМЕСТНО ИОНАМИ $(Ti+S)^+$ и $(Cr+S)^+$

Данная работа посвящена изучению состава сталей 40, 40X, СтЗ, облученных ускоренными ионами кремния совместно с ионами титана, а также с ионами хрома. Для анализа приповерхностного слоя, имплантированного ионами, применялся метод резерфордского обратного рассеяния ионов гелия с $E_0 = 1,25$ МэВ. По энергетическим спектрам ОР от образцов сталей 40, 40X, СтЗ, имплантированных ионами $(Ti+S)^+$ и $(Cr+S)^+$, определены слоевые концентрации легирующих компонентов, а также проведены расчеты количеств элементного содержания сопутствующих элементов. Образцы сталей облучались ионами с $E = 20$ кэВ и интегральными потоками от 8×10^{15} до 2×10^{16} см⁻². Установлено, что при облучении стали ионами $(Ti+S)^+$, также ионами $(Cr+S)^+$ внедряется титан и хром в количестве от 0,10 - 0,15 и 0,4 - 0,6 относительно кремния соответственно. Содержание сопутствующей примеси кислорода соответствует соотношению 4,5 : 1 и 6,0 : 1 относительно хрома и титана соответственно. При этом слоевое содержание углерода в облученных образцах в 2-3 раза меньше, чем в исходных.

И.С.Ташлыков, О.Г.Бобрович, Г.Вольф, З.Кальбитцер,
В.Эндерс

ПОСЛОЙНЫЙ АНАЛИЗ СОСТАВА НА МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЕ СТРУКТУРЫ
Fe-Pd, ОБЛУЧАЕМОЙ ИОНАМИ He^+

В работе изучалось перемешивание между атомами Fe и Pd на границе раздела железа с нанесенным на него покрытием палладия при облучении подготовленных структур ионами He^+ . Для нанесения на железо пленки палладия толщиной (10 ± 1) нм использовали метод электронно-лучевого разогрева и испарения материала в вакууме $\sim 2 \times 10^{-3}$ мм.рт.ст. Для облучения подготовленных Fe-Pd структур применяли ионы He^+ с $v = 30$ кэВ и интегральными потоками от 2×10^{15} см $^{-2}$ до $1,5 \times 10^{16}$ см $^{-2}$. Анализ состава на границе подложка-пленка выполняли с использованием метода ROR ускоренных ионов гелия с $\Delta_0 = 2,0$ шэВ. Экспериментальные данные о профилях относительной концентрации палладия в железе свидетельствуют о том, что максимальные значения концентрации Pd на "хвостах" профилей достигаются при дозах $\sim 2,5 \times 10^{16}$ см $^{-2}$. При увеличении интегрального потока ионов ксенона выше 1×10^{16} см $^{-2}$ преобладающим эффектом при облучении является распыление материала пленки палладия. Выполнены оценки коэффициента распыления палладия ионами ксенона с энергией 30 кэВ.

Л.С.Ташлыков, А.В.Басперович, В.С.Куликаускас,
В.Ч.Пальчех, Л.И.Ташлыкова, М.Г.Шадрухин

АНАЛИЗ СОСТАВА ИОННО-ОБЛУЧЕННОГО ЭЛАСТОМЕРА С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДА РЕЗЕРФОРДОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Для изменения свойств эластомеров в его состав, как правило, вводят добавки на этапе формирования рабочей смеси. Таким способом можно получить материал с новыми объемными свойствами. В ряде случаев достаточно модифицировать свойства поверхности эластомеров, чтобы изменить их качественные характеристики. Поэтому нами выполнены опыты по ионно-лучевой обработке поверхности эластомера. Образцы из материала, применяемого для изготовления манжет 2.2-80х 105-1 ГОСТ 8782-79, облучались ионами молибдена с $E=15$ кэВ и дозой до 2×10^{15} см⁻². Для элементного анализа ионно-облученной поверхности применяли резерфордское обратное рассеяние ионов гелия с $E_0=2.0$ МэВ в условиях оптимизированной геометрии опыта. Экспериментальные данные свидетельствуют о значительном содержании кислорода в ионно-облученных образцах, достигающего относительной (по отношению к количеству Mo) концентрации от 7.7 до 10. Эти значения соизмеримы с относительной концентрацией кислорода (6.0-6.5) в образцах, облученных ионами вольфрама, но в несколько раз превышают значения относительной концентрации кислорода в эластомере, облученном ионами титана (3.5-4.0).

В.В.Самарин

МЕТОД ПРОФИЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ ГРИНА ПРИ ОПИСАНИИ ИМПЛАНТАЦИИ
ИОНОВ В СЛУЧАЕ ОСЕВОГО КАНАЛИРОВАНИЯ

Приближенное выражение для профиля $G(z, \varepsilon_{1c}, E_0)$ имплантированных ионов с заданными значениями полной E_0 и поперечной ε_{1c} начальной энергии получено в работе /1/. Эта функция может быть названа профильной функцией Грина, поскольку интегрирование ее вместе с начальным распределением по ε_{1c} и E_0 дает распределение ионов по глубине Z проникания в кристалл. Использование функции Грина в аналитическом виде автоматически сохраняет нормировку (число ионов). В предельном случае перехода к режиму неупорядоченного движения функция G переходит в выражение, полученное в работе /2/ при приближенном решении кинетического уравнения с учетом многократного рассеяния ионов и флуктуаций энергетических потерь. В данной работе проводится анализ области применимости такого подхода на основе сравнения решений кинетического уравнения и моделирования осевого каналирования ионов фосфора, алюминия, кальция с энергиями от 50 до 200 МэВ в направлениях $\langle 100 \rangle$, $\langle 111 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ кристалла кремния. Аналитическая форма функции Грина позволяет проследить связь между профилем ионов и используемой моделью для определения тормозной способности ионов и их многократного рассеяния.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Самарин В.В. // Тезисы докладов XXII совещ. по физике взаимод. заряж. частиц с кристаллами. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1993, С.44.
2. Калашников Н.П., Ремизович В.С., Рязанов М.И. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. - М.: Атомиздат, 1980.

В. В. Григорьев, И. В. Конышин, А. В. Леонтьев

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ БЛАГОРОДНЫХ
ГАЗОВ В ПОЛИМЕРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

НИИ прикладных физических проблем, Минск

Представлены результаты численного моделирования методом Монте-Карло (МК) ионного легирования полимерных материалов ионами благородных газов (Ne, Ar, Xe, Kr). Диапазон энергий - 50...250 кэВ. Выбор указанных ионов обусловлен тем обстоятельством, что облучение ими позволяет получить высокопроводящий "графитоподобный" материал, который находит ряд важных применений [1]. Кроме того, профили распределения ионов благородных газов сильно отличаются от гауссовых. Числительно методом МК определялись парциальные коэффициенты физического распыления. Все расчеты выполнены для ПИМА ($C_6H_8O_2$). Расчет электронной тормозной способности проводился на основе модифицированного правила Брэгга [2].

$$S(v) = \sum_i m_i S_i(v) + \sum_j S_j(v) \quad \text{где}$$

m_i - число химических связей i -го сорта,

S_i - их вклад в тормозную способность,

S_j - вклад в тормозную способность электронов остова.

В зависимости от тормозных сечений отдельных связей брались из [1], где приведены значения S_i для протонов с энергией 125 кэВ. Переход к нужному типу иона и построения зависимости $S(v)$ выполнялся на базе формул, имеющихся в [2]. Проведено сравнение экспериментального и теоретического профилей распределения ионов Ar (100 кэВ), имплантированного в ПИМА.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lou H., Oliver R., Siosansaas P. // NIM. 1988. В.34. P.337.
2. Ouwersmede J., Sabin J. // NIM. 1989. В.42. N.1. P.7.
3. Cruz S., Scullard J. // NIM. 1991. В.61. N.4. P.423.

В.М.Эмексузян, В.В.Болотов, Г.Л.Плотников, Э.Н.Вологдин

МОДИФИКАЦИЯ СВОЙСТВ ИМПЛАНТИРОВАННОГО ПРОТОНАМИ КРЕМНИЯ ПРИ ТЕРМИЧЕСКИХ ОБРАБОТКАХ

В последнее время большое внимание уделяется изучению поведения водорода в кремнии благодаря свойству водорода пассивировать дефекты и примеси, что может быть использовано для создания радиационно-стойких приборов (в т.ч. детекторов ионизирующих излучений). Пассивация дефектов и примесей происходит не только при введении водорода, но и при воздействии ионизирующей радиации на предварительно гидрогенизированные структуры /1/. Но при обычных способах гидрогенизации кремния концентрация водорода в нем не превышает 10^{15} см⁻³ и в результате при облучении большими дозами эффект пассивации не наблюдается /1/. Поэтому представляется интересным использование имплантации протонов для введения H в больших концентрациях (10^{17} - 10^{18} см⁻³) с целью создания структур, стойких к радиационному воздействию. Однако имплантация протонов приводит к образованию мелких и глубоких центров и изменению параметров материала. Для отжига дефектов и восстановления исходных параметров кремния нужно проводить термообработки при $T > 500^\circ\text{C}$, когда начинается перераспределение имплантированного водорода, и его концентрация в приповерхностных слоях кремния понижается. Целью данной работы было исследование изменения концентрации мелких и глубоких центров, а также генерационно-рекомбинационных параметров кремния, имплантированного протонами с $E=400; 300; 200; 100$ кэВ дозами 2-20 мкКл/см² и подвергнутого отжигам при температурах до 700°C , и получение структур с повышенным содержанием водорода. Полученные результаты позволяют утверждать, что для отжига дефектов, вводимых имплантацией протонов и для восстановления исходных параметров структур необходимы отжиги при $T=600-650^\circ\text{C}$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Болотов В.В., Плотников Г.Л., Эмексузян В.М., Шмальц К. // ФТП, 1992, т.26, вып.7, с.1297-1299.

А.И.Гулдамашвили, В.С.Куликаускас, Р.Н.Кутелия, М.И.Садагашвили
И.А.Бахрамашвили, Л.И.Кекелидзе

МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИОННО-ЛЕГИРОВАННЫХ БОРОСОДЕРЖАЩИХ МАТЕРИАЛОВ

Использование материалов с высоким содержанием бора в ядерных и термоядерных реакторах стимулирует исследование влияния ионного легирования на физико-механические свойства боросодержащих соединений [1,2]. В качестве облучающих частиц кроме нейтронов можно использовать электроны, ионы атомов итени и ионы продуктов расщепления поглощающих нуклидов бора (гелия и лития). Для характеристики радиационной повреждаемости используются способность облучающих частиц в дефектообразовании и в изменении состава мишени. Изучено влияние ионного легирования на изменение микротвердости боросодержащих материалов. Микроэлементный состав и его распределение в зависимости от условий ионного легирования определялся методом резерфордского обратного рассеяния. Установлено, что облучение и испытание при комнатной температуре кристаллического β -бора, карбида бора и α -додекаборида алюминия ионами гелия, лития и атомов матрицы сопровождается относительным снижением микротвердости. Разупрочнение высокопрочных материалов различными ионами связано с понижением предела крупного разрушения тел вследствие изменения структуры и состава матрицы, путем накопления дефектов радиационного происхождения и введенных атомов. Сложные комплексы радиационных дефектов, преимущественно межузельного типа, увеличивают внутренние упругие напряжения и искажают решетку кристалла. При одинаковой способности изменения состава мишени и, следовательно, низкой способности дефектообразования, ион гелия производит более сильный эффект разупрочнения, чем другие ионы. Эффект повышенного разупрочнения кристаллов связан с образованием высокостабильных голубово-эвандсионных комплексов.

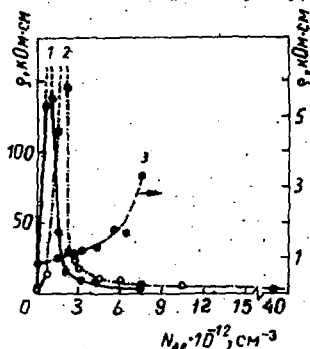
ЛИТЕРАТУРА

1. Гулдамашвили А.И. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Наука радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 1981, вып.2(56), С.36.
2. Гулдамашвили А.И., Почтывили В.А. и др. // Там же, 1981, вып.2(56), С.51.

И.И.Меслов, С.В.Блажевич, Г.М.Бочек, В.И.Кушуба,
 В.И.Курьяко, В.Д.Овчинник, С.Н.Потин, П.М.Рябка,
 А.В.Торгович, М.В.Трубицын, Э.С.Фельдман,
 И.Ф.Червоныш, Б.И.Жигар

ДОСТОЙДЕРНОЕ ТРАНСУТАЦИОННОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ
 МОНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ АЛМАНИЕМ

Представлены результаты исследований достойдерного легирования кремния алманием. Легирование производится с целью получения компенсированного высокоомного полупроводникового материала *n*-типа. Актуальность обсуждаемого вопроса объясняется тем, что при производстве высокоомного кремния *n*-типа методом бестигельной зонной плавки выход кремния $\rho > 3 \text{ КОМ} \cdot \text{СМ}$ не превышает 10% [1]. Для повышения сопротивления остаточного кремния необходимо точно контролируемое введение экцентронной примеси. Исследования по достойдерному легированию исходного высокоомного



зависимости удельного сопротивления ρ легированного кремния от концентрации трансутационного алмания. 1, 2, 3 - зависимости для исходного сопротивления 4; 2, 5 и 0, 9 КОМ·СМ, соответственно.

сопротивления исходного и легированного кремния. *n*-типа с сопротивлением $\sim 5 \text{ КОМ} \cdot \text{СМ}$.

бестигельного кремния с сопротивлением $\sim 2 \text{ КОМ} \cdot \text{СМ}$ проводимось на лучках тормозного γ -излучения $E_{\gamma} \sim 25 \text{ КЭВ}$.

Исследована зависимость удельного сопротивления легированного кремния от концентрации легирующей примеси и от начального сопротивления исходного кремния. показано, что благодаря строгой дозировке легирующей примеси, возможно производить высокоомное кремний *n*- и *p*-типов с удельным сопротивлением вплоть до соответствующего ($\sim 100 \text{ КОМ} \cdot \text{СМ}$). Величины времени жизни непереходных носителей заряда и подвижности в процессе легирования не ухудшаются.

Измерены величины радиационных

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Dreier // *Light Resistivity Silicon for Detector Applications*,
Nucl. Inst. and Meth. A, 288, 1990, p. 272-277.

Ионно-лучевая модификация штамповой высокохромистой стали

Исследовано влияние имплантации ионов ниобия на изменение физико-механических свойств штамповой высокохромистой стали X12M. Энергия имплантированных ионов составляла 18 кэВ. Дозы облучения изменялись в пределах 10^{16} - 10^{17} ион/см². Перед облучением образцы подвергались термообработке по стандартно принятым технологическим операциям для этого класса сталей. В работе приводятся результаты исследования дозовой зависимости микротвердости и коэффициента трения в различных парах сопряжения: X12M-9XF, X12M-БКВ. Установлено, что наибольшее увеличение (в 1,5 раза) микротвердости и уменьшение (до 20%) коэффициента трения, для пары X12M-9XF, приходится на дозу 10^{17} ион/см². Топографические исследования треклов износа, выполненные с помощью растровой электронной микроскопии, указывают на то, что максимальная стойкость наблюдается у образцов, облученных до дозы 10^{17} ион/см². С целью выявления механизмов, ответственных за изменение механических свойств стали, был произведен структурно-фазовый анализ приповерхностной ионно-имплантированной области. Показано, что помимо возможности формирования зародышей карбидных фаз с участием имплантированных ионов ниобия, происходит уменьшение концентрации цементитной фазы (Θ -Fe₃C) и дополнительный рост карбида ($Cr_{23}C_6$). Исследование изменения элементного состава модифицированной области в зависимости от дозы облучения, выполненное с помощью рентгеноспектрального микроанализа, показало возрастание концентрации имплантированной примеси с ростом дозы. С помощью рентгеноструктурного анализа установлено дополнительное увеличение, с увеличением доз облучения, внутренних напряжений, обусловленных образованием радиационных дефектов, а также морфологическими и концентрационными изменениями вторых фаз ($M_{23}C_6$, M_3C), присутствующих в стали.

Е.А. Питиримова, В.В. Сухоруков, Д.И. Чигиринский

СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ПЛЕНКАХ SnO_2 ,
ПОДВЕРГНУТЫХ БОМБАДИРОВКЕ ИОНАМИ Kr^{+2}

В настоящей работе исследованы преобразования структуры пленок SnO_2 ионной имплантацией вплоть до аморфизации. Методом трансмиссионной электронной микроскопии изучена зависимость размеров зерен в слоях SnO_2 от дозы ионов Kr^{+} , имплантированных с энергией 150 кэВ при комнатной температуре. Пленки SnO_2 , толщиной ~ 70 нм, получались методом ВЧ-магнетронного распыления при температуре подложки, равной 300°C , на термически окисленный кремний. Дозы внедрения ионов Kr^{+} изменялись в пределах $1,25 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ - $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Фазовый анализ исходных слоев показал, что они осаждаются в виде поликристалла SnO_2 . Средний размер зерен ~ 40 нм. По темнопольным электронным микрофотографиям были построены гистограммы распределения зерен по размерам в зависимости от дозы облучения. Электронографический анализ на просвет зафиксировал наступление полной аморфизации слоя SnO_2 после облучения ионами Kr^{+} , начиная с дозы 10^{15} см^{-2} . Однородный аморфный слой характеризовался отсутствием контраста на электронно-микроскопических снимках. Облучение пленок SnO_2 ионами Ne^{+} и Ar^{+} такой же дозой не вызывает структурных изменений. Проведенные исследования показали, что от массы ионов существенно зависит не только критическая доза аморфизации, но и пространственное расположение аморфного слоя.

А.Н.Кудышев, В.А.Зименс

ЭЛЕКТРОННО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В GaAs
ИМПЛАНТИРОВАННОГО ИОНАМИ АРГОНА

В данной работе кинетика разупорядочения имплантированных слоёв арсенида галлия исследовалась методом электронно-индуцированной проводимости. Данные, полученные *in situ*, позволяют судить о механизмах образования и накопления областей разупорядочения и, в конечном счёте, о кинетике разупорядочения кристаллической структуры (вплоть до аморфизации) в зависимости от температуры мишени, энергии и массы ионов и т.п.

Электронно-индуцированная проводимость в полупроводящем GaAs (100) измерялась в зависимости от дозы ионов Ar⁺ с энергией 30 кэВ при температуре мишени 300 К. Плотность тока ионного пучка составляла 0,2 - 1 мкА/см². Монокристаллические образцы GaAs (100) размером 4x9x1 мм³ перед измерением подвергались механической поддровке и обработке в полирующем травителе. Для возбуждения неравновесных носителей использовались электроны с энергией до 10 кэВ при плотности тока пучка электронов до 1 мкА/см². В качестве контактов использовалась эпитактика In - Ge.

Для исходных образцов были исследованы зависимости электронно-индуцированной проводимости от энергии и плотности тока пучка возбуждающих электронов. Получено, что электронно-индуцированная проводимость увеличивается пропорционально энергии и плотности тока электронного пучка. При измерении *in situ* обнаружена интересная особенность в релаксации электронно-индуцированной проводимости. Электронно-индуцированная проводимость увеличивается пропорционально плотности тока пучка ионов Ar⁺. В то же время величина электронно-индуцированной проводимости неоднозначно зависит от дозы имплантированных ионов Ar⁺. В легированных образцах электронно-индуцированная проводимость уменьшается, в образцах, легированных кремнием и селеном, увеличивается пропорционально дозе имплантированных ионов Ar⁺.

К.Н.Полещенко, Г.А.Вершинин, С.Н.Поворожник

ИОННО-ЛУЧЕВАЯ МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТЕЙ ТВЕРДЫХ СПЛАВОВ

Для изучения эффективности ионно-лучевой обработки были проведены комплексные исследования, включающие изменение структурно-фазового и элементного состава поверхностей твердых сплавов, оценку их износостойкости в условиях резания. Имплантация твердосплавных пластин марок ВК-8 и Т15К6 осуществлялась на опытно-промышленной установке га-зометаллическими ионными пучками следующего состава: $Ta^+ - Ar^+$, $TiV_2^- - N^+$, $Zr^+ - Mo^- - N^+$, $W^+ - Ar^+$, Kr^+ , Xe^+ , $(Zr^+ - Mo^- - Zr^+) - N^+$. В результате обработки рентгенограмм, полученных на дифрактометрах ДРОН-1,5 и ДРОН-3, проведен качественный фазовый анализ, измерены параметры кристаллической решетки карбидов WC и TiC, измерены искажения решетки второго рода и размеры областей когерентного рассеяния субблоков мозаики. Результаты масс-спектрометрических исследований показали, что наибольшая глубина проникновения ионов наблюдается после имплантации ионами $(Zr^+ - Mo^- - Zr^+) - N^+$. Проведено теоретическое изучение распределения ионов примеси по глубине мишени с учетом распыления поверхности и радиационно-стимулированной диффузии, коэффициент которой полагается пропорциональным концентрации радиационных дефектов. Концентрации радиационных дефектов и внедренной примеси определяются путем численного решения соответствующих уравнений диффузии. Проведенные модельные расчеты с учетом диффузионных процессов позволяют объяснить наблюдаемое уширение концентрационных профилей и улучшить качество описания последних на больших глубинах по сравнению с предсказаниями, в которых учитывается только энергетическая неоднородность пучка. Проведена оценка износостойкости модифицированных твердых сплавов при резании трудно обрабатываемых титановых сплавов. Наибольшая износостойчивость режущих пластин зафиксирована после имплантации ионами $Ta^+ - N^+$, $TiV_2^- - N^+$ и $(Zr^+ - Mo^- - Zr^+) - N^+$.

А.В.Кабышев, В.В.Лопатин

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ИМПЛАНТИРОВАННОГО НИТРИДА БОРА

Дефектообразование и структурно-фазовые изменения после ионно-термического воздействия меняют электропроводность σ поверхности нитрида бора на 10-12 порядков /1/. Анализ результатов исследований $\sigma(T)$, энергии активации, механизма электропроводности и структурно-фазовых превращений (по просвечивающей электронной микроскопии) показал, что основной вклад в увеличение σ вносит радиационное дефектообразование и трансформация дефектов при отжиге. Доминирующий вид дефектов - анионные вакансии и их комплексы. Отжиг при $T = 300 - 1800$ К меняет тип и зарядовое состояние дефектов. Слабое увеличение σ при нагреве (температурный коэффициент $10^{-3} - 10^{-4}$ град $^{-1}$) вызвано диссоциацией комплексов на атомные дефекты и повышением концентрации свободных носителей заряда. Высокая концентрация наведенных дефектов создает в запрещенной зоне локализованные состояния. Транспорт носителей заряда осуществляется по прыжковому механизму. Расчет разброса ловушечных уровней вблизи уровня Ферми, выполненный в рамках модели Мотта, дал величину, превышающую 1 эВ. По данным термолюминесценции, записанной синхронно с $\sigma(T)$ в режиме фракционного отжига, глубина высвечивающихся ловушек меняется от 0,1 до 1,5 эВ. Расчетная плотность ловушек высока, а экспериментально определенная степень их заселенности - низка. Структурно-фазовые превращения меняют σ , если при отжига формируется большое количество проводящей фазы или скоплений имплантированных элементов. Термообработка в вакууме при $T > 1800$ К и окислительной среде восстанавливает σ . Облучение импульсными пучками ионов и отжиг создают полупроводящее покрытие с регулируемой σ .

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Бушнев Л.С., Кабышев А.В., Лопатин В.В. // Физика и химия обработки материалов. 1990. № 2. С.5.

В.М.Анещик, С.И.Жукова

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МИКРОТВЕРДОСТИ АЛЮМИНИЯ,
ИМПЛАНТИРОВАННОГО ИОНАМИ НИКЕЛЯ

Исследовано изменение микротвердости алюминия, имплантированного ионами никеля, в интервале температур 290 ... 500К. Обнаружено, что температурная зависимость микротвердости является экспоненциальной и имеет два участка - низко- и высокотемпературный ($> 0,4 T_{пл}$). Определены энергии активации микровдавливания. Значения энергии активации при низких температурах одинаковы для исходных и облученных образцов и соответствуют скольжению дислокаций. Величина энергии активации на высокотемпературном участке свидетельствует о том, что процесс микровдавливания контролируется перемещением дислокаций, причем в исходном материале движутся полные дислокации, а в облученном - расцепленные.

Е.А. Романовский, А.М. Борисов, Н.Г. Горяга, Данг Лам, Нгуен
Мак Ха, М.Н. Смагин

ИЗМЕРЕНИЕ СТЕХИОМЕТРИИ TiN_x МЕТОДОМ ЯДЕРНОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ

Для диагностики нитридотитановых покрытий, широко используемых для упрочения поверхности деталей машин и инструмента необходима методика, которая не разрушая образец дает количественную информацию о стехиометрии, толщине покрытия и о распределении N по глубине защитной пленки.

В данной работе с помощью метода ядерного обратного рассеяния (ЯОР) протонов проведено измерение толщины и стехиометрии нитридотитановых покрытий, которые методами конденсации лонной бомбардировки и магнетронного напыления на установках типа "Булет" и "Мир-1" наносились на различные материалы. В качестве подложек использовались образцы Fe, стали 12X18H10T, Mo и Ta размерами 20 x 20 x 0,5 мм. Измерение спектров ЯОР проводилось с помощью Si-Li поверхностно-барьерных детекторов на циклотроне НИИЯФ АГУ при энергии протонов 6,3 и 7,8 МэВ при угле рассеяния $\theta=160^\circ$. Спектры ЯОР для покрытий TiN_x с обычной для практики толщиной 2-5 мкм содержат на монотонном спектре подложки две близкие по интенсивности группы протонов, обусловленные упругим рассеянием на ядрах N и Ti . Относительно большое сечение упругого рассеяния протонов на ядрах N в таких условиях связано с возбуждением широких перекрывающихся резонансов в составной системе ^{15}C . Перекрытие спектров ЯОР для N и Ti , затрудняющее анализ TiN_x покрытий, происходит на толщинах ~ 20 мкм.

Обнаружено, что в зависимости от технологических параметров напыления стехиометрия TiN_x может принимать значения X от 0,5 до 1,0, при этом толщина и стехиометрия покрытий, полученных в одних и тех же условиях на пластинах Fe стали 12X18H10T, Mo и Ta являются одинаковыми. Близкими обнаружены и значения микротвердости покрытий на этих образцах. Также обнаружено, что при магнетронном распылении увеличение относительного содержания N с возрастанием дистанции напыления Ti имеет вид кривой с насыщением при достаточно больших расстояниях.

Е.А.Романовский, Ю.К.Евсеев, Н.Г.Горяга, В.О.Кордквич,
В.Д.Кальнер, С.А.Брасов, Нгуен Мак Ха

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ЯДЕРНОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ ДЛЯ
ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ ПРОЦЕССА АЗОТИРОВАНИЯ И ОКИСЛЕНИЯ
АЗОТИРОВАННОГО СЛОЯ КОНСТРУКЦИОННЫХ СТАЛЕЙ

Для улучшения рабочих характеристик ряда деталей машин и инструмента на ЗИЛе разработан новый способ химико-термической обработки стальных изделий, в основе которого лежит процесс окисления нитрированного поверхностного слоя. Для диагностики данного процесса необходима методика, которая не разрушая образец дает количественную информацию о распределении N и O по глубине образца, а также об образовании и диссоциации нитридных и оксидных фаз.

В данной работе впервые с помощью метода ядерного обратного рассеяния (ЯОР) протонов проведено исследование профиля распределения N и процесса образования оксидной пленки на поверхности образцов стали 08КП, которые подвергались азотированию в атмосфере 100% NH_3 со степенью диссоциации 60% при давлении 1,1 мм.рт.ст. и при температуре $580 \pm 10^\circ C$. После термодиффузионного насыщения N образцы окислялись в кислородной среде при различных экспозициях. Измерение спектров ЯОР проводилось на электростатическом генераторе и циклотроне НИИЯФ МГУ при энергии протонов 2,2 и 7,8 МэВ и при угле рассеяния $\theta = 160^\circ$. Так как сечения упругого рассеяния протонов этих энергий ядрами N , O и Fe сравнимы, в спектрах ЯОР легко выделяются пики, обусловленные рассеянием протонов ядрами N и O . Обнаружено, что глубина проникновения N изменяется от 3,5 до 19,0 мкм при увеличении времени насыщения азотом от 15 до 180 мин. При этом на поверхности образца образуется нитридное соединение Fe_2N , которое с увеличением глубины проникновения N переходит в фазовые состояния Fe_3N и Fe_4N . При обработке азотированного образца в кислородной среде с последующим резким охлаждением в H_2O , обнаружена полная диссоциация нитридного слоя, а в спектре ЯОР начинает наблюдаться кислородный пик от тонкой окисной пленки - Fe_3O_4 , толщина которой $\sim 1,6$ мкм.

Е.А.Романовский, И.Е.Ярембаш, Н.Г.Горяга, В.А.Ходярев,
В.С.Куликаускас, А.М.Борисов, Данг Лам, Нгуен Мак Ха

ДИАГНОСТИКА УПРУЧИВАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ CxN_x С ПОМОЩЬЮ
МЕТОДА ЯДЕРНОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ

При нанесении покрытий на основе нитридов резко изменяется состав, структура и рабочие характеристики деталей машин и инструмента. Варьирование остаточного давления газа (N_2) может резко влиять на стехиометрию покрытия, что в свою очередь влияет на упругие свойства защитных пленок. Поэтому необходима диагностика, которая не разрушая образец дает количественную информацию о толщине покрытия и о профиле концентрации элементов, входящих в состав пленки.

В настоящей работе впервые методом ядерного обратного рассеяния протонов (ЯОР) проведено измерение толщины t , стехиометрии D и распределения азота в пленках CxN_x , которые наносились на образцы стали СВКП на установке типа "Булат" при значениях остаточного давления N_2 от $2,0 \cdot 10^{-4}$ до $2,2 \cdot 10^{-2}$ мм.рт.ст.. Измерение спектров ЯОР проводилось на электростатическом генераторе и циклотроне НИИЯФ МГУ при энергиях протонов 2,2 и 7,8 МэВ для угла рассеяния $\theta = 160^\circ$. Так как сечения рассеяния протонов на ядрах N , Cx и Fe сравнимы для данного энергетического диапазона падающих частиц, то в спектрах ЯОР легко выделяется пик, обусловленный рассеянием протонов на ядрах N . Результаты измерений представлены в таблице.

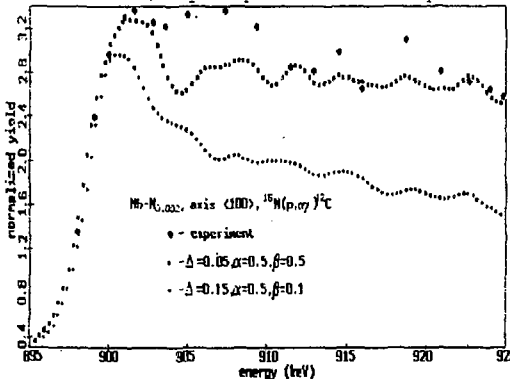
Таблица

Давление (мм.рт.ст.)	t паспортная (мкм)	t Экспер. (мкм)	D
$2,0 \cdot 10^{-4}$	21,0	20,1	$C_{2,2}N$
$2,0 \cdot 10^{-3}$	23,0 - 24,0	18,6	$C_{2,2}N$
$3,7 \cdot 10^{-3}$	12,0	14,8	$C_{2,2}N$
$2,2 \cdot 10^{-2}$	13,0 - 14,0	9,9	$C_{2,2}N$

С помощью данных по сечению упругого рассеяния протонов ядрами N при энергиях $E = 8$ МэВ, полученных в результате обработки спектров ЯОР от мишеней N_2 и N_2N , обнаружено, что стехиометрия покрытия слабо изменяется с глубиной.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ ВЫХОДОВ НАБЛУДЕННЫХ РЕЗОНАНСНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ КАНАЛИРОВАНЫМИ ПРОТОНАМИ В АКСИАЛЬНЫХ И ПЛОСКОСТНЫХ КАНАЛАХ СИСТЕМ Nb-N_x И Re-C_x

Теоретически и экспериментально исследуется физическая природа особенностей ориентационных и энергетических зависимостей выхода ядерных реакций при каналировании протонов в кристаллических системах Nb-N_x и Re-C_x. Показана высокая чувствительность выходов реакции ¹⁵N(p,α)¹²C и ¹³C(p,γ)¹⁴N к торможению потерям каналированных частиц, ширине резонанса, концентрации дефектных элементов,



температуры кристалла. Метод молекулярного моделирования использован для расчета динамики заселения осевых и плоскостных каналов в возбужденных бинарных системах. Использован потенциал Дюлли-Тернера. Последовательно учитывались

торможение потери частиц (α), многократное рассеяние (β), начальный разброс протонов (Δ), тепловые колебания ядерных и примесных атомов. Форма резонанса описывалась выражением Грейта-Бигнера. Проводилось сравнение расчетных кривых с экспериментальными результатами. На рисунке представлены энергетические зависимости выхода реакции ¹⁵N(p,α)¹²C, возбуждаемой каналированными вдоль 100-протонами (сравнение расчетов с экспериментом). Наблюдается качественное согласие. Количественное соответствие при данном типе потенциала достигается при значениях параметров модели, заметно отличающихся от реальных. Для сохранения реального физического смысла параметров необходимо использовать другие типы потенциалов.

П.А.Светалов, Н.А.Скакун

ЛОКАЛИЗАЦИЯ АТОМОВ АЗОТА В РАСТВОРЕ ВНЕДРЕНИЯ

$N^{15}N_2O, 0,02$ ат.%

Исследованы ориентационные зависимости нормированного выхода излучений резонансных реакций $^{15}N(\sigma, \alpha)^{12}C$ и $^{15}N(\sigma, \alpha)^{12}C$, возбужденных каналированными протонами с энергией 0,73 и 1,21 МэВ, в кристалле ниобия, насыщенном изотопом азота ^{15}N . Выполнены измерения выходов λ -квантов, α -частиц и обратнорассеянных протонов при угловом сканировании вблизи кристаллографической оси $\langle 100 \rangle$ и плоскостей $\{110\}$ и $\{100\}$. Показано, что локализация азота при концентрации 0,02 ат.% существенно отличается от его локализации в системе $N^{15}N_2O, 2$ ат.% /1/. В ориентационной зависимости нормированного выхода λ -квантов при сканировании в окрестности оси $\langle 100 \rangle$ системы $N^{15}N_2O, 2$ ат.% наблюдается высокий узкий пик и характерный провал до величины 0,7 от максимума, а нормированный выход λ -квантов при угловом сканировании плоскости $\{100\}$ по форме и величине совпадает с выходом обратнорассеянных протонов. Эти данные однозначно свидетельствуют о размещении атомов азота в октаэдрических междоузлиях.

Для раствора, содержащего на порядок меньше азота, также наблюдается увеличение выхода излучений реакций при совмещении направления пучка протонов и оси $\langle 100 \rangle$. Однако характерный минимум в выходе α -частиц при сканировании оси $\langle 100 \rangle$, наблюдаемый при расположении азота в октаэдрических междоузлиях, отсутствует. Это означает, что некоторая доля атомов азота размещается за пределами окта-междоузлий. На это также указывает меньшая угловая ширина и проявление структуры в зависимости выхода излучений реакций по сравнению с выходом обратного рассеяния для плоскости $\{100\}$. Обсуждаются причины, приводящие к зависимости местоположения атомов азота от его концентрации в ниобии.

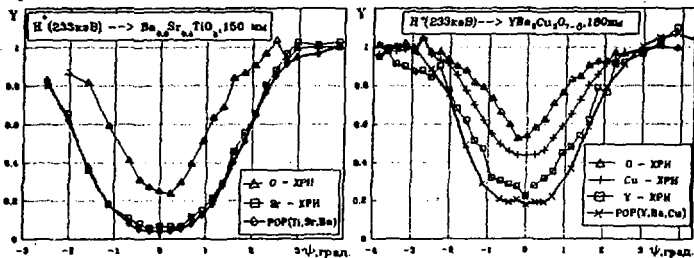
ЛИТЕРАТУРА

1. Скакун Н.А. и др. // Труды XIV Всесоюз. совещ. по физике взаимодей. зар. частиц с кристаллами. - М.: Изд-во Моск.ун-та, 1965, С.117-119.

В.В.Афросимов, Г.О.Дэжа, Р.Н.Ильин, М.Н.Панов, В.И.Сахаров,
И.Т.Серенков.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ПОДРЕШЕТОК ЭЛЕМЕНТОВ В ТОНКИХ ВТСП-ПЛЕНКАХ ПО ОРИЕНТАЦИОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗБУЖДЕННОГО ПРОТОНАМИ

Тонкие высокоориентированные пленки $Ba_{0.6}Sr_{0.4}TiO_3$, нанесенные на монокристалл MgO , и ВТСП пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, нанесенные на такую структуру, исследовались по возбужденному протонами средних энергий характеристическому рентгеновскому излучению (ХРИ). Обе исследованные пленки имеют решетку типа перовскита с близкими постоянными. Полученные зависимости интенсивности ХРИ и рефракционного обратного рассеяния (РОР) от угла падения пучка H^+ 233 кэВ относительно направления $[100] - Y(\psi)$ - приведены на рисунке. Пленка $Ba_{0.6}Sr_{0.4}TiO_3$ имеет для РОР минимальное значение $Y(0) = \chi = 0.03$, т.е. близка по качеству к монокристаллу. Меньшая ширина $Y(\psi)$ и большее значение χ для О по сравнению с РОР и ХРИ стронция обусловлены меньшим Z и большим, сравнимым с амплитудой тепловых колебаний, параметром удара при возбуждении К линии О. ВТСП пленка имеет для РОР $\chi = 0.18$ из-за разориентации блоков, которая в ХРИ проявляется в более заметном уменьшении ширины $Y(\psi)$ и росте χ с уменьшением Z . На зависимости $Y(\psi)$ для кислорода в области 1.5° заметен перегиб, обусловленный нападением как на О-О, так и на Си-О рядах.



В.В.Афросимов, Г.О.Дзюба, Р.Н.Ильин, М.Н.Панов, В.И.Сахаров,
И.Т.Серенков.

ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР СУБМИКРОННОЙ ТОЛЩИНЫ
ПО ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОМУ РЕНТГЕНОВСКОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ,
ВОЗБУЖДАЕМОМУ ПРОТОНАМИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИИ

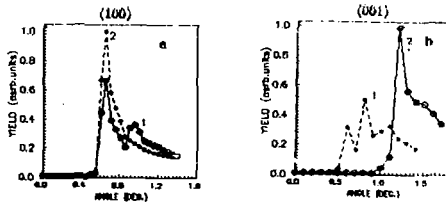
При исследовании кристаллической структуры и состава пленок субмикронных толщин, среди неразрушающих методов широко используются обратное рассеяние легких ионов МэВ энергий (РОР), а также индуцированное ионами характеристическое рентгеновское излучение (ХРИ). Исследование подрешеток легких элементов в методе РОР затруднено как малой величиной сечения рассеяния, так и сложностью разделения сигналов от легких и тяжелых элементов. В традиционном методе ХРИ возникает проблема раздельной регистрации квантов от одинаковых элементов пленки и подложки, поскольку длина эффективного возбуждения излучения для МэВ протонов может существенно превышать толщины пленок.

Преодолеть эту трудность позволяет созданная нами методика регистрации индуцированного протонами с энергиями 100-250 кэВ ХРИ в диапазоне энергий квантов 500-3000 эВ.

Выполненные нами расчеты показали, что для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ пленки, бомбардируемой нормально к поверхности пучком протонов с энергиями 120, 180 и 240 кэВ, 95% излучения K_α кислорода генерируются в пленках толщиной ~ 250, 340 и 420 нм, соответственно. Экспериментально измерялись соотношения интенсивностей линий K_α кислорода и K_α магния для чистого MgO и для пленки $\text{Ba}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{TiO}_3$ (разделительный подслой ВТСП пленок), нанесенной на подложку MgO . Получено, что доля излучения K_α кислорода, возбуждаемого в пленке $\text{Ba}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{TiO}_3$ толщиной 180 нм протонами с энергией 233, 178 и 122 кэВ, составила 89%, 91% и 95%, соответственно, что согласуется с расчетами. Таким образом, использование протонов с энергиями 100-250 кэВ обеспечивает возможность регистрации излучения кислорода, принадлежащего именно ВТСП-пленкам с толщинами 200-500 нм, нанесенным на кислородосодержащие подложки или разделительные слои.

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИИ В КРИСТАЛЛЕ
 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ МЕТОДОМ БРУСТЕРОВ

С помощью компьютерного моделирования вычислялись угловые зависимости выхода процессов близких взаимодействий (БВ) ионов He^+ с атомами Cu и O и определялось угловое положение брестеров (ψ_b) при каналировании вдоль различных осей кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ при различных видах статических и динамических смещений атомов Cu и O: статических смещениях атомов O (и/или Cu) вдоль и перпендикулярно $\langle 001 \rangle$; изотропных и анизотропных колебаниях атомов с различными значениями амплитуд; коррелированных колебаниях атомов Cu и O. Результаты вычислений показали, что статические смещения атомов ($\leq 0.01 \text{ \AA}$) оказывают более сильное влияние на значение ψ_b , чем тепловые колебания. Предложены схемы экспериментов по исследованию с помощью метода брестеров /1,2/ статических и динамических характеристик структуры медной и кислородной подрешеток кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ для выяснения причин аномалии температурной зависимости величины $\psi_{1/2}$ /3/ при переходе в ВТСП-состояние и исследования смещений атомов в $\langle 001 \rangle$ Cu(2)-O плоскостях.



Выход БВ He^+ ($E=3.06 \text{ МэВ}$) с атомами O(a) и Cu(b): 1- в кристалле со статическими смещениями атомов O(2) и O(3) вдоль $\langle 001 \rangle$ (a) и Cu(2) перпендикулярно $\langle 001 \rangle$ (b); 2 - без смещений атомов

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Borovik A.S. et al //Phys.Lett. A, 1992, v. 171, p. 397.
2. Borovik A.S. et al //Phys.Lett. A, 1993, v. 172, p. 457.
3. Rehn L.E. //NIM in Phys. Res., 1992, B69, p. 161.

А.С.Боровик, А.А.Елифанов, А.П.Кобзев, Д.А.Корнеев,
В.С.Мальшевский, С.Н.Потапов

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЛЩИНЫ РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ СЛОЕВ НА
ГРАНИЦАХ ДВОЙНИКОВ И ПЛЕНКА/ПОДЛОЖКА $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{SrTiO}_3$

С использованием модели каналирования ионов в многокомпонентных кристаллах /1/ вычислены угловые и глубинные зависимости выхода ОР и ядерных реакций для ионов He^+ с энергией 3,1 МэВ на различных элементах кристаллической пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ и монокристаллической подложки SrTiO_3 . Из сравнения экспериментальных /2/ и вычисленных для атомов O в пленке и в подложке, а также для атомов Ba и Sr, угловых зависимостей в направлениях $\langle 001 \rangle$, $\langle 101 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ найдены толщины разупорядоченных слоев на поверхности пленки и на границе между пленкой и подложкой (30 ± 10 и 50 ± 10 Å соответственно). Для направлений $\langle 101 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ наилучшее согласие расчетных угловых зависимостей с экспериментальными было получено в предположении, что пучок ионов последовательно пересекает границы двойников, которые описываются усредненным разупорядоченным слоем определенной толщины.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Боровик А.С., Елифанов А.А., Корнеев Д.А., мальшевский В.С. Препринт ОИЯИ, Р14-92-3966, 1992.
2. Корнеев Д.А., Кобзев А.П., Боровик А.С. и др.//Настоящий сборник.

ЗАВИСИМОСТЬ ДИССОЦИАЦИИ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ИОНОВ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛА ОТ ОРИЕНТАЦИИ МЕЖЪЯДЕРНОЙ ОСИ И ТЕМПЕРАТУРЫ ПУЧКА

Настоящая работа является продолжением работы [1]. Ранее в [1] в рамках т.н. "электронного" механизма исследовался вопрос о возможном проявлении эффекта ориентации межъядерной оси в энергетических распределениях продуктов диссоциации. Численные расчеты были проведены для процесса диссоциации молекулярного иона H_2^+ при отражении поверхностью алюминия. Однако эти расчеты были сделаны в предположении, что падающий пучок молекулярных ионов "холодный", т.е. предполагалось, что все ионы в этом пучке находятся в низшем вибрационном состоянии ($\nu=0$). Реально в падающем пучке молекулярных ионов всегда есть ионы, температура которых отличается от нуля К. Это означает, что в низшем, основном вибрационном состоянии будут находиться не все молекулярные ионы, а лишь какая-то часть из них. Остальные уже на подлете к поверхности будут в возбужденном вибрационном состоянии и вероятность нахождения в данном колебательном уровне $\nu : C \nu = C \nu(T)$, где T - температура пучка. Заселенность резонансных вибрационных состояний молекулярного иона рассчитывалась по Больцману с использованием стандартных табличных данных о параметрах иона H_2^+ . Расчеты проведены для различных значений температуры пучка падающих молекулярных ионов с учетом и без учета эффекта ориентации межъядерной оси. Учет эффекта ориентации оси молекулы в "горячем" пучке приводит, как и в случае "холодного" пучка, к изменению формы энергетического распределения. Так, когда вероятность резонансной нейтрализации молекулярного иона не зависит от ориентации его оси, энергетическое распределение диссоциированных атомов имеет форму широкого купола с очень пологим максимумом в области $1/2E_0$ (E_0 - начальная энергия пучка). Учет ориентации оси молекулы делает это распределение более узким с четко выраженным максимумом. Эти расчеты могут быть весьма полезными для анализа энергетических спектров нейтральных атомов в экспериментах с молекулярными ионами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балашова Л.Л. // Тезисы докладов XXII Совещания по физике взаимодейств. заряж. частиц с кристаллами. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1992. С. 116.

И.М.Кречков, В.Ф.Шичутин, Т.С.Франгульян,
А.Н.Рябчиков, В.А.Тишкина

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ РОР/К СЛОЕВ ОКСИДА МАГНИЙ
ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ИОНАМИ ЖЕЛЕЗА

Сравнительно недавно было установлено, что облучения широкого класса диэлектрических материалов технического назначения пучками ионов приводит к гигантскому увеличению (на IО-II порядков) их поверхностной электрической проводимости. В настоящем сообщении приводятся результаты комплексного исследования электрофизических свойств, а также структурного состояния приповерхностных слоев модельных кристаллических диэлектриков MgO , подвергнутых облучению ускоренными ионами железа (Fe^+). Облучение образцов осуществлялось в импульсно-периодическом режиме. длительность импульса $\tau=500$ нсек, частота следования импульсов $2k1$ ц, средняя энергия ионов 70 кэВ, доза облучения варьировалась в интервале ($10^{16} - 10^{17}$ ион/см²). Дефектное состояние слоев MgO модифицированных ионным облучением изучено методами оптической абсорбции и РОР/К. Характерной особенностью данных экспериментов было то, что отжиг кристаллов проводился непосредственно в экспериментальной камере. Анализ результатов показывает: во-первых, в пределах исследуемых доз имплантация ионов железа не приводит к аморфизации поверхностных слоев кристаллов; во-вторых, имплантация приводит к преимущественному образованию точечных дефектов, однако при дозе облучения 10^{17} ион/см² глубина дефектного слоя приблизительно в 2 раза больше, чем при дозе облучения 10^{16} ион/см²; в-третьих, отжиг образцов в вакууме до $T=1200$ К не приводит к каким-либо изменениям в спектрах РОР; в-четвертых, в отличие от вакуумного отжига, нагрев образцов на воздухе приводит к отжигу дефектов. Данные РОР/К коррелируют с данными оптических и электрофизических исследований.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОСТАВА И КОНЦЕНТРАЦИИ ЛЕГИРУЮЩЕГО БОРА
В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СПЛАВАХ Nb-Ti И Nb-Ti-Ta

Сверхпроводящие свойства (T_c, H_{c2}, J_c) бинарных Nb-Ti и тройных Nb-Ti-Ta сплавов весьма чувствительны к их составу, поэтому необходимо разработать методы, позволяющие надежно определять количественный состав этих сплавов с точностью не хуже 1%. Для решения задачи использовалось обратное рассеяние ионов He. Спектры POP обрабатывались по программе, учитывающей изотопный состав элементов, входящих в сплав, и зависимость тормозных потерь энергии ионов He от состава сплава. В табл. приведены результаты измерения концентрации Ti в сплаве Nb-Ti для нескольких образцов. Как следует из таблицы,

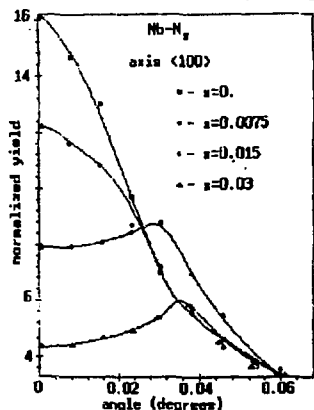
результаты измерений методом POP и электронно-зондовым близки. Метод химического анализа систематически дает несколько завышенные данные по сравнению с POP и электронно-зондовым.

Введение легирующих микро-добавок, в частности, бора, влияет на кинетику распада пересыщенного твердого раствора. При этом критическая плотность тока существенно зависит от содержания легирующего элемента. Концентрация легирующего бора определена с помощью ядерной реакции $^{11}\text{B}(\text{p}, \alpha)^8\text{Be}$, сечение у которой при энергии протонов 0,67 МэВ достигает 0,6 барн при ширине резонанса 0,27 МэВ. Это позволяет достичь предела обнаружения бора на уровне $10^{-5} \dots 10^{-6}$ ат.%. Перед детектором устанавливали поглотитель, который отсекал обратнорассеянные протоны и пропускал α -частицы. В качестве эталона использовалась сталь Д358-4 с известным содержанием бора. Учен впад в выход α -частиц реакции $^{18}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{15}\text{N}$ от кислорода, оксидированного на поверхности. Показано, что в Nb-Ti содержится 0,09 вес.% бора.

п/п	Содержание Ti (вес. %)		
	POP	хим. анализ	электрон. микрозонд. спектроск.
1	42,6±0,4	46,8	44,8
2	44,8±0,5	50,1	45,9
3	44,6±0,5	49,4	46,3
4	45,0±0,4	50,8	46,5
5	53,0±0,4	55,9	53,6

ВЛИЯНИЕ ВНУТРИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ, СОЗДАВАЕМЫХ РАСТВОРЕННЫМИ ПРИМЕСНЫМИ АТОМАМИ, НА ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ВЫХОДА ИЗЛУЧЕННЫМИ РЕЗОНАНСНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИИ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Экспериментальные исследования ориентационных зависимостей выхода ядерных реакций $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}$ из кристаллов ВТОП [1] и $^{13}\text{C}(\rho, \gamma)^{14}\text{N}$ из системы $\text{Re}-\text{C}_x$ [2] выявили их сложный характер при малых углах расориентации. В этих многокомпонентных системах увеличение концентрации легкого элемента приводит к трансформации пика выхода реакций в дупку с ярко выраженными брассюрками. Возникает важный вопрос, при каких концентрациях легкого элемента следует учитывать влияние этого элемента на внутрикristаллическое поле и, соответственно, на перераспределение потока возбужденных частиц.



Такая задача решалась методом

Монте-Карло для системы $\text{Nb}-\text{N}_x$ и $\text{Re}-\text{C}_x$ для нескольких концентраций примеси. Был введен дополнительный потенциал от квазидошки примесных атомов, в которой расстояние между атомами пропорционально их концентрации. На рисунке приведены угловые зависимости выхода реакции $^{15}\text{N}(\rho, \alpha)^{12}\text{C}$ при сканировании вблизи оси $\langle 100 \rangle$ кристалла ниобия, содержащего различное количество растворенных атомов азота. Уже небольшие добавки примеси ($x=0,0075$) приводят к заметному уменьшению выхода без изменения формы кривой. По мере увеличения концентрации атомов азота изменяется также форма кривой: намечается расщепление, связанное с отталкиванием протонов из центральной части канала.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Skakun N.A. et al.// Nucl. Instr. & Meth. 1992. V.867. P.199.
2. Skakun N.A. et al.// Nucl. Instr. & Meth. 1992. V.867. P.202.

В. И. Сорока

ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РЕЗОНАНСНОГО УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ИОНОВ В ЯДЕРНОМ МИКРОАНАЛИЗЕ

Поскольку упругое рассеяние представляет собой отдельный тип ядерных реакций, то и основанный на нём метод анализа следует рассматривать как разновидность метода ядерных реакций. Однако среди ядерных реакций упругое рассеяние выделяется тем, что резонансное рассеяние всегда сопровождается потенциальным и резерфордским, интерферирующими между собой. Эта особенность, а также такие, как идентичность входного и выходного каналов реакции, равенство нулю энергии реакции, проявляется и при использовании упругого резонансного рассеяния в аналитических целях, что может служить основанием рассматривать его отдельно. Предлагается целесообразным разбить вопрос о резонансном упругом рассеянии как методе ядерного микроанализа, на три части. В первой части отнесём использование узких резонансов, проявляющихся при рассеянии на ядрах атомов примеси. Ширина таких резонансов ориентировочно ≈ 10 эВ. Техника их использования в принципе аналогична традиционному методу ядерных реакций. Тем не менее возникают дополнительные сложности в связи с отклонением формы резонанса от симметричной, обусловленное интерференцией составляющих частей упругого рассеяния, и в связи с необходимостью вычитания фона от резерфордского рассеяния на ядрах матрицы, в случае лёгких примесей. Во второй части отнесём использование широких, перекрывающихся резонансов, проявляющихся при рассеянии на ядрах примеси. Хотя повышение чувствительности и не столь значительное при этом, однако сильно упрощается процедура получения и анализа информации, так как могут быть использованы сравнительно простые формулы ядерной спектроскопии резерфордского обратного рассеяния. В третьей части отнесём использование широких резонансов в упругом рассеянии на ядрах матрицы. Поскольку при некоторых условиях интерференция в упругом рассеянии носит разностный характер, этим можно воспользоваться для понижения фона и, таким образом, повысить чувствительность к определению лёгких примесей. Используя пучок поляризованных ионов эта же цель достигается при условии, что рассеяние на ядрах матрицы сопровождается поляризацией, сохранившейся к тому же знак в широком энергетическом интервале.

Е.И.Розум

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ПОВЕРХНОСТЬЮ КРИСТАЛЛА ФТОРИСТОГО ЛИТИЯ

Приведены результаты исследования процесса взаимодействия пучка электронов с энергией 1,7 МэВ с поверхностью (100) монокристалла LiF при скользких углах распада. Монокристалл LiF размерами $(60 \times 20 \times 4) \text{ мм}^3$, имел разорванную шью блоков мозаичности не более $0,2^\circ$ и размер блоков площадью не менее 1 см^2 . Угол падения пучка электронов менялся от 0° до 3° . Показано, что определяющим процессом взаимодействия электронов с кристаллом является отклонение электронного пучка объемным отрицательным зарядом, созданным падающими на поверхность электронами $/I/$. Угол отклонения пучка e^- объемным зарядом при параметрах пучка $I_m = 150 \mu\text{А}$, $f = 10 \text{ Гц}$, $T = 2,5 \text{ мс}$ и угловой расходимости пучка ~ 2 мрад составил величину $\sim 2^\circ$. Релаксация объемного заряда происходит как за счет стекания заряда на заземленную массу держателя кристалла за счет удельного объемного сопротивления кристалла, так и за счет электрического пробоя. Когда величина объемного заряда превышает величину электрической прочности кристалла, составляющего значение $E_{пр} \sim 25 \text{ кВ/см}$, процесс релаксации за счет электрического пробоя наблюдается по изменению угла отклонения пучка. Наблюдение за отклоненным пучком производится с помощью цилиндра Фарадея с усилительным трактом и визуально с помощью монитора и телевизионной установки. Накопленный заряд за время порядка $24 \mu\text{с}$ стекает полностью. В процессе взаимодействия пучка с поверхностью в объеме кристалла наблюдается образование центров окраски, по которым можно наблюдать область взаимодействия пучка с кристаллом. Время создания отклоняющего поля составляет величину порядка нескольких минут. Приводятся также результаты отклонения электронного пучка поверхностью кварца и оргстекла. Показано, что на оргстекле достижимы углы отклонения до 5° .

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Диденко А.Н., Воробьев С.А., Розум Е.И. и др. ДАН СССР, 1988, 1, 302, № 4, С. 835-838.

В. А. Калинин, Н. В. Волков, В. П. Гладков, В. И. Петров, С. Е. Сабо,
В. Ф. Рыбалко, Г. Д. Толстолуцкая, И. Е. Коланец, Д. С. Баранов

ЭВОЛЮЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АТОМОВ Ar, ВНЕДРЕННЫХ В Be, Al, Si
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПОЛИЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ ПУЧКОМ ИОНОВ Ar СО
СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИЕЙ 9,4 КЭВ

В работе представлены результаты исследования изменения профиля распределения внедренных атомов Ar - $C(x)$ в материалах (Be, Al, Si) при облучении в диапазоне доз $D = 1 \cdot 10^{16} \div 1 \cdot 10^{17}$ ион/см² полиэнергетическим пучком Ar⁺ с гелесообразным энергетическим спектром со средней энергией $\bar{E} = 9,4$ кэВ. Распределения внедренных атомов аргона получены обработкой энергетических спектров обратнорассеянных ионов гелия с энергией 1.6 МэВ от облученных образцов.

Полученные результаты показывают, что с ростом дозы облучения происходит уширение профиля распределения атомов Ar, причем, максимум распределения $-C(x)$ смещается в область больших глубин в пределах проективного пробега для ионов Ar с энергией $E = 10$ кэВ. Одновременно наблюдается присутствие атомов аргона на глубинах в 5 ÷ 10 раз больше проективного пробега с концентрацией меньше 0.5 ат.%. Проведенные оценки общего содержания аргона в образцах, облученных при различных дозах, позволяют сделать заключение о том, что накопление атомов аргона идет с выходом на насыщение при дозах выше $D = (5 \div 7) \cdot 10^{17}$ ион/см².

И.М.Неклядов, Г.Д.Толстолуцкая, И.Г.Марченко, Э.Э.Рыбалко,
И.Э.Копанец

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОВРЕЖДЕНИЙ НА МЕСТОПОЛОЖЕНИЕ В M_2 ПРИМЕСИ С БОЛЬШЫМ АТОМНЫМ РАДИУСОМ

В твердом теле существуют особые структурные элементы, которые могут попеременно захватывать то вакансии, то межузлия. Такие структурные элементы являются центрами рекомбинации переменной полярности и могут быть образованы изолированными примесными атомами имеющими атомный радиус, составляющий $1,2+1,3$ от радиуса атома матрицы. Необходимо иметь в виду, что при $\varphi = 1,2+1,3$ равно-весный раствор примеси сколько-нибудь заметной концентрации, по-видимому невозможен из-за пренебрежимо малой растворимости при $\varphi - 1 > 0,15$. Однако продолжительность существования неравновесного раствора, определяемая скоростью его распада, может оказаться достаточно большой для того, чтобы представлять практический интерес.

В настоящей работе методом обратного резерфордского рассеяния каналированных ионов исследовано влияние радиационных повреждений на местоположение атомов Хе в решетке M_2 и определены концентрации, при которых примеси с атомным радиусом большим радиуса атома матрицы могут занимать замещающие положения в решетке.

Показано, что при концентрациях $\sim 0,2$ ат% до 40% внедренных атомов Хе находятся в положении замещения. При увеличении дозы наблюдается их смещение из этого положения и переход к хаотическому расположению в решетке никеля при концентрациях ~ 1 ат%. Из угловых зависимостей выхода ионов He^+ , рассеянных на атомах M_2 и атомах Хе при сканировании кристалла в окрестности осевых каналов $\langle 110 \rangle$, $\langle 100 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ получены смещения атомов Хе в сечении зондируемого канала. Экспериментально полученные значения смещений проверены путем математического моделирования с использованием программы молекулярной динамики. Были промоделированы несколько конфигураций примесных комплексов, получены атомные смещения атома Хе для различных конфигураций. Наблюдается хорошее соответствие экспериментальных данных и расчетов.

П. В. Серба

КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ПРОЦЕССА ИОННОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ

При облучении многокомпонентных мишеней вследствие процессов упругого взаимодействия налетающих ионов с атомами мишени имеет место миграция последних. Движение атомов в процессе перемешивания описывается системой кинетических уравнений Больцмана для смеси, в которой в качестве ее компонентов представлены налетающие ионы и атомы мишени. При выводе кинетического уравнения для перемешивания важным моментом является разделение частиц на движущиеся и остановившиеся. Остановившиеся частицы имеют равновесное распределение по энергиям и их количество превышает количество частиц находящихся в движении. После разделения частиц получим систему уравнений для движущихся частиц: налетающих ионов и каскадных атомов и остановившихся. Энергетический спектр налетающих ионов и каскадных атомов определяется из системы уравнений переноса движущихся частиц. Уравнения, описывающие распределение концентрации перемешанных атомов выводятся с использованием метода функции Грина /1/ и для двухкомпонентной системы имеют вид

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = \int \int [J(N_2, \Phi_1) + J(N_2, \Phi_3)] G_2 dx dE$$

$$\frac{\partial N_3}{\partial t} = \int \int [J(N_3, \Phi_1) + J(N_3, \Phi_2)] G_3 dx dE$$

где J - интеграл столкновений, Φ_i - спектр налетающих частиц, G - функция Грина, описывающая распределение пробегов атомов после элементарного акта взаимодействия с налетающими частицами.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Серба П.В., Блинов Ю.Ф. // Поверхность, 1992. № 3. С. 9.

Э.В. Монахов, К.К. Бурдель, Н.Г. Чеченин

Формирование и разрушение эпитаксиальных Ge/Si структур при импульсном лазерном воздействии

Проведены эксперименты по импульсному лазерному воздействию (ИЛВ) на структуру a-Ge/Si (пленка аморфного германия, нанесенная на монокристаллический (111) кремний), а также на эпитаксиальную структуру $Ge_{0.3}Si_{0.7}/Si$. Образцы облучались на воздухе импульсами рубинового лазера. Анализ образцов до и после ИЛВ осуществлялся методом резерфордовского обратного рассеяния и каналирования ионов. Теоретически и экспериментально определены пороги плавления a-Ge и структуры $Ge_{0.3}Si_{0.7}$. Определены коэффициенты интердиффузии в расплаве германия и кремния.

Для пленки a-Ge был обнаружен структурный переход аморфное состояние - раствор Ge в Si с изменяющейся с глубиной стехиометрией, и сохраняющий эпитаксиальность с подложкой. Методом Монте-Карло проведено моделирование экспериментальных спектров обратного рассеяния. Извлечены данные о разупорядоченности твердого раствора.

В. Ф. Сурганов

АНАЛИЗ СОСТАВА И СТРУКТУРЫ АНОДНОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ
МЕТОДОМ РЕЗЕРФОРДОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

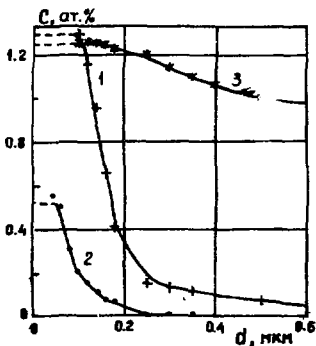
Анодный оксид алюминия (АОА) является перспективным материалом для функционального применения, в связи с чем важное значение имеют данные о его структуре, составе и свойствах. В данной работе методом резерфордовского обратного рассеяния (РОР) ионов He^+ исследован процесс образования, состав и структура анодного оксида алюминия.

Экспериментальные образцы представляли собой ситалловые пластины с напыленными на них пленками Al толщиной ≈ 2 мкм. Анодный оксид формировали анодированием пленок Al в водных растворах щавелевой кислоты при постоянной плотности анодного тока. Анализ АОА, соответствующих различным моментам начальной стадии процесса анодирования, проводили методом РОР 2 MeV ионов He^+ при нормальном к поверхности оксида направлении зондирующего пучка. Обратнорассеянные ионы He^+ регистрировались под углом 161° . Измерения выполнялись на ускорителе Орхусского Университета (г. Орхус, Дания).

В результате анализа спектров РОР образцов АОА, полученных в разные моменты кинетики анодирования, установлено, что в начальные периоды роста АОА вплоть до образования регулярной ячеисто-пористой структуры наблюдается развитие рельефа границы раздела анодный оксид - металл (Al). В спектрах РОР исследуемых образцов наблюдаются характерные участки (в области энергий для Al и O), свидетельствующие об изменении соотношения атомов Al и O в процессе анодирования. Экспериментальные данные указывают на то, что при анодировании пленок Al в растворе щавелевой кислоты происходит изменение соотношения содержаний атомов Al и O в пленке АОА на разных этапах ее формирования. С течением анодирования атомов кислорода в составе анодного оксида становится меньше, а атомов алюминия больше, и стехиометрический состав АОА приближается к Al_2O_3 .

АНАЛИЗ ВОДОРОДА В ZnSe С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПУЧКОВ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В последнее время проявляется повышенный интерес к изучению полупроводников содержащих водород. Это обусловлено с одной стороны повышением требований к оптико-электронным характеристикам материалов, а с другой – поиском и изучением эффективных методов управления их свойствами. В халькогенидах цинка, используемых в силовой оптике ИК-диапазона и получаемых по реакции пара Zn с H_2S (CVD-технология), неконтролируемая примесь водорода образует связь Zn-H с нежелательной полосой поглощения в области 6 мкм. В данной работе на базе циклотрона Р-7М реализован метод контроля водорода с использованием ионов гелия и азота. Изучено поведение водорода в поликристаллах ZnSe. Эталонном служила лавсановая пленка ($C_{10}H_8O_4$).



На рис. показано распределение водорода по глубине в исходном образце (1), после отжига в вакууме $1 \cdot 10^{-6}$ мм Hg (2) и последующего отжига в водороде при $P_{H_2} = 0,87$ атм (3). Видно, что варьируя условия отжига можно существенно менять содержание водорода в кристаллах. Проанализирована корреляция оптических свойств ZnSe с концентрацией водорода.

Рис. Профили водорода в поликристаллах ZnSe

СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЕ В ПЛЕНКАХ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ОБЛУЧЕНИИ
ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМОЙ

Методами просвечивающей электронной микроскопии, электронографии и обратного резерфордовского рассеяния (ROR) протонов исследовано влияние облучения лазерной эрозивной плазмой (ЛЭП) подложки и поверхности роста на структуру пленок. Мишени Au, Bi, Se, Be и др. распыляли в вакууме импульсами излучения ОКГ с частотой следования 25-100 Гц и плотностью мощности 10^{-9} Вт см⁻². ЛЭП осаждали на подложки Si, поликора, стеклогуглерода и пластика при комнатной температуре. В отдельных случаях пленки конденсировали в атмосфере O₂ или Ag, что ослабляло воздействие ионов ЛЭП на поверхность роста. Толщина пленок варьировалась в пределах 1000 - 2000 Å. Показано, что изменяя энергию ионов ЛЭП и давление газа в испарительной камере, методом лазерного распыления можно получать новые метастабильные состояния вещества со структурой и свойствами, которые не реализуются при традиционных способах получения пленок. Так, при изменении давления от 10⁻³ до 95 Па наблюдался спектр структурных состояний золота от монокристалла до аморфной фазы. Установлено, что если вещество при испарении в вакууме конденсируется в аморфном состоянии, то и в инертной по отношению к осаждаемому веществу газовой среде также будет расти аморфная пленка. Вещество, которое склонно к образованию кристаллических пленок в вакууме, в газовой среде может образовывать как аморфное, так и кристаллическое состояние. В случае переменного давления возможно образование гетероструктур кристалл-аморфная фаза. Анализ спектров ROR протонов на образцах, осажденных лазерным испарением, показал, что периодическое ударное воздействие пароплазменного потока сопровождается ускорением диффузии конденсата в подложку. Глубина проникновения конденсата в глубину подложки составляла 1-3 мкм, что значительно больше среднего значения проективного пробега ионов плазмы в твердом теле. Облучение плазмой образцов с резкой границей раздела пленка-подложка (термоосаждение), также инициировало миграцию и перемешивание атомов в глубине подложки.

В.Н.Бондаренко, А.В.Гончаров, В.Я.Колот, В.И.Сухоставец,
М.Я.Кацай, Д.Н.Сакович

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ БОРА В СИНТЕТИЧЕСКИХ АЛМАЗАХ

Являясь акцепторной примесью, бор в значительной мере определяет полупроводниковые свойства алмаза /1/. Содержание внедренного бора в синтетических алмазах, измеренное с помощью ЭПР, является усредненным по объему большой совокупности алмазов. В процессе роста алмазов можно ожидать анизотропию накопления примесей вдоль различных направлений кристаллической решетки. При этом содержание примесей по глубине также может изменяться. Для изучения таких процессов необходима методика, позволяющая определять содержание примеси на отдельных гранях (кубических и октаэдрических) отдельных алмазов с разрешением по глубине порядка микрона.

Для этой цели удобно применение методики ядерных реакций. Ранее нами использовалась реакция $^{10}\text{B}(p, \alpha\gamma)^7\text{Be}$ с регистрацией γ -квантов /2/. В настоящей работе мы применили реакцию $^{11}\text{B}(p, \alpha\gamma)^8\text{Be}$ с регистрацией α -частиц.

Измерения проводились на электростатическом ускорителе УНЦ ХТИ ЭСУ-4,5 при энергии протонного пучка 0,67 МэВ, падавшего по нормали к исследуемой алмазной грани. Угол регистрации α -частиц составлял 145° по отношению к пучку. Для подавления фона от обратнорассеянных протонов перед поверхностно-барьерным детектором устанавливался майларовый поглотитель толщиной 9 мкм.

Применение данной реакции позволило повысить чувствительность и экспрессность анализа. Измерения, выполненные на большом числе алмазов, показали, что несмотря на то, что алмазы были выращены в одинаковых условиях, содержание бора в них существенно отличалось как по отдельным алмазам, так и по граням на одном алмазе. При этом концентрации бора были в пределах 0,02...0,5 ат.%

Л И Т Е Р А Т У Р А

- 1.Новиков Н.В. и др. Физические свойства алмаза. Киев:Наукова думка, 1987, С. 129
- 2.Чирт В.К., Бондаренко В.Н., Григорьев А.Н. и др. //Тезисы докладов XXI совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами:Изд-во Моск. ун-та, 1991, С. 141

А.А.Щур, В.В.Левенец, А.П.Омельник, Т.Н.Кондратьева

ОТНОСИТЕЛЬНЫЙ И АБСОЛЮТНЫЙ АНАЛИЗ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ЦИРКОНИЯ МЕТОДОМ ХРИ

Характеристическое рентгеновское излучение (ХРИ) возбуждаемое протонами с начала 70-х годов используется для анализа элементного состава вещества, в том числе и для определения степени очистки материалов реакторостроения, других объектов металлургии. В УНЦ ХФТИ АН Украины разработана и внедрена в промышленное производство методика, позволяющая анализировать металлический цирконий на наличие примесей в различных технологических стадиях процесса очистки. За время 10-15 мин. может быть определена концентрация элементов K, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Co, Ni, Mo, Hf, Rf. Разработанная методика предусматривает возможность относительного анализа с использованием внешнего стандарта, а также абсолютный анализ, т.е. вычисление концентраций на основании расчетов с использованием физических констант, описывающих взаимодействие пучков протонов и рентгеновских фотонов с веществом. При расчетах использовались данные по сеченим взаимодействия рентгеновского излучения с веществом из работы /1/ и таблиц, описывающих тормозные потери протонов в разных средах /2/. Выходы и сечения ХРИ необходимые для расчета концентраций были измерены экспериментально. Измерения проделаны на установке, описанной в работе /3/. Энергия протонов, производимых электростатическим ускорителем ЭСУ-4.5 изменялась в процессе измерений от 1.0 до 3.0 МэВ с шагом 100 кэВ. Рентгеновское излучение регистрировалось $\text{Si}(\text{Li})$ детектором с разрешением 220 эВ по линии 5,9 кэВ. Эффективность регистрации определялась по стандартной процедуре, описанной ранее /4/. Полученные величины в пределах экспериментальных погрешностей, составивших 10-15 %, показали хорошее согласие с экспериментальными данными других авторов. Измеренные сечения были использованы для расчета концентраций перечисленных выше элементов в циркониевых сплавах. Погрешность определения концентраций составила 13-17 % для абсолютного анализа и 10-12 % при использовании внешнего стандарта. Проведенные исследования показали, что анализ по ХРИ возбуждаемому протонами, с определением концентрации абсолютным способом, успешно может быть использован в случае отсутствия подходящего стандарта для анализа металлических слитков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jenny J.F. // At. Data Nucl. Data Ser. 1982. V.27. N415. P.541.
2. Kobovsk B.V., Cicericnic A. // Sov. Nat. Ener. Nucl. 1980. V.22. N.1.
3. Дедик А.Н., Ежичев О.И., Левенец В.В. // Серия: общая и ядерная физика. 1981. Вып.2(16). С.48-49.
4. Ежичев О.И., Левенец В.В., Северин Н.Ф., Щур А.А. // ПТЭ. 1986. Т.4. С.63-67.

ПРИМЕНЕНИЕ ШИРОКОПОЛОСНОГО ЭНЕРГОДИСПЕРСИОННОГО ФИЛЬТРА ПРИ АНАЛИЗЕ
МЕТОДА ХРИ МАТЕРИАЛОВ ВОЛОКОННОЙ ОПТИКИ

При анализе методом ХРИ для повышения надежности выделения линий легирующих примесей и снижения пределов обнаружения в матрице из элементов, дающих интенсивные мешающие линии, был применен широкополосный энергодисперсионный фильтрмонокроматор из пироуглерода. В качестве объектов анализа были взяты образцы материала волоконной оптики стекла на основе фторида циркония, содержащего примеси элементов группы железа. Измерения были проведены на ускорителе ЭСУ-4.5 Харьковского физико-технического института на установке, описанной в работе /1/. Установка была модифицирована: на пути рентгеновского излучения от образца к полупроводниковому детектору был введен энергодисперсионный фильтр, подобный предложенному в работе /2/. Для возбуждения флуоресценции образцов использовался пучок протонов с энергией 2.5 МэВ и током пучка 50 нА. Рентгеновские спектры регистрировались энергодисперсионным спектрометром на базе $Si(Li)$ -детектора БДЭР с разрешением 220 эВ на линии 5.9 кэВ и анализатора импульсов АИ-1024-95М и обрабатывались с помощью программы обработки спектров SOO на ПК IBM366. Функция пропускания фильтра при его подстройке определялась по преобразованию им спектров флуоресценции многоэлементного стандартного образца. Для анализа фильтр был настроен по максимуму пропускания линий $Fe-K\alpha$ -серии при полосе пропускания фильтра 2 кэВ. Анализ проводился методом внешнего стандарта с использованием в качестве стандарта циркониевого сплава с известными концентрациями примесей. Предел обнаружения Fe в стекле на основе фторида циркония без применения фильтра составил 10 (4)% массовых, а с применением фильтра - 1.10(-6)% массовых, при этом относительная интенсивность линий $Zr-K\alpha$ -серии подавилась в 1.2.10 (+3) раз. Это позволяет сделать вывод о существенных преимуществах анализа методом ХРИ с применением таких фильтров по сравнению с традиционным вариантом для широкого класса объектов: материалов волоконной оптики, лазерной техники, реакторостроения и других, имеющих в спектре флуоресценции интенсивные линии матричных элементов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Дедик А.Н., Ежичев Ю.И., Левенец В.В. // Серия: общая и ядерная физика. 1981, вып.2(16), с.48-49.
2. Bezdikov J.V., Grigorev G.I., Toncin M.S. // Jor. Rad. Chem. V.50.1980. P.123.

Д.П.Чердачев, И.П.Чернов, О.П.Болдин, В.Г.Мирончик,
М.М.Гусева, В.Г.Стоярова

КОМПЛЕКС ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ МАТЕРИАЛОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В НИИ ядерной физики при ТПУ на базе циклотрона У-120 создан исследовательский стенд, предназначенный для изучения динамики накопления изотопов H и He в поверхностных слоях материалов и исследования комплексного воздействия потоков ускоренных частиц. Возможности стенда позволяют проводить одновременно облучение ионными конами H (D), He, тяжелыми ионами (^{12}C , ^{14}N , ^{16}O), гамма-квантами, электронами и, одновременно, проводить измерение глубинного распределения имплантированных атомов (методом ядер отдачи) и профилей концентрации основных элементов матрицы (методом резерфордского обратного рассеяния). В кристаллических образцах возможно измерение местонахождения внедренной примеси и динамики накопления дефектов в процессе облучения. В комплекс, кроме циклотрона, входят два низкоэнергетических ускорителя с энергиями ионов H (D) и He от 1 до 50 кэВ и плотностью тока пучков до 5 мкА/см^2 . Пучки тяжелых ионов циклотрона выполняют две функции. С одной стороны, они имитируют нейтронные потоки, с другой стороны, тяжелые ионы являются анализирующими частицами в методе ядер отдачи и методе резерфордского обратного рассеяния. Это позволяет в процессе комплексного воздействия следить за накоплением H (D) и He в образце и распылением материала. Конструкция мишенного устройства позволяет осуществлять поворот образцов на 180° , автоматическую их смену и изменять температуру в процессе воздействия от -100 до 1200°C . Трансформация поверхности материала предполагается изучать с применением ВМС, оже-спектроскопии, оптической и электронной микроскопии и масс-энергoанализатора. Основное внимание будет уделено исследованию конструкционных материалов.

И.П.Чернов, Д.П.Черраццев, Ю.П.Белднин, В.Г.Мирончик,
М.И.Гусева, В.Г.Столярова

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ИМПЛАНТИРОВАННОГО ВОДОРОДА В
УГЛЕГРАФИТОВЫХ МАТЕРИАЛАХ P1T, УСБ-15 И 5-МЕРНОМ С-С
КОМПОЗИТЕ

Проведено исследование влияния температуры на накопление водорода в углеграфитовых материалах P1T, УСБ-15 и 5-мерном С-С композите 5 А к (В). Для измерения интегрального содержания и распределения концентрации Н использован метод ядерной отдачи. Образцы отжигались в вакууме при 1000°C в течение часа, затем облучались ионами водорода дозой 10^{19} см^{-2} с энергией 6 кэВ при температуре от 100 до 1200°C. Максимальное значение концентрации водорода вблизи поверхности имеет место в P1T (до 600°C). В УСБ-15 водород проникает на большую глубину по сравнению с другими исследуемыми материалами. Профили концентрации водорода позволили оценить коэффициенты диффузии. Наименьшее значение D у P1T, оно составляет при 600°C $5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. Предварительное внесение дефектов в материал увеличивает коэффициент диффузии. В С-С композите и УСБ-15 величина D составляет $6.2 \cdot 10^{-13}$ и $10^{-13} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, соответственно. Интегральное содержание имплантированного водорода для материалов одинаково и коэффициент захвата при 200°C находится на уровне $\sim 2-3 \%$.

МОДИФИКАЦИЯ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В НИТРАТЕ ЦЕЗИЯ γ -ОБЛУЧЕНИЕМ

Исследовано влияние ионизирующего излучения на фазовое поведение нитрата цезия методами ультразвуки. Изучались температурные спектры распространения продольных ультразвуковых волн и внутреннего трения в необлученном и облученном нитрате цезия в интервале температур 300 - 450 К, включающем точку структурного фазового перехода (ФП) $T_c = 427 \text{ К} / 1/$. Измерения проводились методом составного пьезоэлектрического вибратора на частотах 10^5 Гц при относительной амплитуде колебательной деформации 10^{-7} . Температура нитрата цезия изменялась со скоростью 0,1 К/мин и контролировалась с точностью 0,1 К.

Облучение проводилось γ - квантами источника ^{60}Co дозой $3 \cdot 10^4$ Р при мощности доз 200 Р/с и температуре 300 К.

Для необлученного нитрата цезия аномалии в температурных спектрах акустических параметров регистрировались в области температуры $T_c / 2/$.

В результате ионизирующего облучения наблюдается сдвиг аномалии в область температур $\approx 73 \text{ К}$, модификация видов этих аномалий - существенное уменьшение величины скачка скорости звука и максимума внутреннего трения. Также происходит их размытие по температуре, уменьшение абсолютного значения скорости звука в фазе $\text{CsNO}_3 \text{ II}$ и его увеличение в фазе $\text{CsNO}_3 \text{ I}$. Это свидетельствует о том, что при облучении малыми дозами γ - квантов нитрата цезия акустические аномалии теряют черты, свойственные типичным непрерывным ФП в твердом веществе, а также о изменениях в положении атомов и ионов кристаллов, в положениях, числе и характере дефектов и дислокаций.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Парсонидж Н., Стейвли Л. Беспорядок в кристаллах. 4.1. - М. : Мир, 1982.
2. Беломестных В.Н. // Тезисы докл. XI совещания по кинетике и механизму хим. реакции в тв.т. - Минск - Черноголова: Изд-во ИХФЧ, 1992. С. 279.

В.Н. Беломестных, А.А. Ботаки, В.Л. Ульянов

НАЧАЛЬНАЯ СТАДИЯ ВЛИЯНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ОБЛУЧЕНИЯ
НА АКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В НИТРАТЕ КАЛИЯ

Одна из актуальных проблем радиационной физики связана с воздействием радиации на вещества, находящиеся в метастабильном состоянии. Нитрат калия KNO_3 представляет собой материал, у которого при стандартных условиях ($p = 1$ атм, $T = 295$ К) наблюдается сосуществование упорядоченной KNO_3 -II и метастабильной (сегнетоэлектрической) KNO_3 -III структурных фаз. Цель настоящей работы состояла в экспериментальном исследовании влияния малых доз непрерывного рентгеновского излучения (УРС-70, $t_{обл} = 1$ ч) на акустические свойства (частоту резонанса f_p и логарифмический декремент затухающих колебаний δ) нитрата калия.

Установлено, что практически сразу после включения радиации наблюдается рост частоты f_p и синхронное уменьшение декремента δ . Высказано предположение, что столь высокая чувствительность акустического вибратора на основе KNO_3 к появлению рентгеновского излучения связана со стабилизацией фазы KNO_3 -III, а один из механизмов такой стабилизации связан с взаимодействием радиационных дефектов с дислокационной структурой кристалла.

Были выполнены измерения амплитудных зависимостей логарифмического декремента $\delta(\epsilon)$ и дефекта модуля Юнга на тех же образцах, которые использовались при изучении резонансных свойств KNO_3 (ϵ - амплитуда деформации образца, вызванная напряжениями акустических волн). Полученные данные по неупругим явлениям (связанным с микропластической деформацией кристалла в области напряжений, меньших предела текучести) говорят в пользу механизмов термоактивированных переходов дислокационных сегментов между метастабильными состояниями.

Таким образом, эффект высокой чувствительности акустического вибратора на основе кристалла нитрата калия к моменту возникновения рентгеновского излучения может быть использован при проектировании элементов датчиков регистрации радиационных полей малой интенсивности.

И.П. Чернов, В.Л. Ульянов, А.А. Ботаки, Б.В. Чахлов

АКУСТИКО-ЭМИССИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ
ИОННЫХ И КЕРАМИЧЕСКИХ МИКРОНЕОДНОРОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПОСЛЕ
НАВОДОРОЖИВАНИЯ И РАДИАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Применение методов физической акустики (например, акустической эмиссии (АЭ), ультразвуковой спектроскопии) для исследования структурных изменений микронеоднородных кристаллических материалов позволяет осуществлять контроль их структуры при широком спектре внешних воздействий (в частности, при тепловом, радиационном, наводороживании). Цель работы состояла в экспериментальном исследовании процессов микропластической деформации (в области напряжений, меньших предела текучести $\sigma < \sigma_T$) и соответствующих структурных изменений ионных монокристаллов (типа $NaCl$) и металлокерамических микронеоднородных материалов (металлокерамики ВК) вследствие радиационного воздействия (рентгеновского, электронного, гамма-квантами) и наводороживания.

Для ионных диэлектриков показано: 1) радиационное воздействие приводит к радиационно-стимулированной перестройке их структуры (связанной с процессами микропластической деформации в области $\sigma < \sigma_T$), которая продолжается определенное время (связанное с длительностью предварительного облучения) после прекращения облучения, и появлению соответствующих этой перестройке сигналов АЭ; 2) водород (как примесь) группируется преимущественно в дислокационной атмосфере и облучение стимулирует переход водорода из атмосферы в область дислокационного ядра с последующей его диффузией вдоль дислокаций; это приводит к перестройке дислокаций в плоскостях скольжения и появлению сигналов АЭ. Для керамики ВК (на основе монокарбида вольфрама) установлено: 1) воздействие радиации на наводороженную керамику приводит к выходу водорода из нее, что приводит к перестройке дислокаций внутри и на границе зёрен; 2) имеет место корреляция между экспериментальными результатами по затуханию упругих волн, сигналами АЭ и газовыделению водорода из керамики; 3) после радиационного воздействия перестройка структуры керамики (обусловленная перестройкой границ зёрен) продолжается определенное время.

С. М. Дуванов, А. П. Кобзев, А. М. Толопа, Д. М. Широков

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ ВЗАИМНО ПЕРЕМЕШАННЫХ
ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОВБ СТЕКЛА, МОДИФИЦИРОВАННОГО
ИОННО-ЛУЧЕВОЙ ОБРАБОТКОЙ

Исследованы глубинные профили Ti, O, N, C, H и атомов подложки в приповерхностных слоях стекла, модифицированного ионно-лучевой обработкой (ИЛО). ИЛО произведена широкоапертурным (~300 см) вакуумно-дуговым разрядным источником /1/, эффективно реализующим осаждение ионных потоков (~100 кэВ) практически любых металлов. За время ~(5-10) мин источник создает при T<50°С взаимно перемешанные покрытия с материалом подложки из металла или сплава в слоях толщиной 1-3 мкм. Этот источник используется также и для металлизации диэлектриков. Для получения профилей O, C и N в переходной области покрытие-подложка использован метод резонансного упругого обратного рассеяния α -частиц и протонов. Методом спектрометрии протонов отдачи получен профиль водорода. Анализ профилей элементов в переходной области покрытие-подложка дает основание выделить две характерные области: фазу плазменно-химического синтеза соединений типа TiO, TiC, TiN и TiH (в том числе и гидроксикарбонитридов вида TiNCOH) и зону взаимного перемешивания металла со стеклом. Толщина взаимно перемешанного слоя Ti-стекло составила ~400 нм.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Pogrebnjak A.D., Tolopa A.M. // Nucl. Instr. and Meth., 1991. v. B52. p. 25-43.

В. В. Коаловский, Т. М. Кольченко, В. М. Ломако, С. Е. Мороз

**ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ОБЛУЧЕНИЯ И ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ НА
ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ В n-InP**

В работе с помощью метода нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней исследовалось влияние интенсивности облучения и энергии частиц на эффективность образования глубоких центров в n-InP. Для изучения влияния интенсивности использовалось импульсное облучение электронами с энергией 0,9 МэВ по методике, изложенной в / 1 /.

В результате облучения n-InP наблюдалось образование характерных глубоких уровней E1-E5 /2/. Причем концентрации и спектр радиационных дефектов PД, ответственных за данные глубокие уровни, практически не зависят от интенсивности облучения, но сильно зависят от энергии частиц. Отсутствие зависимости скорости введения глубоких центров от интенсивности облучения может свидетельствовать о том, что концентрация первичных PД, ответственных за образование центров E1-E5, недостаточно высока для их эффективного взаимодействия. Обнаруженная зависимость скорости введения, в частности, E1-ловушки (M-центра) от энергии облучения или энергии первично выбитых атомов объясняется сложным составом M-центра, для образования которого необходимо наличие нескольких, близко расположенных смещений, которые могут быть созданы ПВА в каскадном процессе.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Коаловский В. В., Пильковский Я. Я. // Тезисы докл. XIX Всесоюз. совещ. по физике взаимод. заряд. частиц с кристаллами. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1989. С. 175.
2. Коаловский В. В., Кольченко Т. М., Ломако В. М., Мороз С. Е. // ДТП 1990. Т. 24. В. 6. С. 1123.

А. С. Боровик, П. Б. Иванов, А. П. Кобзев,
Д. А. Корнеев, Л. П. Черненко, Д. М. Широков

КАНАЛИРОВАНИЕ ИОНОВ ${}^4\text{He}$ В ПЛЁНКЕ Y-Ba-Cu-O НА ПОДЛОЖКЕ ИЗ SrTiO_3

Эксперименты были выполнены на сверхпроводящей эпитаксиальной Y-Ba-Cu-O плёнке, напылённой на подложку SrTiO_3 с осью $\langle 001 \rangle$, перпендикулярной поверхности образца/1/. Были измерены угловые зависимости выходов обратнорассеянных ионов ${}^4\text{He}$ с энергией выше 3.05 МэВ, что дало возможность увеличить чувствительность по кислороду/2/ и исследовать независимо подрешётки всех элементов в составе плёнки. Спектры обратнорассеянных ионов ${}^4\text{He}$, измеренные при падении пучка вдоль кристаллографического направления $\langle 001 \rangle$ показывают довольно высокое совершенство подрешёток металлов в средней части плёнки ($\chi_{\text{мин}} = 0,07$), в то время как для кислородной подрешётки $\chi_{\text{мин}}$ заметно выше. Имеются также две области с повышенным значением $\chi_{\text{мин}}$ и для подрешёток металлов: приповерхностная, толщиной $27 \pm 2 \text{ \AA}$, и на границе плёнка-подложка, толщиной $41 \pm 2 \text{ \AA}$. Измерены также ориентационные зависимости для ряда других кристаллографических направлений. Параметры угловых зависимостей сопоставляются с расчётами, полученными из одноцепочечной модели. Анализируются структурные особенности сверхпроводящей плёнки при комнатной температуре. Интересно отметить, что для плёнки, обладающей довольно совершенной кристаллической структурой, методика обратного рассеяния даёт несколько отличное от стехиометрического значение концентрации элементов: $\text{Y}_{1.12}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.80}$. Причём отличие для иттрия при нормировке на барий выходит за пределы экспериментальной погрешности.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Гапонов С.В., Гарин Ф.В. и др. // ЭЭФ, 1989 т. 95, вып.3, с.1086.
2. Chernozko L.P., Kobzев A.P. et al. // Surface and Interface Analysis, 1992. V. 18. P. 585

А. С. Боровик, А. П. Кобзев, Д. А. Корнеев, С. Н. Потапов,
Л. П. Черненко, Д. М. Широков

ПОВРЕЖДЕНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЁТКИ γ -Ba-Cu-O ПЛЁНКИ
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ ${}^4\text{He}^+$ С ЭНЕРГИЕЙ 3.075 МЭВ

С помощью метода каналирования ионов ${}^4\text{He}^+$ с энергией 3,075 МэВ в монокристаллической плёнке $\gamma\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ исследовалось повреждение подрешётки каждого из элементов в отдельности при облучении теми же ионами. Облучение плёнки проводилось пучком, ориентированным вдоль оси $\langle 001 \rangle$, а также пучком, наклонённым к этой оси на угол 2° (больше критического) различными флюенсами вплоть до $\Phi = 4,5 \times 10^{18}$ ион/см² при плотности тока около 5 мкА/см². Степень повреждения кристаллической решётки определялась по величине минимального выхода χ_{min} обратного рассеяния ионов гелия, начальное значение которого для атомов γ , Ba и Cu не превышало 0,08, а для кислорода составляло около 0,5. Для измерения χ_{min} требовалось $2,3 \times 10^{13}$ ионов гелия. При облучении под углом 2° по отношению к оси $\langle 001 \rangle$ значение χ_{min} для подрешёток металлов не обнаруживает заметного роста до $\Phi = 9,4 \times 10^{16}$ ион/см², а затем возрастает до значения 0,3 при $\Phi = 4,6 \times 10^{17}$ ион/см². При облучении вдоль оси $\langle 001 \rangle$ χ_{min} для металлов увеличивается медленнее и достигает значения 0,3 при $\Phi = 1,6 \times 10^{18}$ ион/см². Для кислородной подрешётки при облучении под углом 2° к оси $\langle 001 \rangle$ флюенсом менее $2,3 \times 10^{17}$ ион/см² величина χ_{min} не возрастала существенно, а затем наблюдался рост до величины 0,85 при $\Phi = 4,6 \times 10^{17}$ ион/см². При облучении вдоль оси $\langle 001 \rangle$ χ_{min} для кислорода, в отличие от других элементов, возрастал, начиная с самых малых доз облучения.

ИЗМЕНЕНИЕ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ, ПРОСТРАНСТВЕННО-
ВРЕМЕННОЙ ЭВОЛЮЦИИ ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУР И МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ
В ПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ
МОЩНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ

Изменения физико-механических свойств металлов и сплавов под действием мощных ионных пучков (МИП) определяются пространственно-временной эволюцией поля температур и механических напряжений. В данной работе исследуются влияние режимов облучения на кинетику поля температур вблизи поверхности титановых сплавов БТ6 и БТ8, морфологические изменения на поверхности, закономерности формирования структуры поверхностного слоя. Результаты теоретических и экспериментальных исследований показывают, что модификация поверхности определяется в основном термомеханическими эффектами воздействия мощных ионных пучков. Динамика конденсированного вещества при воздействии ионных пучков приводит к сильному и неоднородному нагреву приповерхностных слоев металла, генерации акустических и ударных волн напряжений. Так, динамические напряжения термодинамической природы, возникающие в металле под действием МИП, способны вызвать до температуры плавления. При достижении этой температуры испарения давление испаряемого флюида приводит к резкому скачку амплитуды осциллирующих напряжений. Одновременно меняется морфология облучаемой поверхности. На облучаемой поверхности образуются кратеры, кратеры, кратеры и размеры которых зависят от плотности тока. Методами металлографии установлено, что изменение плотности тока МИП приводит к изменению структуры сплавов для каждой плотности тока формируется своя структура поверхности и флюидный состав. Обнаружено структурно-фазовое изменение в сплавах, существенно превышающих критический предел ионной

ВЛИЯНИЕ ПОКРЫТИЯ И ТЕРМОСТАТА КРЕМНИЯ НА ПРОЯВЛЕНИЕ
ЭФФЕКТА ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ ПРИ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

Ранее нами было установлено /1/, что при облучении пластины кремния потоком аргона ($E = 40$ кэВ) имеет место изменение микротвердости на стороне, противоположной облучаемой - эффект дальнего действия (ЭД). Этот эффект нами интерпретируется на основе модели, основанной на представлении о генерации конных пучков упругих волн (УВ). Поскольку УВ могут проникать через границы раздела твердых сред, можно ожидать, что покрытие, слабо поглощающее УВ, не вызывает существенного ослабления ЭД. В настоящей работе исследовано влияние пленки Al толщиной 0,5-1 мкм на микротвердость Si, измеренную со стороны, противоположной облучаемой. Облучение производилось потоком Ar^+ , $E = 40$ кэВ, плотность конного тока $j = 10$ мкА/см², длительность облучения - 10³ с. Ориентация пластины - (111), толщина ~ 250 мкм. Перед нанесением Al пластины подвергались окислению с последующим травлением по 20 мкм с каждой стороны. Установлено, что пленка Al не только не уменьшает ЭД, но и усиливает его: если без пленки относительное увеличение микротвердости ΔH после облучения составляло 0,1, то с пленкой - 0,25. Это объясняется усилением УВ, согласно модели, описанной в /2/. Отлив облученных образцов приводит к уменьшению ΔH , начиная с $T = 400^\circ C$; при $T = 700^\circ C$ ΔH приближается к нулю, что связано, по-видимому, с восстановлением дефектных слоупленки, разрушенной облучением. Энергия активации процесса восстановления ~ 0,4 эВ. По-видимому, он контролируется диффузией одной из компонент пар Френкеля.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Сорвина В.П., Тетельбаум Д.И. // Тезисы докладов XIII совещания по физике взаимод. заряженных частиц с кристаллами. - Москва. 1992. С.61
2. Семин К.А., Скулов В.Д., Тетельбаум Д.И. // Письма в ЕФФ. 1986. Т.14. З.3. С.273

В.И.Гатальская, Г.Э.Гатальский, А.П.Гесь, П.В.Гришков,
Л.А.Курочкин, С.Л.Курочкин

АНИЗОТРОПИЯ КРИТИЧЕСКИХ ТОКОВ И РЕЛАКСАЦИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ОБЛУЧЕННОЙ ТОЛСТОЙ ПЛЕНКИ УВСО

Приводятся результаты исследования влияния облучения быстрыми электронами на критические параметры и пиннинг вихревой структуры в толстой пленке $U\text{ZrSiO}$, выращенной методом жидкофазной эпитаксии на подложке $NdGaO_3/1/$. Измерения критических токов J_c и релаксации остаточной намагниченности M_2 пленки толщиной ~ 20 нм с $T_c \sim 90\text{K}$ проводились для двух конфигураций магнитного поля в температурном интервале $4,2\text{K} - 70\text{K}$ в полях до 3 Тл . Для исходной пленки значения $J_c(4,2\text{K})$ достигали $6\text{ MA}\cdot\text{cm}^{-2}(\text{H}\parallel\text{c})$ и $100\text{ MA}\cdot\text{cm}^{-2}(\text{H}\perp\text{c})$ в нулевом поле. После облучения флюменсом $\sim 10^{18}\text{ cm}^{-2}$ ($E=4\text{ МэВ}$) значение T_c уменьшалось на $\sim 2\text{K}$ и наблюдалось заметное увеличение критических токов: на $8 - 10\%$ (0 Тл) и $14 - 16\%$ (2 Тл). Измерения релаксации остаточной намагниченности для $\text{H}\parallel\text{c}$ и $\text{H}\perp\text{c}$ обнаружили логарифмический характер спада M_2 со временем t . В исходной пленке величина эффективного потенциала пиннинга U_{eff} составляла 30 и 55 мэВ при $4,2\text{K}$ для $\text{H}\parallel\text{c}$ и $\text{H}\perp\text{c}$ соответственно. Значение U_{eff} возрастает с ростом температуры до 105 мэВ и 150 мэВ при 70K . После облучения изменения U_{eff} в интервале $4,2\text{K} - 70\text{K}$ составляли $40 - 130\text{ мэВ}(\text{H}\parallel\text{c})$ и $62 - 163\text{ мэВ}(\text{H}\perp\text{c})$. Увеличение потенциала пиннинга в облученной толстой пленке УВСО коррелирующее с наблюдаемым возрастанием критических токов, можно объяснить тем, что радиационные дефекты являются эффективными центрами пиннинга, обеспечивающими, наряду с исходными дефектами, достаточно высокие критические токи для обеих конфигураций магнитного поля.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Barilo S.N., Gatalskaya V.I., Ges A.P. et al.// Cryogenics, 1992. Vol.32. P.616.

В.Н.Бондаренко, А.В.Гончаров, Л.Н.Звягинцева,
В.Я.Колот, В.И.Сухоставец

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КИСЛОРОДА
С ПОМОЩЬЮ РЕАКЦИИ $^{18}\text{O}(p,\alpha)$ В НЕРЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ

Реакция $^{18}\text{O}(p,\alpha)$ при энергиях протонов меньше 0,8 МэВ широко применяется в исследованиях процессов окисления и диффузии кислорода в твердом теле /1,2/. При измерении профилей распределения кислорода по глубине обычно снимают функцию возбуждения реакции в окрестности резонанса 0,63 МэВ ($\Gamma=2$ кэВ) /2/. И в этом случае, и в "нерезонансном" варианте /1/ перед детектором устанавливают поглотитель с целью снижения фона, обусловленного наложением импульсов от обратнорассеянных протонов в детектирующей системе.

С использованием быстрого усилителя можно отказаться от поглотителя. Расчет показывает, что в таком случае при измерении профилей кислорода "нерезонансный" вариант методики имеет лучшее разрешение по глубине по сравнению с "резонансным" для глубин свыше 0,1 мкм, которые характерны для исследования диффузии кислорода.

Измерения проводились на окисленных образцах тантала при энергии протонов 0,77 МэВ, соответствующей полному участку функции возбуждения реакции между резонансами 0,63 и 0,83 МэВ. Эксперименты, выполненные как на образцах, окисленных в кислороде, обогащенном ^{18}O , так и на образцах, окисленных в кислороде с естественным содержанием ^{18}O (0,2%), показали, что данная методика перспективна для измерения профилей распределения кислорода в приповерхностных слоях твердых тел.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Amsel G. and Samuel D. // Anal. Chem. 1967. v.39. p.1689
2. Скакун Н.А., Ключарев А.П., Харьков О.Н. и др. // Атомная энергия. 1971. т.30. С.456

В.И.Боровлев, Н.П.Джигий, В.Д.Заболотный, В.Б.Коваль,
В.В.Ляшко, Е.Л.Медведева, Р.Л.Слабоспицкий, А.К.Трофимчук,
Н.А.Шляхов, Д.Л.Яковенко

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ УГЛЕРОДА И АЗОТА
С ЭНЕРГИЕЙ 5...7 МэВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОДЕРЖАНИЯ
МИКРОКОЛИЧЕСТВ ЗОЛОТА

Разработан метод измерения содержания золота на уровне 10^{-9} г/г посредством использования характеристического рентгеновского излучения (ХРИ), возбужденного ионами углерода и азота. Возбуждение K-линий ХРИ золота (2,12 и 2,20 кэВ) осуществлялось ионами углерода и азота с энергией 5...7 МэВ на перезарядном ускорителе ХЭТИ. Ток ионов на мишени составлял 5...10 нА. Изучались образцы с электролитически осажденным золотом из кислых растворов на углеродную подложку, содержащие примеси в которой составляло меньше 1 ppm, что позволило уменьшить фоновое излучение из мишени. ХРИ регистрировалось $\text{Si}(\text{Li})$ детектором с энергетическим разрешением 200 эВ по линии 5,9 кэВ. Для ослабления фонового излучения из мишени с энергией больше 2,215 кэВ использовался фильтр толщиной 2 мг/см^2 , защищенный от обратнорассеянных частиц бериллиевой пленкой толщиной 50 мкм.

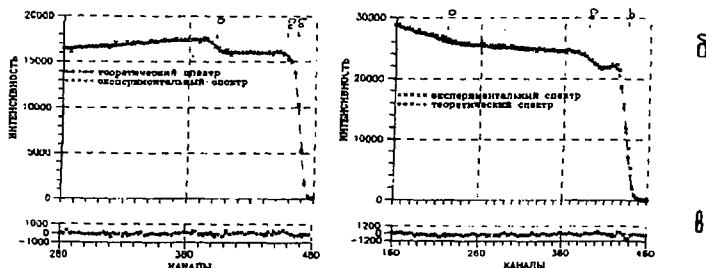
Интерференция от K-линий фосфора, L-линий циркония и ниобия исключалась наличием операции электролитического осаждения, где эти примеси на катоде не осаждаются. Возможная интерференция от платины, иридия и осмия уменьшалась посредством выбора режима сорбции на комплексных соединениях из разложившейся пробы и выбором соответствующего потенциала при электролитическом осаждении.

Егоров В.К., Охулков А.В.
**ЭЛЕМЕНТНО КОНЦЕНТРАЦИОННОЕ ПРОФИЛИРОВАНИЕ ПО ГЛУБИНЕ ДЛЯ
 МНОГОЭЛЕМЕНТНЫХ МИШЕНЕЙ НА ОСНОВЕ POF ИЗМЕРЕНИЙ**

В условиях взаимного перекрытия парциальных элементных спектров POF для преодоления интерпретационной неопределенности предлагается использование нескольких спектров POF от одной и той же мишени полученных при разных E_0 , геометриях съемки и типах рассеиваемых частиц /1/. Для получения исчерпывающих сведений о распределении п элементов в мишени достаточно комплекта из п независимо полученных спектров обратного рассеяния. На рисунке показаны результаты совместной обработки 3^k спектров POF для 3^k компонентной мишени.

Количественные модели концентрационных профилей требуют обоснованной процедуры оценки погрешностей параметров этих профилей. Для таких оценок предлагается использовать концепцию "коридора спектральной статической ошибки" (КССО), определяемого сдвигом огибающей теоретического профиля на параметр $\pm \Delta_i / 2_i$. Обсуждаются критерии выбора значений Δ_i и влияние условий съемки на сходимость результатов.

Состав по съемке	$Cu_{1,2,3}^{1,2,3} 1,0$	$Cu_{1,2,3}^{1,2,3} 1,0$	$Cu_{1,2,3}^{1,2,3} 1,0$	$Cu_{1,2,3}^{1,2,3} 1,0$	$Cu_{1,2,3}^{1,2,3} 1,0$	$Cu_{1,2,3}^{1,2,3} 1,0$	$Cu_{1,2,3}^{1,2,3} 1,0$	$Cu_{1,2,3}^{1,2,3} 1,0$	$Cu_{1,2,3}^{1,2,3} 1,0$
толщина мкм	Объем	0.11	0.08	0.09	0.09	0.07	0.01	0.03 ₁	0.02 ₂



а - Концентрационный глубинный элементный профиль, полученный для монокристалла Cu-Ni-O в результате обработки спектров POF $^4He^+$ и $^1H^+$; б - экспериментальные и теоретические спектры POF $^4He^+$ (справа) и $^1H^+$ (слева); в - разностные спектры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бескровный В.А., Егоров В.К., Зуев Л.П., Охулков А.В. // Материалы Всесоюз. конф. Микроанализ на ионных пучках. Сумы, 1991. С. 303-329.
2. Егоров В.К., Охулков А.В. // Тезисы докл. XXII совещан. по физике взаимед. заряж. частиц с кристаллами. - М: Изд-во Моск. ун-та, 1992. С. 120.

Егоров В. К., Зуев А. П.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИОННЫХ ПУЧКОВ СРЕДНИХ ЭНЕРГИИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИИ КРИСТАЛЛОВ

Взаимодействие с некоторыми материалами пучков заряженных частиц, полученных на электростатических ускорителях, вызывает заметную их оптическую флуоресценцию. При изучении слабо сцинтиллирующих кристаллов такие пучки могут составить конкуренцию стандартным методам исследования явления сцинтилляции, основанным на применении изотопных ионизирующих источников. Так, используя пучки заряженных частиц средних энергий, легко достигается плотность потока $10^{12}-10^{14}$ ион/см²с, что на несколько порядков превышает светосилу изотопных источников и позволяет визуализировать световой выход. Кроме того, возбуждение оптического свечения под воздействием ионов Н⁺, He⁺ и т. д. гарантирует отсутствие светового выхода из кристалла за счет эффекта Черенкова. Важной особенностью сцинтилляционных исследований при ионном возбуждении является возможность выявления поверхностно сцинтиллирующих кристаллов и определения толщины сцинтиллирующего слоя.

Методика является интегральной, фиксирующей общую интенсивность светового выхода в выбранном телесном угле Ω в интервале длин волн 170-830 нм. При времени формирования импульса в усилительном тракте $\tau=0.5$ мкс методика показала удовлетворительное совпадение данных по световому выходу, полученных нами при ионном возбуждении сцинтилляторов BaF₂ ($\tau_B=0.62$ мкс) и CeF₃ ($\tau_B=0.027$ мкс) с результатами исследований, выполненных на тех же кристаллах, но с изотопными источниками излучения β/γ .

Методика позволила зарегистрировать световой выход при ионном возбуждении из поверхностного слоя монокристалла фторида свинца кубической модификации при T=300 К. Поверхности монокристаллов, показавших сцинтилляционную активность, были подготовлены по методике стандартной механической полировки до получения шероховатости около 10 нм (14 класс чистоты). Каналирование ионов гелия в этих кристаллах показало, что толщина искаженного поверхностного слоя в них варьировала от 30 до 50 нм. После ионного травления поверхности в наклонной геометрии, позволившего устранить искаженный слой, интенсивность сцинтилляции кристалла резко снизилась. Обсуждаются возможные механизмы наличия и блокировки светового выхода кристалла.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Мирлин В.А., Глобус М.Е., Сисоева Е.П. Оптимизация детектирования гамма-излучения сцинтилляционными кристаллами. -М.: Энергоатомиздат, 1991.

Г.Г.Бондаренко, К.А.Костин

СУБЛИМАЦИЯ БЕЗНИКЕЛЕВОЙ АУСТЕНИТНОЙ СТАЛИ, УСИЛЕННАЯ ИОННОЙ БОМБАРИРОВКОЙ

Хромомарганцевые аустенитные стали рассматриваются как перспективные для использования в ядерных реакторах деления и синтеза /1/. Особый интерес вызывает поведение безникелевых хромомарганцевых сталей в связи с более резким спадом в них наведенной радиоактивности, по сравнению с облученными хромоникелевыми сталями. Хромомарганцевые стали обладают, кроме того, удовлетворительными физико-механическими свойствами, в том числе и в условиях облучения. Однако в связи с высокой летучестью марганца - одного из основных компонентов - данные стали могут интенсивно сублимировать при повышенных температурах, причем известно, что облучение усиливает процесс сублимации, например, хромомарганцевой стали ЭП-838, содержащей 4% никеля /2/. В работе проведено исследование влияния бомбардировки ионами гелия с энергией 175 кэВ в интервале доз $(2-9) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ на скорость сублимации стали 25Х12Г20В2. Облученные образцы подвергали изотермическому прогреву при 700 °С в течение 6 часов в установке /2/, снабженной кварцевыми микровесами. Скорость сублимации определяли по убыли массы при прогреве. Установлено, что облучение приводит к усилению процесса сублимации, причем значение параболической константы скорости сублимации возрастает в 3 раза при дозе $9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Усиление сублимации при облучении связывается с обнаружением блистерингов стали, а также с радиационно-стимулированной диффузией компонентов к поверхности.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Альтовский И.В., Орлов В.Э. и др. // В сб.: Конструкционные материалы для реакторов термоядерного синтеза. - М.: Наука, 1988. С.136-149.
2. Бондаренко Г.Г., Васильевский В.В., Мельников В.Н. Там же. С.82-86.

А.И.Толмачев

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
САМОРАСПЫЛЕННЫХ АТОМОВ

Теория распыления Зигмунда не в состоянии удовлетворительно объяснить форму энергетического (ЭР) и углового распределения (УР) распыленного вещества /1/. Заслуживает внимания теория самораспыления Вальдеера-Урбасака /2/. Согласно /2/, в ЭР появляется логарифмическая добавка к обратноквадратичной зависимости, предсказываемой теорией Зигмунда. УР оказывается не косинусоидальным, а "надкосинусным". Теория /2/, однако, ничего не говорит об ЭР атомов с энергиями, сравнимыми с энергией бомбардирующих ионов E_0 , а результат, относящийся к УР, справедлив лишь при больших E_0 . В данной работе с помощью развитых ранее методов /3-5/ построена теория самораспыления, свободная от недостатков /2/, (1) Из решения уравнения Больцмана получена аналитическая формула для ЭР самораспыленных атомов, справедливая во всем диапазоне их энергий. (2) Получено аналитическое выражение для УР, справедливое при любых E_0 . (3) Объяснен эффект качественного изменения формы УР при увеличении E_0 , а именно, постепенный переход от кратерообразного распределения с провалом в области малых углов эмиссии к "надкосинусному" распределению. Таким образом, построена теория самораспыления, из которой результаты теории /2/ следуют как частный случай.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел. Пер. с англ./Под ред. Машковой Е.С. М.: Мир, 1989.
2. Waldeer K.T., Urbassek H.M. // *Appl. Phys. A*. 1988. V.45. P. 207.
3. Экштайн В., Кишкин Г.С., Машкова Е.С., Молчанов В.А., Толмачев А.И., Фалзов И.М. // *Поверхность*. 1990. В. II. С. 27.
4. Толмачев А.И. // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1990. Т.54. С.1247.
5. Толмачев А.И. // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1991. Т.55. С.2409.

Л.К.Израилева

О РОЛИ ДИНАМИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ ПРИ ПРЕВРАЩЕНИЯХ
ПОД ОБЛУЧЕНИЕМ

В ряде работ обсуждался вопрос о роли волн деформаций, возникающих при облучении, в процессах аморфизации кристаллизации и других превращений. При этом неосложимо знать параметры таких волн. В данной работе решается задача о генерации волн напряжений от нагретой в результате теплового эффекта превращения области размера τ_0 . Предполагается, что переход в равновесное при данной температуре состояние инициирован подвижными первичными или вторичными частицами или дополнительным "отжигающим" потоком частиц. Передача энергии от подвижной частицы возможна сначала в электронную подсистему / I / или сразу в лонную. В конце стадии нагрева при $\tau \approx \tau_0$ ($\tau = \frac{r}{v}$, $\tau_0 = \frac{r_0}{v}$) — относительные время и радиус, v — скорость продольных волн τ_n — время нагрева (радиальная компонента тензора напряжений $\sigma_{rr} < 0$ (сжатие)) становится равной: $\sigma_{rr} = \frac{2(1-\nu)Q}{3(1-\nu)\tau} \frac{1}{\alpha \Delta T}$, где Q — теплота превращения, α — температурный коэффициент объемного расширения, ν — сжимаемость, ΔT — коэффициент Пуассона. Величина σ_{rr} может достигать предела прочности материала, время действия Δt зависит от времени остывания области, в частности, от роли электронной теплопроводности, и для "кластера" с $\tau_0 \sim 10^8$ см оставит $10^{12} - 10^{10}$ с. Расчет показал, что под действием поля напряжений перераспределение легких подвижных дефектов ($Z \leq 14$) может происходить со скоростями $10^{12} - 10^{10}$ см/с, т.е. сравнимыми со скоростями "быстрой" кристаллизации /2/, аналогия с которой здесь просматривается.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Нефедо А.В., Похил Г.П. // Материалы XXI Всесоюз. совещ. по физике взаимно заряж. частиц с кристаллами. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1992. .116.
2. Шкловский В.А., Кузьменко В.М. // УФН, 1989. Т.157. В.2.

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ XXIII МЕЖНАЦИОНАЛЬНОГО СОВЕЩАНИЯ
ПО ФИЗИКЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С КРИСТАЛЛАМИ

Редактор Э.П.Чижова

Издательство Московского университета
103008, Москва, ул.Герцена, 5/7

Подписано в печать 15.04.88 г. Формат 80x84/16
Печать офсетная. Уч.-изд.л. 6,5 Объем 18,5 печ.л.
Тираж 180 экз. Заказ 0201

Отпечатано в типографии Никкимфотопроекта
125187, Москва, Ленинградский пр-т, 47