

# РАЗДЕЛ ПЕРВЫЙ

## ОБЗОРЫ

### ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И УСКОРИТЕЛЕЙ ННЦ ХФТИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СОСТАВА, СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

*Н.А. Скакун, В.М. Шершнев*

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,  
г. Харьков, Украина*

Излагается применение методов ядерной физики и ускорителей ННЦ ХФТИ для решения научных и технологических задач в области физики металлов, сплавов, полупроводников, металлооксидных и магнитных материалов. Представляются результаты экспериментов по определению концентрации и распределения элементов, выполненных с помощью пучков ионов водорода и гелия, ускоренных в электростатическом ускорителе до энергии 0,5...4,0 МэВ. Для идентификации элементов и изотопов использовались резонансные ядерные реакции, кулоновское и резонансное ядерное рассеяние и возбуждаемое ускоренными частицами характеристическое рентгеновское излучение. Излагаются результаты и возможности применения каналированных частиц и ориентационных эффектов для изучения локализации, структуры, ориентации, образования, распада и аннигиляции простейших дефектов, определения концентрации и распределения дефектов в радиационно нарушенных кристаллах.

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

В основе ядерно-физических методов определения элементного состава и физико-химических свойств веществ лежат традиционные методики, используемые при изучении схем распада, механизмов ядерных реакций, определения фундаментальных соотношений и ядерных констант.

Наиболее широко применение для определения состава и свойств веществ нашли методы, основанные на использовании ускоренных положительно заряженных частиц с энергией (0,4...4,0 МэВ/нуклон).

Характеристический рентген, генерируемый в процессе ионизации и возбуждения атомов облучаемого объекта заряженными частицами; упругое и резонансное рассеяние при кулоновском и ядерном взаимодействии частиц с ядрами мишени; обусловленные ядерным взаимодействием ядерные реакции – основные процессы, которые используются для изучения состава и свойств веществ.

В мгновенно активационном анализе состава веществ наличие и концентрация элемента определяются по выходу излучений, которые испускаются непосредственно в ходе ядерных или атомных превращений, производимых в мишени, облучаемой частицами. Наряду с определением концентрации элемента, важным преимуществом такого анализа является возможность изучения распределения элемента или его изотопов по глубине в объеме, в приповерхностном слое или на поверхности исследуемого объекта.

Анализ с помощью ядерных реакций часто позволяет обеспечить практически бесфоновое обнару-

жение легких элементов, поэтому с его помощью можно измерить концентрацию и распределение чрезвычайно малых количеств изотопа.

В мгновенно активационном анализе применяют два подхода: способ резонанса и способ анализа по энергии излучения. Первый используют, когда в зависимости сечения реакции от энергии имеется "острый" изолированный пик (резонанс). В этом случае концентрация и распределение изотопа по глубине определяются по измерениям выхода излучения резонансного ядерного рассеяния или резонансной ядерной реакции как функции энергии анализирующего пучка частиц.

Второй подход используют, когда сечение рассеяния или ядерной реакции является медленно меняющейся функцией энергии частиц или когда сечение (как, например, в случае кулоновского рассеяния) может быть представлено аналитически. В этом случае энергия анализирующего пучка поддерживается постоянной, регистрируется энергетический спектр излучаемых частиц, по которому определяются концентрация и распределение элемента или его изотопа.

Первая попытка использовать излучение ядерных реакций в ХФТИ для решения прикладных задач, по нашим данным, была предпринята в 1959 г. [1]. В дальнейшем систематическое использование кулоновского и резонансного рассеяний, ядерных реакций и характеристического рентгена, возбуждаемого протонами и ионами гелия, нашло применение в ХФТИ при решении научных и технологических задач в области металлов, полупроводников, магнитных материалов, в радиационной физике, фи-

зике металлоксидных в том числе сверхпроводящих соединений, аналитической химии, для контроля загрязнения окружающей среды, медицине и др. областях.

Такой широкий круг применений ядерных методов обусловлен возможностью определять сорт, концентрацию и распределение, в том числе микроколичеств элементов, изучать миграцию и диффузионную подвижность этих элементов, их изотопов и другие вопросы.

Качественно новый этап в использовании ионов изотопов водорода и гелия в ХФТИ наступил после открытия особенностей и закономерностей движения частиц в монокристаллических средах. Использование этих закономерностей (ориентационных эффектов) и каналированных ионов позволяет определить локализацию инородных (примесных) атомов в кристаллической решетке, а в случае многокомпонентного соединения определить подрешетку, в узлах которой располагаются, например, имплантированные атомы; найти амплитуду тепловых колебаний атомов; определить профиль залегания имплантированных атомов, а также концентрацию и распределение по глубине созданных внедренными атомами радиационных дефектов (основные задачи при разработке базовых структур приборов полупроводниковой техники и микроэлектроники); исследовать интерфейс эпитаксиальная пленка – моно-

кристаллическая подложка; изучить образование, состав, ориентацию в решетке и закономерности распада простейших (точечных) радиационных дефектов; исследовать особенности движения ионов в упорядоченной среде и другие вопросы.

Для идентификации элементов и изотопов использовали кулоновское и ядерное резонансное рассеяние протонов и ионов гелия, возбуждаемый заряженными частицами характеристический рентген, а также ядерные реакции:  ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$ ,  ${}^9\text{Be}(\alpha,n\gamma){}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{10}\text{B}(\alpha,p){}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{11}\text{B}(p,\alpha){}^8\text{Be}$ ,  ${}^{13}\text{C}(p,\gamma){}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma){}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{15}\text{N}(p,\alpha){}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{18}\text{O}(p,\gamma){}^{19}\text{F}$ ,  ${}^{18}\text{O}(p,\alpha){}^{15}\text{N}$ ,  ${}^{16}\text{O}({}^3\text{He},{}^4\text{He}){}^{15}\text{O}$ ,  ${}^{16}\text{O}(\alpha,\alpha){}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{23}\text{Na}(p,\alpha){}^{20}\text{Ne}$ ,  ${}^{31}\text{P}(p,\alpha){}^{28}\text{Si}$ .

Созданы алгоритмы и программы расчета энергетических и угловых зависимостей выхода заряженных частиц и  $\gamma$ -квантов из поли- и монокристаллических твердых тел.

Предпосылкой и основой проведения таких работ являются данные фундаментальных исследований в области ядерной спектроскопии и структуры атомного ядра.

В табл. 1 приведены основные данные о резонансных ядерных реакциях, которые использовались при идентификации изотопов легких элементов и определении их концентрации.

Таблица 1

Данные резонансных ядерных реакций

Изотоп элемента	Реакция	Энергия налетающих частиц (МэВ)	Энергия испускаемых частиц (МэВ)	Сечение реакции (mb/sr)	Теплота реакции (МэВ)
D	$D({}^3\text{He},p){}^4\text{He}$	0,7	13	61	18,352
${}^9\text{Be}$	${}^9\text{Be}(\alpha,n\gamma){}^{12}\text{C}$	1,94	4,43	11	5,709
${}^{11}\text{B}$	${}^{11}\text{B}(p,\alpha){}^8\text{Be}$	0,7	5,57 ( $\alpha_0$ ) 3,7 ( $\alpha_1$ )	0,12 ( $\alpha_0$ ) 90 ( $\alpha_1$ )	8,586 5,65
${}^{13}\text{C}$	${}^{13}\text{C}(p,\gamma){}^{14}\text{N}$	1,748	9,17	33	7,551
${}^{15}\text{N}$	${}^{15}\text{N}(p,\alpha){}^{12}\text{C}$	0,8	3,9	15	4,96
${}^{15}\text{N}$	${}^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma){}^{12}\text{C}$	0,9	4,43	60	0,53
${}^{18}\text{O}$	${}^{18}\text{O}(p,\alpha){}^{15}\text{N}$	0,7	3,4	15	3,98
${}^{19}\text{F}$	${}^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma){}^{16}\text{O}$	0,87	6,1 – 7,2	40	3,46

## 2. МЕТАЛЛЫ

Современный анализ материалов ядерно-физическими методами основан на измерении характеристик частиц, которые испускаются твердым телом при его бомбардировке ускоренными ионами. Идентификация элементов осуществляется по энергии испускаемого излучения, атомная концентрация определяется по его интенсивности. В двухчастичной ядерной реакции или при рассеянии энергия продуктов реакции или рассеяния зависит от энергии налетающей частицы, масс сталкивающихся ядер и ядер-продуктов, угла вылета частиц и определяется кинематическими соотношениями и энергетическим балансом, которые вытекают из общих законов сохранения энергии и импульса.

### 2.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ -КОМПОНЕНТОВ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СПЛАВАХ

Ниобий-титановый сплав – доминирующий сверхпроводник на мировом рынке. Ключевой характеристикой сверхпроводников является величина плотности критического тока. Для повышения этой величины в сплав, в частности, добавляют тяжелый элемент, например, тантал. Важным фактором воздействия на структуру и свойства таких материалов также является контролируемое легирование. В этом направлении интересные результаты получены для

Nb-Ti сплава, легированного микродобавками бора.

Для определения концентрации основных элементов использовался метод кулоновского рассеяния [2]. Спектрометрировали рассеянные под углом  $170^\circ$  ионы  $^4\text{He}$  с начальной энергией 3 МэВ. На рис. 1 и 2 показаны экспериментальные и модельные спектры для бинарного Nb-Ti и тройного Nb-Ti-Ta сплавов.

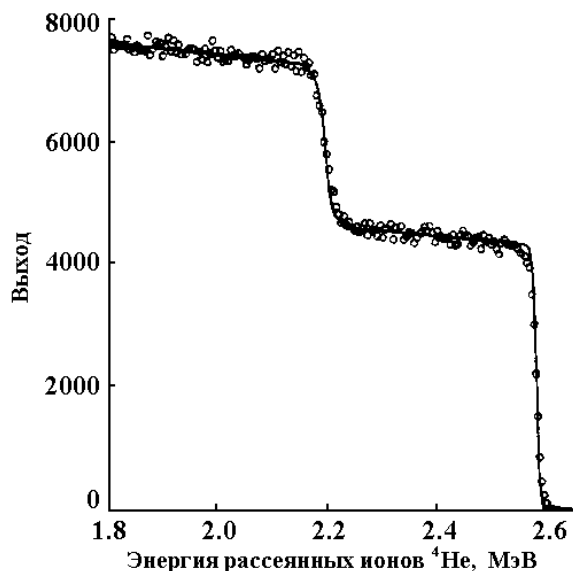


Рис.1. Выход  $\alpha$ -частиц, обратно рассеянных на ядрах Nb-Ti сплава. (o) — эксперимент, (-) — расчет

Свойства таких сплавов существенно зависят от концентрации как основных компонент, так и легирующих добавок. Для анализа и контроля свойств исследуемых сверхпроводников необходимы методы, определяющие количественный состав этих сплавов с точностью не хуже 1%. С этой целью были разработаны методы определения содержания основных элементов (Nb, Ti, Ta) и легирующей добавки (B) в деформируемых сверхпроводниках.

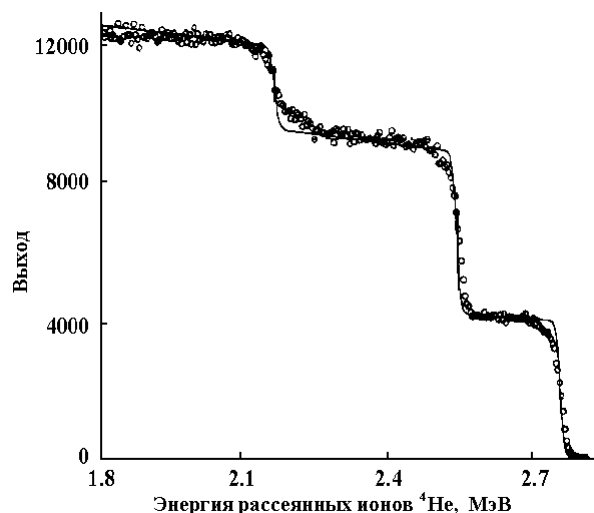


Рис.2. Выход  $\alpha$ -частиц, обратно рассеянных на ядрах Nb-Ti-Ta сплава. (o) — эксперимент, (-) — расчет

Программа моделирования спектра обратного рассеяния учитывала зависимость тормозных потерь от энергии ионов  $^4\text{He}$ , их страгглинг, разброс пучка ионов  $^4\text{He}$  из ускорителя по энергии, энергетическое разрешение спектрометра, а также изотопный состав элементов сплава. В табл. 2 представлены результаты измерений для двойного сплава, здесь же приведены данные, полученные методом химического анализа и методом электронной микросондовой спектроскопии.

Таблица 2  
Результаты измерений Nb - Ti

№	Обратное рассеяние ионов	Химический анализ	Электронная микросондовая спектроскопия
1	$42,6 \pm 0,4$	46,3	44,8
2	$44,8 \pm 0,5$	50,1	45,9
3	$44,6 \pm 0,5$	49,4	46,3
4	$45,0 \pm 0,4$	50,8	46,5
5	$53,0 \pm 0,4$	55,9	53,6

Разработан метод определения микроколичеств бора. Использовалась ядерная реакция  $^{11}\text{B}(p,\alpha)^8\text{Be}$  [2]. Большое сечение этой реакции при энергии протонов 0,67 МэВ позволяет достичь предела обнаружения на уровне  $10^{-5} \dots 10^{-6}$  ат.%. При измерениях в качестве эталона использовалась сталь Д358-4 с известным содержанием бора. Показано, что в сплаве Nb - 48,5 вес.%Ti после легирования содержалось 0,09 вес.% бора.

## 2.2. МИКРОАНАЛИЗ СТАБИЛЬНЫХ ИЗОТОПОВ КИСЛОРОДА В ЦИРКОНИИ И НИОБИИ

Свойства циркония зависят от содержания в нем элементов внедрения и, прежде всего, кислорода. В процессе эксплуатации в контакте с теплоносителем в поле сильных излучений элементы конструкций из циркония или его сплавов могут накапливать кислород, что может привести к деградации и разрушению конструкций. С другой стороны, для обеспечения длительной и надежной работы на поверхности циркония формируют плотную окисную пленку. Уже из этих кратких замечаний вытекала необходимость исследования, в частности, диффузии кислорода и процессов окисления циркония и ниобия как факторов, лимитирующих использование этих металлов в практике.

Задачи определения малых концентраций легких элементов и, в частности, кислорода с одновременной его локализацией по глубине в металлах для получения диффузионных профилей, а также определение местоположения атомов кислорода в решетке твердых металлических растворов решались путем использования резонансных ядерных реакций.

Для изучения процесса формирования окисной пленки и диффузии кислорода было предложено использовать ядерные реакции  $^{18}\text{O}(p,\gamma)^{19}\text{F}$  и  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  [3,4,5]. Металлические образцы окисляли в парах воды и в газовой атмосфере, обогащенной изотопом

кислорода  $^{18}\text{O}$ . Первая реакция имеет изолированный резонанс при энергии протонов 1,167 МэВ. Эта реакция использовалась для выявления распределения концентрационных профилей изотопа, в частности, в образцах иодидного циркония. Выход  $\gamma$ -квантов реакции  $^{18}\text{O}(p,\gamma)^{19}\text{F}$  пропорционален концентрации изотопа в окисленном образце на глубине, где происходит реакция. Изменяя энергию протонов и измеряя выход  $\gamma$ -квантов при каждом значении энергии протонов, получали профили распределения изотопа  $^{18}\text{O}$  по глубине в пленках окисленных образцов.

На рис.3 показан один из таких профилей распределения изотопа. Спадающая (правая) часть кривой зависимости соответствует растворенному кислороду, плато – слой окисленного циркония ( $\text{ZrO}_x$ ).

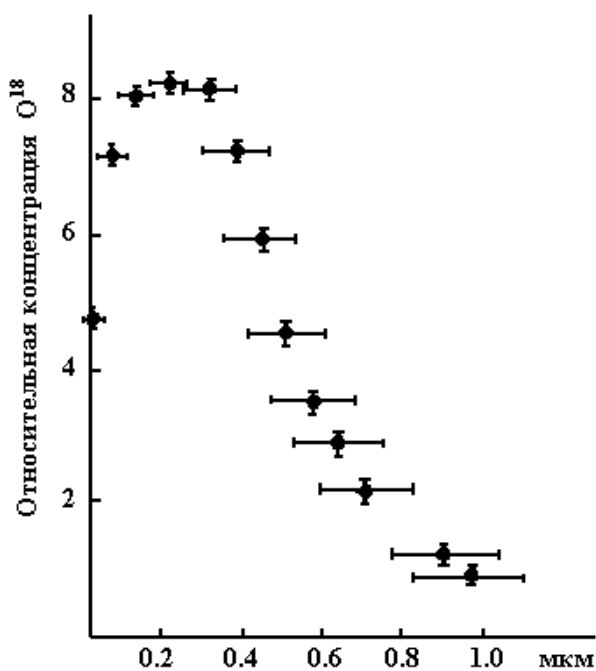


Рис.3. Распределение кислорода в образцах циркония, окисленных в парах воды, обогащенной изотопом  $^{18}\text{O}$

С целью выяснения механизма формирования окисной пленки партию образцов циркония окисляли в парах воды, обогащенной  $^{18}\text{O}$ . Другую – в парах воды с естественным содержанием изотопов кислорода, а затем эту же партию образцов доокисляли в парах обогащенных  $^{18}\text{O}$ . Характер распределения  $^{18}\text{O}$  в первой и второй партиях исследовали с помощью реакции  $^{18}\text{O}(p,\gamma)^{19}\text{F}$  [4]. Установлено, что перенос анионов кислорода при термическом окислении циркония является доминирующим процессом, определяющим механизм окисления металла.

### 2.3. ДИФФУЗИЯ КИСЛОРОДА В ЦИРКОНИИ И НИОБИИ

Для определения коэффициентов термической диффузии кислорода в цирконии и ниобии использовали реакции  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  и  $^{18}\text{O}(p,\gamma)^{19}\text{F}$  [5,6]. Показано, что температурная зависимость коэффициента

диффузии кислорода в цирконии имеет два линейных участка (рис.4). В интервале температур 650...830 °С превалирует объемная диффузия; здесь коэффициент диффузии описывается уравнением  $D=1,05 \cdot \exp(-49800/RT)$  см<sup>2</sup>/с. При более низких температурах зависимость описывается уравнением  $D=2 \cdot 10^{-5} \cdot \exp(-30000/RT)$  см<sup>2</sup>/с. При температуре вблизи 650 °С на кривой зависимости, как видно на рис.4, наблюдается перегиб. Его появление, по нашему мнению, обусловлено вкладом диффузии по дислокациям при низких температурах.

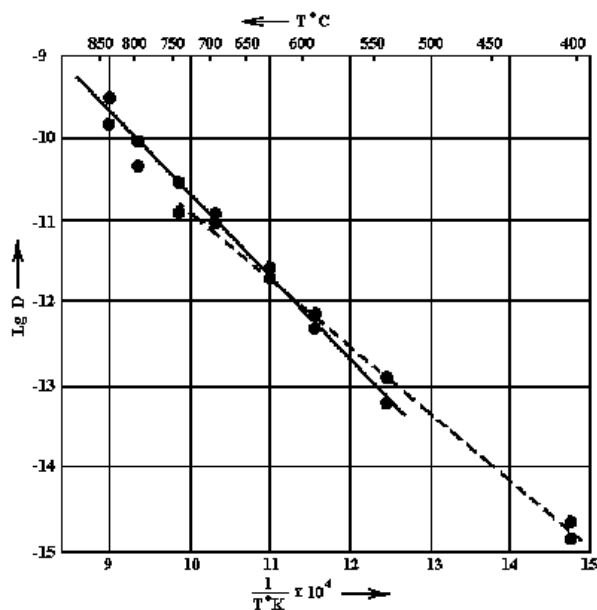


Рис.4. Температурная зависимость коэффициента диффузии кислорода в цирконии

Показано (рис.5) что термическая зависимость коэффициента диффузии кислорода в ниобии в интервале температур 400...800 °С описывается уравнением  $D=0,08 \cdot \exp(-27800/RT)$  см<sup>2</sup>/с.

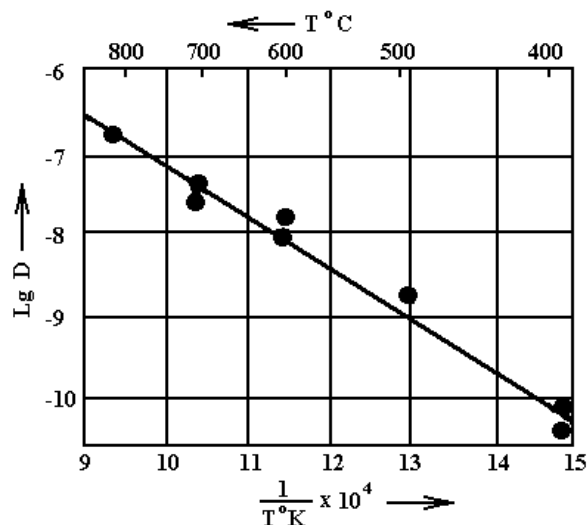


Рис.5. Температурная зависимость коэффициента диффузии кислорода в ниобии

### 2.4. ПОГРАНИЧНАЯ СЕГРЕГАЦИЯ БОРА

## В МОЛИБДЕНЕ

Примеси внедрения, такие как углерод, кислород и азот распределяются неравномерно между границами и телом зерна. Теоретические оценки показали, что энергия искажения решетки атомом бора, занимающим тетраэдрические междоузлия, в несколько раз превышает энергию искажения решетки за счет внедрения углерода, кислорода или азота, поэтому следует ожидать сегрегацию в первую очередь бора на границах зерен. Образование скопленных атомов внедрения на границах может привести к интеркристаллитному разрушению материала.

Проводилось исследование профиля распределения бора на границах зерен крупнокристаллических образцов металла [7,8]. Для этой цели было предложено использовать ядерную реакцию  $^{10}\text{B}(\alpha, p)^{13}\text{C}$ . При энергии ионов гелия 1,507 МэВ на изотопе  $^{10}\text{B}$  реализуется изолированный резонанс реакции с выходом протонов. Ширина резонанса составляет всего 18 кэВ. Выход протонов из слоя, соответствующего естественной ширине резонанса, и разбросу по энергии ионов гелия пропорционален содержанию бора в слое. Между начальной энергией ионов гелия  $E_0$  и ее резонансным значением  $E_r$  на некоторой глубине в образце можно записать следующее соотношение  $E_0 = E_r + X_r \cdot (dE/dx)$ , где  $X_r$  – глубина в приповерхностном слое материала, на которой реализуется резонанс реакции. Измерив зависимость выхода протонов реакции от энергии ионов гелия и воспользовавшись этим соотношением, можно получить прямые данные о распределении бора. Таким образом, зная характеристики резонанса и воспользовавшись известными данными о тормозных потерях энергии ионов гелия ( $dE/dx$ ), можно получить сведения о распределении изотопа в приповерхностном слое материала.

На рис.6 показана зависимость распределения бора от глубины для двух зерен молибдена.

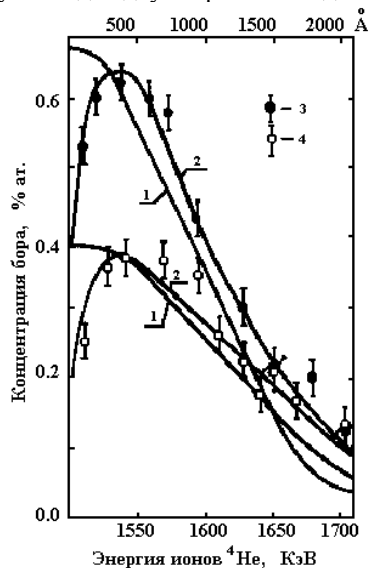


Рис 6. Распределение концентрации бора вглубь от границы примыкающих друг к другу зерен в молибдене

Основная масса бора, как следует из рисунка, заключена в приповерхностном слое толщиной  $\approx 1,5 \cdot 10^3 \text{ \AA}$ .

## 3. ПРИМЕНЕНИЕ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В ФИЗИКЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Термин каналирование ионов в кристалле позволяет наглядно представить атомные ряды и плоскости, которые направляют движущиеся ионы вдоль «каналов» между атомными цепочками и/или плоскостями. Заряженная частица в кристалле испытывает серию коррелированных, скользящих, «мягких» соударений с атомами решетки если угол  $\psi$  между направлением ее импульса и плотноупакованным рядом атомов или атомной плоскостью не превышает некоторого критического значения (обычно  $\psi_{кр} \approx 0,2 \dots 1^\circ$ ). Если  $\psi > \psi_{кр}$ , частицы выбывают из процесса каналирования. В теоретических и экспериментальных работах (см., например, в [9,10]) изложены сведения о многочисленных ориентационных эффектах. Характеристики каналирования частиц рассчитываются в рамках импульсного приближения классической механики. Результаты экспериментальных измерений могут быть с удовлетворительной точностью надежно интерпретированы количественно. Остановимся только на двух основных, необходимых для дальнейшего изложения, особенностях, на которых основано использование эффекта каналирования как экспериментального метода прямого определения локализации в решетке растворенных или ионно-внедренных инородных атомов, а также основана возможность определения концентрации и распределения дефектов с помощью каналированных частиц в радиационнонарушенном слое.

Компьютерное моделирование особенностей движения частиц между упорядоченными атомными плоскостями показано на рис. 7.

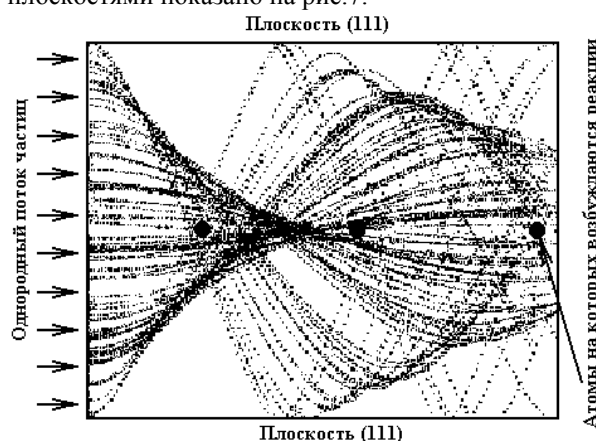


Рис. 7. Компьютерное моделирование траекторий протонов в плоскостном канале (111) кристалла никеля. (●) – октаэдрические междоузлия

При входе в канал небольшая часть частиц ( $\approx 3 \dots 5\%$ ) рассеивается на «торцах» атомных плоскостей, отклоняется на угол, больший критического и далее движется в кристалле как в аморфной (или поликри-

сталлической) среде. Основная доля частиц ( $\approx 95 \dots 97\%$ ) ориентированного пучка, испытывает «мягкое» рассеяние на атомных плоскостях и не приближается к центру плоскостей на расстояние  $\approx 0,1 \dots 0,2 \text{ \AA}$ , которое зависит от радиуса экранирования Томаса – Ферми, амплитуды тепловых колебаний атомов решетки и других факторов.

Пучок как бы разделяется на каналированную и неканалированную компоненты. Когда  $\psi > \psi_{кр}$  каналирования нет. Таким образом, для ориентированного пучка в кристалле существуют разрешенные и запрещенные области. В связи с этим, физические процессы, для реализации которых необходимо сближение с атомами цепочек на расстояния меньшие  $0,1 \dots 0,2 \text{ \AA}$  (это упругое или резонансное рассеяние частиц, ядерная реакция, в том числе и с инородными атомами, размещенными в пределах плоскостей или цепочек, характеристический рентген) сильно подавлены, что с неизбежностью приводит к существенному уменьшению (почти на два порядка) выхода излучений по сравнению со случаем неориентированного пучка, – это, во-первых.

Во-вторых, плотность потока каналированных частиц в процессе движения испытывает сильное перераспределение в поперечной плоскости канала. В центре канала, как это видно на рис.7, поток может быть существенно большим, чем у плоскостей.

Поэтому выход излучений от атомов, которые находятся за пределами плоскостей или цепочек, зависит от местоположения, которое они занимают в канале. Распределение потока можно с хорошей точностью рассчитать, что позволяет определить расположение атомов, на которых происходит реакция или рассеяние с точностью  $\approx 0,1 \text{ \AA}$ .

### 3.1. МЕСТОПОЛОЖЕНИЕ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ В РЕШЕТКЕ

Рассмотрим, как с помощью каналированных частиц определяется местоположение атомов внедрения в ГЦК-решетке.

Существуют два типа междоузлий, в которых с определенной вероятностью могут размещаться атомы в металлах с ГЦК-решеткой. На рис.8 показаны октаэдрические (О-позиции, координаты  $(\frac{1}{2}, 0, 0)$ ,  $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ ) и тетраэдрические (Т-позиции, координаты  $\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4}$ ).

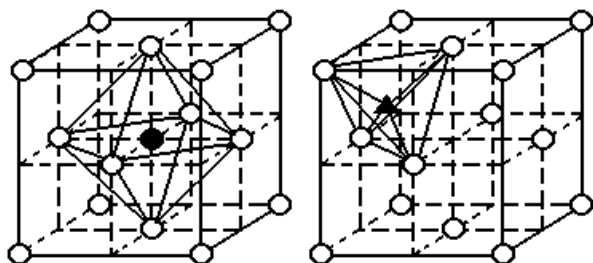


Рис. 8. Октаэдрические (●)-координаты  $(\frac{1}{2}, 0, 0)$ ,  $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$  и тетраэдрические (▲)-координаты  $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$  междоузлия в кристалле с ГЦК-решеткой

Примесные атомы с определенной вероятностью могут занимать как те, так и другие позиции. На рис.9 показаны проекции этих позиций на плоско-

сти, нормальные к плотноупакованным осям  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$  и плоскостям (100), (111).

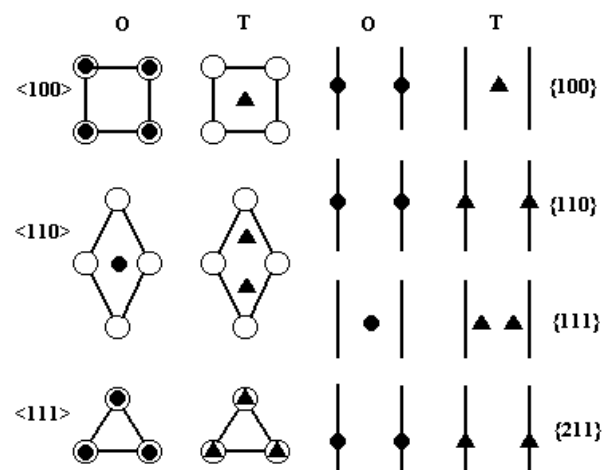


Рис. 9. Проекция окта (●) и тетра (▲) междоузлий вдоль главных плотноупакованных атомами осей (о) и плоскостей (-) в кристаллах с ГЦК-решеткой

При ориентации направления пучка вдоль осевого  $\langle 100 \rangle$  или плоскостного (100) каналов выход продуктов близких соударений должен быть минимальным для атомов, занимающих окта-позиции, так как примесные атомы лежат в пределах цепочек и/или плоскостей кристалла и максимален при размещении примесных атомов в тетра-позициях, поскольку их проекции находятся в центре канала, где поток частиц наибольший. Уже это позволяет определить, какое из двух положений занимают атомы примеси внедрения. Для каналов  $\langle 110 \rangle$  и (111) расположение атомов в О-позициях приведет к максимальному выходу излучений, так как их проекции находятся только в центре канала, где поток максимален. Размещение атомов примеси в Т-позициях для этих направлений приводит к двойному пику, так как проекции Т-междоузлий смещены на некоторое расстояние от центра канала.

На рис.10 показана часть результатов экспериментального определения позиций, которые занимают атомы углерода  $^{13}\text{C}$ , растворенного в кристаллах никеля [11]. Использовались кристаллы, вырезанные в плоскости (110). Кристаллы содержали растворенный изотоп углерода (0,03 ат. %  $^{13}\text{C}$ ). Одновременно измеряли угловую зависимость выхода рассеянных протонов и  $\gamma$ -квантов с энергией 4,43 МэВ из реакции  $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ . При энергии протонов 1,748 МэВ эта реакция имеет сильный изолированный резонанс.

По мере совмещения направления импульса пучка протонов и оси  $\langle 110 \rangle$  выход рассеянных на ядрах никеля протонов, как и следовало ожидать, падает и в минимуме составляет всего  $\approx 3\%$ . Выход  $\gamma$ -квантов растет и при совпадении оси и направления импульса превышает почти в четыре раза нормировку на выход излучений при разориентированном направлении импульса пучка по отношению к плотноупакованным направлениям в кристалле.

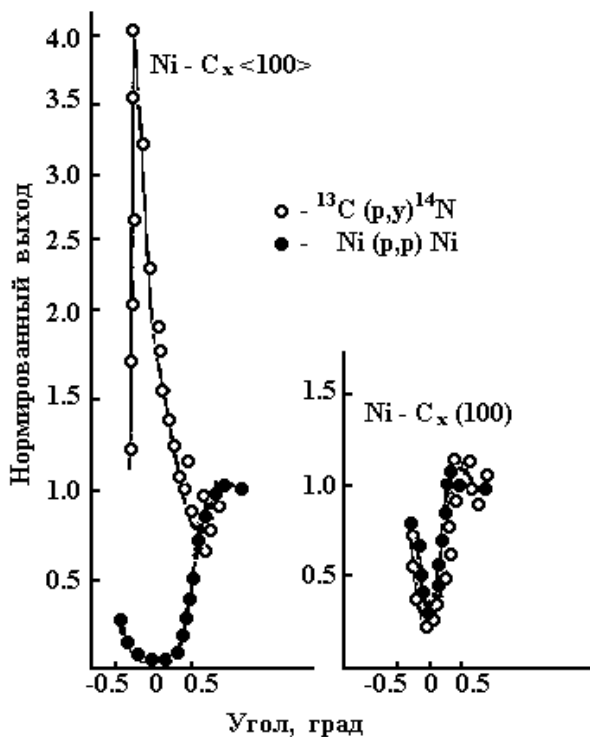


Рис.10. Выход рассеянных на ядрах никеля протонов ( $\bullet$ ) и  $\gamma$ -квантов ( $\circ$ ) реакции  $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$  при угловом сканировании вблизи оси  $\langle 110 \rangle$  и плоскости (100) монокристаллического раствора Ni + 0,18 ат. %  $^{13}\text{C}$ .

Это, как можно легко видеть из рис.9, означает, что атомы изотопа  $^{13}\text{C}$  размещаются в центре канала  $\langle 110 \rangle$ . Пик выхода  $\gamma$ -квантов узкий, поэтому можно предположить, что атомы располагаются в О-междоузлиях кристалла никеля. Дополнительную информацию дают результаты измерений зависимости выхода  $\gamma$ -квантов от угла для плоскости (100). При уменьшении угла между плоскостью (100) и импульсом выход как рассеянных протонов так и  $\gamma$ -квантов уменьшается, что согласуется с предположением о размещении  $^{13}\text{C}$  в О-пустотах, так как все О-междоузлия, как следует из рис.9, лежат в атомных плоскостях никеля (100) в то время как Т-междоузлия образуют плоскости, которые располагаются в середине между плоскостями никеля. Если бы атомы  $^{13}\text{C}$  располагались в Т-пустотах, в измерениях выхода  $\gamma$ -квантов с неизбежностью следовало бы ожидать появления пика при совмещении плоскости (100) и импульса пучка. Результаты сканирования в окрестности и других плотноупакованных осей и плоскостей показывают, что атомы  $^{13}\text{C}$  располагаются в О-междоузлиях никеля.

### 3.2. ЛОКАЛИЗАЦИЯ АТОМОВ ГЕЛИЯ В ВОЛЬФРАМЕ

Определение позиций, которые занимают имплантированные атомы в решетке металла, необходимы для понимания и теоретического описания механизма зарождения устойчивых радиационных дефектов при облучении.

Положение атомов гелия в вольфраме определялось с помощью каналированных дейтронов [12]. Образцы монокристаллов вольфрама, вырезанные в плоскости (100), легировали ионами изотопа  $^3\text{He}$  с энергией 18 кэВ. Позиции атомов изотопа определяли с помощью молекулярного пучка дейтронов с энергией 920 кэВ. Для идентификации атомов  $^3\text{He}$  использовали реакцию  $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$ , которая имеет сильный широкий резонанс при энергии дейтронов 432 кэВ. Одновременно спектрометрировали рассеянные на ядрах вольфрама дейтроны и протоны реакции.

Атомы гелия в вольфраме могут размещаться в узлах решетки, занимать О- или Т-междоузлия, могут быть распределены нерегулярно, образовывать комплексы и т.д.

На рис.11 представлены результаты углового сканирования в окрестности оси  $\langle 100 \rangle$ . Кривые симметричны относительно оси ординат, поэтому приведена только их правая часть.

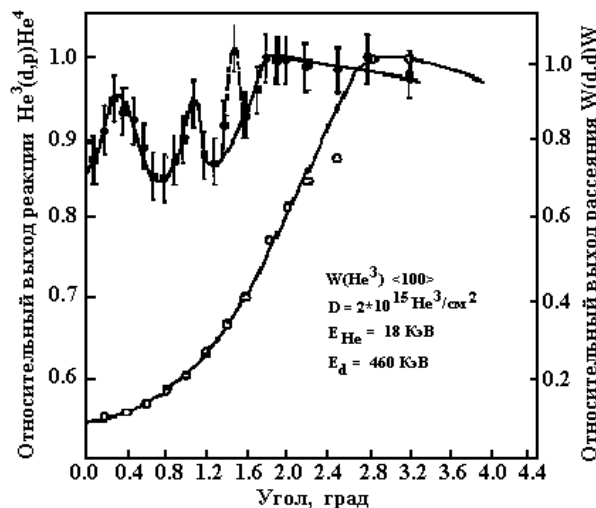


Рис.11. Выход рассеянных на ядрах W дейтронов ( $\circ$ ) и  $\gamma$ -квантов реакции  $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$  ( $\bullet$ ) при угловом сканировании в окрестности оси  $\langle 100 \rangle$

Из показанных на рис.11 зависимостей следует:

1). Выход протонов реакции при совмещении направления пучка и оси  $\langle 100 \rangle$  не на много меньше, чем выход протонов при разориентированном пучке относительно оси. Из этого следует, что атомы  $^3\text{He}$  не занимают ни О- ни Т-междоузлия.

2). Если бы атомы гелия размещались только в узлах, зависимости выхода протонов и рассеянных дейтронов были бы тождественны. Таким образом, атомы гелия в основной своей массе не занимают глубокие междоузлия и не размещаются в узлах.

3). Под углами 0,30 и 1,08°, а возможно, и под углом 1,46° наблюдаются некоторые увеличения выхода протонов, что свидетельствует о регулярном размещении доли атомов гелия в решетке.

В первом приближении связь между положением максимумов на кривой рис.11 и смещением доли атомов  $^3\text{He}$  от центра канала можно оценить из равенства кинетической поперечной и потенциальной энергий каналированных дейтронов,  $E \cdot \psi^2 = U(x)$ , где

$\psi$  – угол под которым наблюдаются максимумы выхода протонов;  $x$  – координата размещения атомов  $^3\text{He}$ . В [13] показано, что энергетически устойчивыми при комнатных условиях являются образования из вакансий, окруженные атомами гелия. Результаты приведенных для оси  $\langle 100 \rangle$  и других кристаллографических направлений согласуются с расчетами в предположении о формировании комплексов из трех атомов гелия и вакансии и двух атомов гелия и вакансии.

Установлено местоположение бора в вольфраме [14], дейтерия и азота – в ниобии и молибдене [15,16,17], углерода – в рении [18], кислорода и азота – в ниобии и тантале [19,20,21,22,23].

#### 4. ПОЛУПРОВОДНИКИ

Элементы 3-ей и 5-ой групп являются основными легирующими примесями в полупроводниковой технике, поэтому много внимания уделяли исследованию базовых структур, допированных этими ионами и в частности ионами бора и фосфора. Электрические свойства таких структур определяются атомами ведренного элемента, которые могут занимать узлы, междоузлия и другие позиции в зависимости от концентрации и распределения легирующего элемента, энергии и мощности пучка, температуры внедрения и способа отжига. Данные о свойствах этих структур представляют, прежде всего, практический интерес, так как дают возможность выбрать оптимальные условия формирования качественных базовых структур в приборах полупроводниковой техники и микроэлектроники.

Имплантация ионов с неизбежностью приводит к генерации первичных радиационных дефектов, которые могут накапливаться, объединяться в более сложные образования, что может привести к разрушению структуры, вплоть до полной ее аморфизации. Канализованные ионы позволяют определить концентрацию и распределение по глубине радиационных дефектов в нарушенном слое, изучить отжиг дефектов и т.д.

Исследовали локализацию в кремнии бора [24,25], фосфора [26,27], натрия [28], а также радиационные нарушения, которые создают ионы этих элементов при имплантации.

##### 4.1. МЕСТОПОЛОЖЕНИЕ АТОМОВ ФОСФОРА В КРЕМНИИ

Фосфор – одна из основных примесей, которые используют при легировании кремния. В образцы кремния имплантировали ионы фосфора с энергией 50 кэВ. Идентификацию атомов фосфора осуществляли по выходу  $\alpha$ -частиц реакции  $^{31}\text{P}(p,\alpha)^{28}\text{Si}$ . Использовали резонанс при энергии протонов 1,512 МэВ.

На рис.12 показана угловая зависимость выхода  $\alpha$ -частиц и рассеянных под углом  $160^\circ$  протонов при угловом сканировании в окрестности оси  $\langle 110 \rangle$ .

Выход  $\alpha$ -частиц при совмещении направления импульса пучка протонов и оси падает и в минимуме незначительно превышает выход рассеянных

протонов. Близкие к показанным на рис.12 зависимостям были получены и для других кристаллографических направлений. Из этих данных измерений следовало, что большая часть атомов фосфора при указанных на рис.12 условиях занимает узлы в решетке кремния.

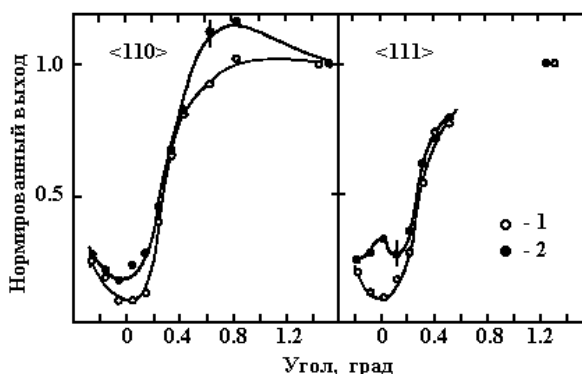


Рис. 12. Ориентационные зависимости выхода  $\alpha$ -частиц реакции  $^{31}\text{P}(p,\alpha)^{28}\text{Si}$  – (1) и рассеянных на ядрах Si протонов – (2) из кремния, легированного ионами фосфора с энергией 30 кэВ,  $\Phi=10^{15}\text{см}^{-2}$

На рис.13 показана доля имплантированных атомов фосфора, занимающих узлы в кремнии для ряда значений температуры имплантации фосфора [27].

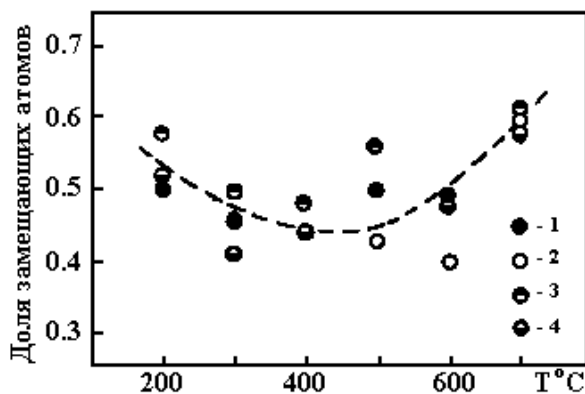


Рис.13. Температурная зависимость степени локализации в узлах кристаллической решетки кремния атомов фосфора. Энергия ионов фосфора 50 кэВ.

1,2 –  $\Phi=6,0 \cdot 10^{15}\text{см}^{-2}$ , оси  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$ ;  
3,4 –  $\Phi=1,8 \cdot 10^{15}\text{см}^{-2}$ , оси  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$

##### 4.2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ И ВНЕДРЕННЫХ АТОМОВ ПО ГЛУБИНЕ В ИМПЛАНТИРОВАННОМ СЛОЕ

Как отмечалось выше, канализованные ионы не могут приблизиться к атомным цепочкам или плоскостям на расстояния меньшие радиуса экранирования Томаса – Ферми. Однако на соударения канализованной частицы с атомами, которые находятся за пределами плоскости или цепочки, такие ограничения не накладываются. Радиационносмещенные в канал атомы, которые находились в узлах, а также



искажения решетки приводят к повышению выхода при рассеянии каналированных частиц. Сравнение выхода рассеянных частиц от нелегированного, а затем облученного ионами кристалла позволяет определить концентрацию и распределение по глубине дефектов в радиационнонарушенном слое кристалла.

На рис.14 показаны типичные спектры ионов гелия, рассеянных на кремнии, который был предварительно облучен ионами лития с энергией 80 кэВ, доза  $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ , плотность тока ионов лития  $3 \text{ мкА/см}^{-2}$  [29].

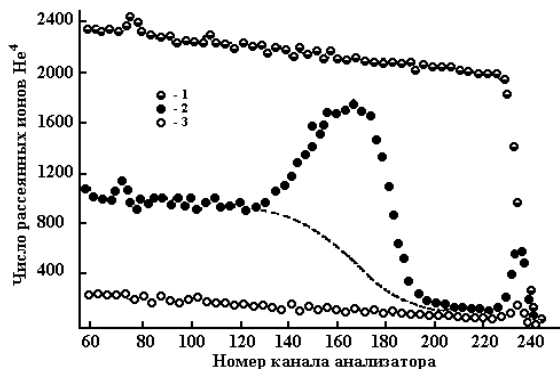


Рис. 14. Зависимость выхода ионов гелия, рассеянных на ядрах кремния, предварительно легированного ионами лития: 1 – ионы гелия не каналируют; 2 – кремний легирован ионами лития, ионы гелия каналируют вдоль оси  $\langle 111 \rangle$ ; 3 – ионы He каналируют вдоль оси  $\langle 111 \rangle$ , кремний не легирован

Можно выделить четыре характерных участка на спектре (•):

- при максимальной энергии рассеянных ионов He, в районе 225 канала, наблюдается максимум;
- в районе 165 канала – второй максимум, который значительно шире и выше первого;
- между этими максимумами располагается область (от 230 до ~ 290 канала) с низким выходом рассеянных частиц;
- за широким максимумом (слева) с уменьшением номера канала выход рассеянных ионов He плавно увеличивается.

80 кэВ сравнительно высокая энергия, поэтому в примыкающих к поверхности слоях кремния ионы лития расходуют энергию, в основном, на электронное торможение, чем и объясняется слабое разупорядочение решетки кремния в приповерхностном слое. В процессе торможения, когда энергия становится меньше 15 кэВ, доля энергии ионов лития, которую он расходует на упругие соударения, быстро растет. В результате растет и число смещенных из узлов атомов кремния, что приводит к появлению широкого пика. Узкий правый пик частично обусловлен рассеянием на атомах кремния, которые находятся в составе приповерхностной окисной поликристаллической пленки  $\text{SiO}_x$ . Однако площадь под этим пиком значительно больше, чем площадь под пиком от нелегированного кремния (o). Диффузия подвижных первичных дефектов из заглабленного слоя нарушений к поверхности – наиболее ве-

роятная причина увеличения приповерхностного слоя дефектов. Поверхность является стоком для частиц смещенных из узлов атомов и вакансий, что и приводит к формированию этого слоя.

На рис.15 показаны экспериментальные и расчетные профили радиационных дефектов и внедренных атомов бора [30].

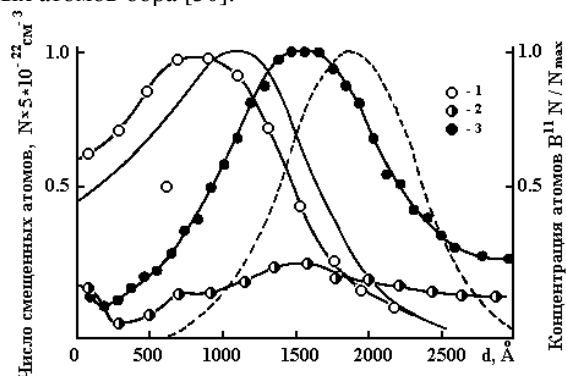


Рис.15. Распределение по глубине смещенных из узлов ионами бора ( $E=50 \text{ кэВ}$ ,  $\Phi=6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ) атомов кремния после отжига при температуре: 1 –  $200^\circ \text{C}$ ; 2 –  $400^\circ \text{C}$ ; 3 – распределение имплантированных атомов бора. Сплошная кривая – расчеты дефектов (по Брайсу), пунктир – распределение бора (по Линдхарду)

Распределение дефектов получено на основании данных, аналогичных приведенным на рис.14.

Исследовалось радиационное разрушение кремния и местоположение имплантированных атомов в зависимости от дозы, температуры, плотности потока легирующих ионов и способа отжига радиационных дефектов (термический, лазерный, электронный).

#### 4.3. РАДИАЦИОННОЕ РАЗУПОРЯДОЧЕНИЕ И МЕСТОПОЛОЖЕНИЕ ИМПЛАНТИРОВАННЫХ АТОМОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ТИПА $A^3B^5$

Благодаря удачному сочетанию свойств, прежде всего высокой подвижности носителей заряда и благоприятным особенностям структуры зоны, бинарные полупроводниковые соединения типа  $A^3B^5$  относятся к наиболее перспективным материалам в твердотельной электронике.

Для построения общей картины поведения имплантированных атомов в соединениях типа  $A^3B^5$  определяющее значение имеют экспериментальные данные о локализации имплантированных легких атомов первого и второго периодов периодической таблицы, а также сведения о радиационнонарушенных слоях этих материалов.

Получены данные о локализации внедренных атомов изотопов элементов D,  $^9\text{Be}$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{18}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}$  в решетке кристаллов InP, InAs, InSb [31, 32, 33]. Установлено изменение решеточного положения примесных атомов в процессах облучения и отжига, показана зависимость позиций примеси от энергии и дозы внедрения. Получены экспериментальные данные об образовании и термическом распаде радиационных дефектов, генерированных в кристаллах

InP, InAs и InSb ионами He, Be, C, N и F, распределении пробегов имплантированных ионов  $^{13}\text{C}$  и  $^{15}\text{N}$  в этих соединениях [34,35]. Указанные соединения имеют одинаковую структуру (ZnS) и сходную подрешетку индия, что открывало возможность поиска общих закономерностей и различий в их радиационных свойствах. Остановимся на некоторых примерах.

### 4.3.1. ЛОКАЛИЗАЦИЯ АТОМОВ БЕРИЛЛИЯ В InP, InAs И InSb

Для идентификации имплантированных с энергией 30 и 100 кэВ атомов Be в эти кристаллы использовали реакцию  $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ , которая имеет широкий резонанс при энергии ионов He 1,905 МэВ [32,36].

Проводилось угловое сканирование в окрестности главных кристаллографических осей  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$ ,  $\langle 111 \rangle$ . Одновременно измеряли выход  $\gamma$ -квантов реакции и рассеянные под углом  $160^\circ$   $\alpha$ -частицы. Один из результатов сканирования показан на рис.16. Так как относительные выходы  $\gamma$ -квантов и  $\alpha$ -частиц после имплантации практически совпадают для всех трех основных плотноупакованных направлений, можно с уверенностью утверждать, что уже после имплантации (до отжига радиационных дефектов) более 90% атомов Be занимают узлы (неожиданный экспериментальный факт). Эти результаты явились залогом разработки и оптимизации технологии базовых структур детекторов инфракрасного излучения, которые были установлены на космических аппаратах.

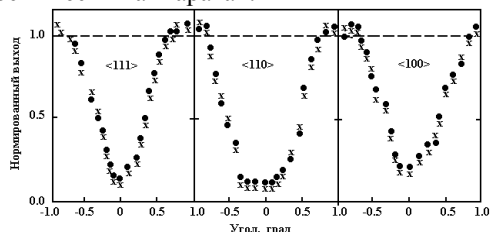


Рис. 16. Ориентационные зависимости выхода рассеянных  $\alpha$ -частиц – (●) и  $\gamma$ -квантов реакции  $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$  – (x) при угловом сканировании вблизи осей  $\langle 111 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 100 \rangle$  в кристалле InSb, предварительно легированном ионами бериллия ( $E=100$  кэВ,  $\Phi=160$  мкК)

С помощью каналированных частиц можно определить в какой из подрешеток (А или В) в соединениях типа  $A^3B^5$  располагаются имплантированные атомы, которые занимают узлы в решетке. Для кристаллов InP и InAs использовался метод, основанный на сравнении ширин выходов  $\gamma$ -квантов из реакции на Be и  $\alpha$ -частиц, рассеянных на ядрах P, In и As при сканировании в окрестности главных осей. Показано, что ширины на полувысоте выходов  $\gamma$ -квантов и  $\alpha$ -частиц, рассеянных на ядрах In, совпадают, что свидетельствует о расположении атомов Be в узлах подрешетки индия.

Однако в случае кристалла InSb при рассеянии  $\alpha$ -частиц на In и Sb из-за близости масс разделить сигналы от этих ядер оказалось затруднительным.

Для определения подрешетки, в которой находятся атомы Be здесь был применен метод, основанный на экранировании цепочек  $\langle 110 \rangle$  при рассеянии ионов He, которые падали на кристалл в плоскости (110) под углами ( $+\psi$ ) или ( $-\psi$ ), немного большими критического угла каналирования (рис.17).

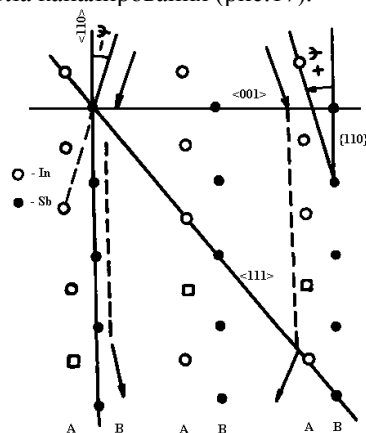


Рис. 17. Принципиальная схема углового сканирования вблизи оси  $\langle 110 \rangle$  в плоскости (110) кристалла InSb

В  $A^3B^5$  цепочки атомов А и В в направлении  $\langle 110 \rangle$  в плоскости (110) располагаются попарно так, что расстояние между цепочками в паре в 4 раза меньше, чем расстояние между парами цепочек (см. рис.17). При рассеянии  $\alpha$ -частиц под углом  $+\psi$  это приводит к преимущественному их соударению с ядрами А(о) и ядрами В ( ), если они располагаются в узлах подрешетки А, так как цепочки элемента В экранированы цепочками атомов А. При рассеянии под углом  $\psi$  – картина обратная.

На рис.18 показана четко выраженная асимметрия выходов  $\gamma$ -квантов реакции  $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ .

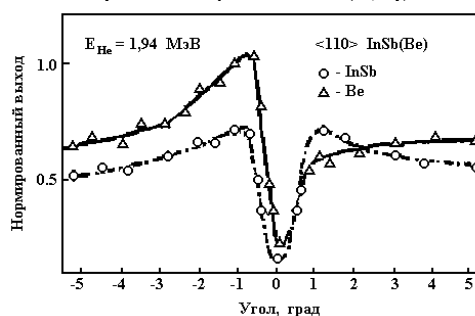


Рис. 18. Ориентационная зависимость выхода рассеянных на ядрах In и Sb  $\alpha$ -частиц (o) и  $\gamma$ -квантов реакции  $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$  при переходе через ось  $\langle 110 \rangle$  в плоскости (110) кристалла InSb, легированного ионами  $^9\text{Be}$  ( $E=30$  кэВ,  $\Phi=70$  мкК)

Это означает, что примесь предпочитает вакансии одного сорта. Дополнительные электрические измерения показали, что бериллий и в этом кристалле занимает вакансии индия.

### 4.3.2. ОБРАЗОВАНИЕ И РАСПАД РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В InP, InAs И InSb

Выполнен цикл исследований радиационного нарушения кристаллической решетки InP, InAs и InSb

ионами He, Be, C, F и Mg. Установлено, что наибольшая скорость накопления устойчивых дефектов у InP, в то время как кристалл InSb разрушается ионами слабо. Это связано с различной подвижностью простейших дефектов, разной скоростью рекристаллизации и размерами атомов [36]. Обнаружен немонотонный характер накопления поврежденных у InSb, что объясняется снятием напряжений на определенном этапе облучения в результате частичной релаксации решетки.

Установлена зависимость скорости накопления радиационных повреждений от ориентации плотноупакованных кристаллографических направлений по отношению к направлению импульса пучка легируемых ионов. Направление  $\langle 110 \rangle$  показало наименьшую повреждаемость для всех кристаллов и использованных ионов.

Установлены предельные дозы аморфизации кристаллов ионами Be, N, C и F. Показано, что для всех кристаллов с увеличением плотности тока внедряемых ионов скорость накопления дефектов растет.

Определены профили залегания внедренных атомов с помощью резонансных ядерных реакций. Для соединений  $A^3B^5$  получено универсальное соотношение, связывающее приведенный проективный пробег и приведенную энергию ионов.

## 5. МЕТАЛЛОКСИДЫ

К числу новых перспективных материалов относятся многокомпонентные металлоксидные соединения, которые используют в магнитооптике и вычислительной технике (железо-иттриевые гранаты), квантовой электронике (корунд), являются основой при разработке материалов с высокотемпературной сверхпроводимостью. Свойства этих соединений существенно образом зависят от концентрации и электрических свойств примесных атомов. Для адекватного описания и прогнозирования изменения свойств таких материалов в зависимости от их состава необходима информация о процессах, которые происходят в них на атомном уровне. Применение прямых ядерно-физических методов: резонансного рассеяния, ядерных реакций, активационного анализа, характеристического рентгена, возбуждаемого ускоренными ионами, в сочетании с ориентационными эффектами, дополняет и расширяет возможности традиционных методов.

### 5.1. КОРУНД, ЛЕГИРОВАННЫЙ ТИТАНОМ

Получены экспериментальные данные о локализации ионов трех и четырехвалентного титана в решетке корунда [37]. Для идентификации Ti использовалась  $K_\alpha$ -серия характеристического рентгена, которая возбуждалась ионами He с энергией 2,85 МэВ. Проводилось угловое сканирование в окрестности кристаллографических осей  $\langle 0001 \rangle$ ,  $\langle 1010 \rangle$  и  $\langle 1210 \rangle$  и плоскостей (0001), (1010) и (1210). Одновременно регистрировались  $K_\alpha$  линия атомов титана и обратно рассеянные  $\alpha$ -частицы от катионной и анионной подрешеток. Характер ориентационных зависимостей и проведенные аналитиче-

ские расчеты показали, что в решетке корунда ионы титана располагаются в двух положениях: тетраэдрических междоузлиях и междоузлиях, которые смещены относительно катионной подрешетки вдоль направления  $\langle 0001 \rangle$  на расстояние  $\sim 0,2 \text{ \AA}$ .

### 5.2. ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВЫЕ ГРАНАТЫ (ЖИГ)

Исследовались свойства эпитаксиальных монокристаллических пленок ЖИГ, предварительно облученных ионами N, B и As. Получены данные об образовании и термическом распаде радиационных дефектов в пленках. Найдены распределения пробегов внедренных ионов и локализация атомов изотопов  $^{15}\text{N}$  и  $^{10}\text{B}$ . Изучено изменение локализации атомов азота и бора при отжиге [38,39]. Обнаружена селективность разрушения катионной и анионной подрешеток. Показано, что легче разрушаются цепочки из более тяжелых элементов. Термический отжиг радиационных дефектов и восстановление решетки наступает при температурах не менее  $940^\circ\text{C}$ .

Установлено соотношение между профилями радиационных дефектов и внедренной примеси. Показано, что асимметрия в распределении примеси обусловлена радиационно стимулированной диффузией. Изучено перераспределение профиля азота после термического отжига.

### 5.3. КЕРАМИКА И ВТСП

Использование ориентационных эффектов позволяет получить информацию о кристаллах и пленках высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), недоступную для других методов [40].

Изучали структурные особенности подрешеток  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ,  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ . Специфические ядерные реакции и рассеяние ионов He использовались для выделения катионной и анионной подрешеток. Предложен метод определения позиции атомов изотопов  $^{18}\text{O}$  и  $^{16}\text{O}$  [41,42]. Изучена кинетика кислородного обмена газовой среды (изотоп  $^{18}\text{O}$ ) с иттрий-бариевым купратом. Исследована зависимость коэффициента диффузии кислорода в интервале температур  $400 \dots 600^\circ\text{C}$ , и абсорбционные свойства кислорода в керамике  $\text{Yba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , которая отжигалась в атмосфере, обогащенной изотопом  $^{18}\text{O}$  [43].

Ориентационные зависимости выхода излучений ядерных реакций использовали для определения позиций бора и лития. Показано, что примесные атомы лития локализируются вблизи цепочек La-Cu-O, атомы бора – вблизи узлов кислородной подрешетки; скорость радиационного нарушения кислородной подрешетки выше, чем у металлической.

Монокристаллы ВТСП – удачный модельный материал для исследования физики ориентационных явлений в сложных соединениях. Форма угловых зависимостей зависит от направления сканирования, что может быть использовано для уточнения векторов смещения как примесных, так и матричных атомов в решетке.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На первых порах применения ускорителей и ядерных методов в смежных с ядерной физикой областях науки и технологии существенная трудность состояла в их специфике и радикальном отличии от традиционных методов и подходов, что вызывало настороженность, граничившую со скептицизмом, со стороны ряда ученых, в том числе весьма авторитетных, и не только в УФТИ.

Однако убедительные результаты и очевидная перспектива сняли фактор недоверия, что явилось залогом интенсивного использования этого направления в таких областях как:

1. Физика металлов и сплавов.
2. Полупроводниковая техника и микроэлектроника.
3. Физика радиационных повреждений.
4. Физика свойств поверхности.
5. Магнитооптика и квантовая электроника.
6. Высокотемпературная сверхпроводимость.
7. Физика фазовых переходов.
8. Физика свойств простейших дефектов.
9. Интерфейс.
10. Кристаллография.
11. Физика свойств эпитаксиальных слоев.
12. Ядерная физика и др.

С помощью пучков ускоренных ионов разрабатываются материалы, которые в природе не существуют и не могут быть созданы другими известными методами. Сочетание установок и методик, которые позволяют и создавать новые вещества, и исследовать их свойства на атомном уровне – редкий случай в физике твердого тела.

## ЛИТЕРАТУРА

1. М.И. Гусева, Е.В. Инопин, С.П. Цитко. Глубина проникновения и характер распределения вбитых атомов в изотопной мишени  $\text{Si}^{30}$  // *ЖЭТФ*. 1959, т.36, с.3.
2. Н.А. Скакун, В.М. Шершнев, О.В. Черный, Г.К. Хомяков. Определение содержания компонентов сверхпроводящих ниобиевых–титановых сплавов ядерно-физическими методами // *Functional Materials*. 2003, v.10(3), p.23.
3. Н.А. Скакун, О.Н. Харьков. Исследование распределения кислорода в окисных пленках с помощью реакции  $^{18}\text{O}(p,\gamma)^{19}\text{F}$  // *Атомная энергия*. 1969, т.27, №4, с.351–352.
4. Н.А. Скакун, В.Ф. Зеленский, О.Н. Харьков. Использование реакции  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  для изучения окисления металлов // *Атомная энергия*. 1970, в.30, №5, с.456–458.
5. Г.Б. Федоров, Н.А. Скакун, О.Н. Харьков. Изучение диффузии кислорода в цирконии с помощью ядерной реакции  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  // *ФММ*. 1973, т.35, в.5, с.978–981.
6. Г.Б. Федоров, Н.А. Скакун, Г.В. Фетисов. Изучение диффузии кислорода в ниобии с помощью изотопа  $^{18}\text{O}$  // *ФММ*. 1974, т.38, в.2 с.561–365.

7. О.Н. Белоус, Н.П. Дикий, Н.А. Скакун и др. Применение ядерной реакции для исследования пограничной сегрегации бора в молибденовых сплавах // *ДАН СССР*. 1980, т.255, №3, с. 562–564.

8. О.Н. Белоус, Н.П. Дикий, Н.А. Скакун и др. Исследование сегрегации бора в молибденовых сплавах посредством ядерных реакций // *Физика металлов и металловедение*. 1980, т.52, в.3, с.544–551.

9. L.C.Feldman, J.W. Mayer and R.P. Picraux. *Materials Analysis by Ion Channeling*. New York: "Academic", 1982, p.1–233.

10. Л. С. Фелдман, Д.В. Майер. *Основы анализа поверхности и тонких пленок*. М.: «Мир», 1989, с.105–128.

11. N.A. Skakun, V.A. Oleinik at al. Channeling study of carbon atom location in Re- $\text{C}_x$  and Ni- $\text{C}_x$  systems. // *Nucl. Instr. Meth.* В.1992, v.67, p.202–206.

12. Н.А. Скакун, Н.П. Дикий, П.А. Светашов. Исследование местоположение атомов гелия в кристаллической решетке вольфрама // *Физика твердого тела*. 1979, т.21, в.10, с.3141–3143.

13. C.L. Bisson, W.D. Wilson // *Inter. Conf. On Application of Ion Beams to Metals*, 1973, Albuquerque, Plenum Press. N. Y. P.432.

14. Н.А. Скакун, П.П. Матяш, Н.П. Дикий. Использование каналированных протонов для определения положения атомов бора в решетке вольфрама // *УФЖ*. 1974, т.19, в.10, с.1609–1612.

15. Н.А. Скакун, П.П. Матяш, Н.П. Дикий. Определение местоположения дейтерия в решетке ниобия с помощью реакции  $^2\text{D}(^3\text{He},\alpha)p$  // *ЖТФ*. 1975, XLV, с.687–689.

16. N.A. Skakun, P.A. Svetashov. Lattice location nitrogen in niobium using the reaction  $^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma)^{12}\text{C}$  // *Radiation Effects Letters*. 1983, v.68, p.169–172.

17. Н.А. Скакун, П.А. Светашов, А.А. Цигикало. Исследование местоположения атомов азота в ниобии и молибдене // *Труды XI-го Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами* (27-29 мая 1982, Москва, НИИ ЯФ МГУ) с.381–386.

18. В.А. Олейник, Н.А. Скакун, П.А. Светашов. Местоположение атомов углерода в кристаллической решетке рения // *Физика металлов и металловедение*. 1989, т.68, в.6, с.1213–1215.

19. П.П. Матяш, Н.П. Дикий, Н.А. Скакун. Использование каналированных протонов для определения местоположения кислорода, растворенного в монокристалле ниобия // *Письма в ЖЭТФ*. 1974, т.19, в.1, с.31–33.

20. Н.А. Скакун, П.А. Светашов, А.Г. Страшинский. Местоположение атомов азота в ниобии // *ФТТ*. 1984, т.26, в.10, с.3188–3190.

21. А.С. Деев, В.А. Олейник, Н.А. Скакун. Выход  $\gamma$ -квантов и энергетические потери каналированных протонов в кристалле Nb-0,2at.%  $^{15}\text{N}$  // *ВАНТ Серия:*

«Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение». 1987, в.1(39), с.57–59.

22.Н.А. Скакун, П.А. Светашов и др. Локализация атомов азота в растворе Та-0,06ат.%<sup>15</sup>N //Поверхность: Физика, химия, механика. 1995, т.59, с.113–114.

23.Н.А. Скакун, П.А. Светашов. Локализация атомов кислорода в тантале //Изв. Академии Наук (Россия) Серия физическая. 1995, т. 59, с.113–114.

24.Н.А. Скакун, Н.П. Дикий. Положение атомов бора в решетке кремния при ионном внедрении и последующем отжиге //ФТТ. 1974, т.16, №4, с.1032–1035.

25.Н.П. Дикий, В.А. Васильев, Н.А. Скакун. Степень замещения примесными атомами узлов кристаллической решетки и разупорядочение при имплантации бора в Si //ФТТ. 1974, т.16, в.4, с.1064–1068.

26.Н.А. Скакун, Н.П. Дикий и др. Исследование местоположения атомов фосфора в кремнии с помощью реакции <sup>31</sup>P(p,α)<sup>28</sup>Si //Физика и техника полупроводников. 1975, т.9, №4, с.755–756.

27.N.P. Dikij, P.A. Svetashov, N.A. Skakun. Lattice location of phosphor atoms in silicon implanted //Phys. Stat. Sol. 1975, v.(a)32,h.K165–K267.

28.Н.А. Скакун, Н.П. Дикий и др. Положение атомов натрия имплантированного в кремний //ФТТ. 1973, т.15, №1, с.180–183.

29.Н.А. Скакун, Н.П. Дикий, П.П. Матяш. Распределение по глубине и отжиг дефектов в кремнии, легированном ионами лития //ФТТ. 1975, т.17, №3, с.927–929.

30.Н.П. Дикий, П.П. Матяш, Н.А. Скакун. Профили радиационных нарушений и внедренного бора в кремнии //ФТТ.1975, т.9, №3, 592–594.

31.A.S. Deev, P.A. Svetashov, N.A. Skakun. Study of lattice positions and ranges of nitrogen, implanted into metals and A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> crystals //Radiation Effects in Solid. 1990, v.114, p.199–207.

32.И.Г. Стоянова, Н.А. Скакун, А.С. Трохин. Локализация атомов бериллия в кристаллической решетке антимонида индия при ионной имплантации //Поверхность: Физика химия механика. 1988, №8, с.144–146.

33.A.S. Deev, Skakun at al. Localization trends of light atoms implanted into A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> crystals //14<sup>th</sup> International Conference of Atomic collisions in solid. 28.07-02.08.91, Salford, UK, 130–132.

34.И.Г. Стоянова, Н.А. Скакун, А.С. Трохин. Кинетика накопления радиационных нарушений в антимониде индия при ионной имплантации магния //Поверхность: химия, физика, механика. 1988, №3, с.129–134.

35.Н.А. Скакун, А.С. Деев и др. Закономерности структурных изменений и локализации имплантированных атомов, в облученных ионами полупроводниковых соединениях типа A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> //Международная конференция по радиационному материаловедению, (часть 1), Алушта, 22-25. 05.1990, с.80–84.

36.Н.А. Скакун, И.Г. Стоянова, А.С. Трохин. Применение резонансной реакции <sup>9</sup>Be(α,nγ)<sup>12</sup>C для определения профиля и локализации атомов бериллия, имплантированных в антимонид индия //Материалы XVI Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. 26-28.05. 1986, М.: Изд. МГУ, с.172–174.

37.А.Ю. Гринченко и др. Местоположение ионов трех и четырехвалентного титана в решетке корунда //ФТТ. 1992, т.34, №1, с.249–253.

38.Н.А. Скакун, В.А. Олейник и др. Исследование радиационных нарушений железо-иттриевых гранатов (ЖИГ), легированных легкими ионами //Международная конференция по радиационному материаловедению (часть 3) Алушта: 22-25.05 1990, с.101.

39.В.В. Немошкаленко, Б.К. Остафийчук и др. Степень структурного и магнитного разрушения в феррит-гранатовых пленках, имплантированных ионами бора //ФТТ. 1990, т.32, №3, с.707–713.

40.N.A. Skakun, A.Ju. Grinchenko at al. Channeling study of high-Tc superconducting single crystal sublattices //Nuclear Instruments and Methods. В, 1992, v.67, p.202–206.

41.В.И. Макаров, Р.П. Слабоспицкий, Н.А. Скакун и др. Изучение кристаллической структуры соединения La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub> с помощью резонансной реакции <sup>18</sup>O(p,α)<sup>15</sup>N //Физика низких температур. 1991, т.17, №4, с.476–480.

42.Н.А. Скакун, А.Ю. Гринченко, Р.П. Слабоспицкий. Применение резонансных реакций <sup>18</sup>O(p,α)<sup>15</sup>N, <sup>16</sup>O(<sup>3</sup>He,<sup>4</sup>He)<sup>15</sup>O для исследования монокристаллов ВТСП //Материалы XX Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. М.: «МГУ»,1991, с.161–163.

43.В.М. Ажажа, Н.А. Скакун и др. Исследование диффузии кислорода в YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> с помощью ядерной реакции <sup>18</sup>O(p,α)<sup>15</sup>N //Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1990, т. 3, №5 с.913–916.

## ЗАСТОСУВАННЯ МЕТОДІВ ЯДЕРНОЇ ФІЗИКИ ТА ПРИСКОРЮВАЧІВ ННЦ ХФТИ ДЛЯ ВИВЧЕННЯ СКЛАДУ, СТРУКТУРИ І ВЛАСТИВОСТЕЙ ТВЕРДИХ ТІЛ

М.О. Скакун, В.М. Шеринєв

Викладається застосування методів ядерної фізики і прискорювачів ННЦ ХФТИ для рішення наукових і технологічних задач в області фізики металів, сплавів, напівпровідників, металооксидних та магнітних матеріалів. Приведені результати експериментів з визначення концентрації та розподілу елементів, виконаних за допомогою пучків іонів водню та гелію, що прискорюються в електростатичному прискорювачу до енергії 0,5 - 4,0 МеВ. Для ідентифікації елементів і ізотопів використовувалися резонансні ядерні реакції, кулонівське і резонансне ядерне розсіювання та збуджуване прискореними частками характеристичне рентгенівське випромінювання.

Викладаються результати і можливості застосування часток що каналують та орієнтаційних ефектів для вивчення локалізації, структури, орієнтації, утворення, розпаду й анігіляції найпростіших дефектів, визначення концентрації і розподілу дефектів у радіаційно порушених кристалах.

## **APPLICATION OF NUCLEAR PHYSICS METHODS AND NSC KIPT ACCELERATORS FOR STUDY OF COMPOSITION, STRUCTURE AND PROPERTIES OF SOLIDS**

*N.A. Skakun, V.M. Shershnev*

Nuclear physics methods and use of the NSC KIPT accelerators as applied to scientific and technological problems in the field of physics of metals, alloys, semiconductors, metal oxide and magnetic materials are surveyed. The results of the experiments relevant to determination of element concentration and distribution using 0,5 - 4,0 MeV hydrogen and helium ions of electrostatic accelerator are presented. Resonance nuclear reactions, coulomb and nuclear resonance scattering as well as X-ray radiation were used for element and isotope identification. The possibilities of application of channeling particles and oriented effects for study of localization, structure, orientation, formation, disintegration and annihilation of elementary defects, determination of defect concentration and distribution in radiation disturbed crystals.