

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ С ИМПЛАНТИРОВАННЫМИ ПРИМЕСНЫМИ АТОМАМИ МЕТОДОМ КАНАЛИРОВАНИЯ

И.М.Неклюдов, Г.Д.Толстолицкая, И.Г.Марченко,
В.Ф.Рыбалко, И.Е.Копанец, Н.В.Камышанченко
ННЦ "ХФТИ", БГУ

Физические свойства металлических материалов во многом зависят от присутствующих в их составе примесей. Примесные добавки, находясь в различных структурных состояниях, существенно влияют на механические, коррозионные, электрофизические и др. свойства материалов. Радиационная стойкость конструкционных материалов также в значительной мере определяется природой примесных добавок и их пространственным расположением в кристаллической решетке [1].

По существующим представлениям, важную роль на инкубационном этапе радиационного повреждения материала играет взаимодействие точечных дефектов с примесными атомами. Термодинамические характеристики - энергии образования, связи, миграции и др. - образующихся примесь-вакансионных и примесь-междоузельных комплексов определяются как электронной структурой атома примеси, так и его размерным фактором [2]. Так, размерный фактор играет существенную роль при образовании в кристаллических телах центров рекомбинации переменной полярности [3]. Такие центры повышают степень рекомбинации точечных дефектов, что приводит к подавлению распухания. Устойчивыми центрами рекомбинации точечных дефектов переменной полярности могут быть примесные элементы, атомный радиус которых превышает атомный радиус металла-основы. В этом случае атом примеси занимает центральное положение между двумя вакансиями и при каждом акте взаимодействия с точечным дефектом меняет знак упругих напряжений. Удобным объектом для исследования влияния размерного фактора на структурное состояние примеси в решетке являются атомы инертных газов, так как они не образуют химических связей в твердом теле.

Кинетика образования комплексов атомов инертного газа малого радиуса с точечными дефектами исследовалась ранее как экспериментально [4] так и методами математического моделирования [5]. Аналогичных исследований в случае атомов инертного газа большого радиуса проведено недостаточно, а имеющиеся данные часто противоречат друг другу [6,7].

В то же время потребность в данных о поведении продуктов деления урана, тяжелых легирующих примесей и загрязнений в решетке материалов обуславливает интерес к таким исследованиям. Кроме того, инертные газы с большим радиусом используются для контролируемого введения радиационных повреждений в твердые тела с целью модификации их механических, электрических, структурных и других свойств [8], а также создания тонкопленочных систем ионным перемешиванием [9].

Успехи в понимании явлений, ответственных за модификацию поверхности, увеличение радиационной стойкости, износостойкости материалов и т.д. возможны при исследовании этих явлений на уровне элементарной ячейки, поскольку необходимы данные о местоположении атома примеси в решетке матрицы, взаимодействии атомов примеси с дефектами, механизмах образования комплексов и процессов зародышеобразования пор и т.д. Одним из немногих методов, которые позволяют на атомарном уровне исследовать местоположение атома примеси в решетке матрицы, а также кинетику образования комплексов точечных дефектов с примесными атомами, является метод обратного рассеяния каналированных ионов [10].

В настоящей работе методами каналирования и математического моделирования исследовано местоположение в решетке монокристалла Ni имплантированных атомов Хе,

их взаимодействие с радиационными дефектами, кинетика образования примесных комплексов и их конфигурация.

Методика измерений

Для исследования использовали образцы монокристаллического Ni чистотой 99,999. Образцы в виде дисков диаметром 7 мм, вырезанные электроискровым способом перпендикулярно направлению $\langle 110 \rangle$, после механической полировки подвергали электролитическому травлению по стандартной методике. Облучение образцов ионами Хе с энергией 630 кэВ (доза $2 \cdot 10^{15} - 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) и исследование методом Резерфордского обратного рассеяния каналированных ионов (РОРКИ) проводили на электростатическом ускорителе ЭСУ-2 МэВ [11]. Для подавления эффекта каналирования при внедрении ионов образцы наклоняли под углом 7° к оси $\langle 110 \rangle$. Температуру образца во время облучения поддерживали около 300К.

При анализе образцов методом РОРКИ в качестве зонда использовался пучок ионов He с энергией 1,6 МэВ. Диаметр пучка - около 1 мм, угловая расходимость - $0,03^\circ$, плотность тока $0,2 \text{ мкА/см}^2$.

Выход обратнорассеянных ионов регистрировался под углом в 157° по отношению к направлению первичного пучка ионов He. Для регистрации ОР использовали поверхностно-барьерный детектор. Разрешение спектрометрического тракта составляло 23 КэВ.

Вращение исследуемого кристалла в трех взаимноперпендикулярных направлениях осуществляли с помощью гониометра, обеспечивающего сканирование по углам с шагом $0,03$. Подробно методика измерений представлена в работе [12].

Результаты исследований и обсуждение

Энергетические зависимости выхода обратнорассеянных ионов гелия (спектры обратного рассеяния) были получены в интервале доз облучения $1 \cdot 10^{15} - 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ для кристаллографических направлений $\langle 110 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, и $\langle 111 \rangle$. На рис.1 приведены спектры обратного рассеяния ионов He с энергией 1,6 МэВ в кристалле $\langle 110 \rangle$ никеля, имплантированного ионами Хе+ с энергией 630 КэВ при дозе внедрения $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Видно, что спектры содержат пик в районе 160 канала, обусловленный рассеянием на атомах Хе, и ступеньку в районе 145 канала, вызванную рассеянием на атомах Ni.

Анализ энергетических спектров, полученных при обратном рассеянии от атомов ксенона, показывает, что в интервале доз $1 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ высота пика в условиях осевого каналирования в 1,7-1,3 раза ниже, чем для неориентированной мишени (полуширина распределения одинакова) (см.рис.1). Это свидетельствует о том, что часть атомов Хе находится в замещающем положении. Долю таких атомов (фракцию замещения f_s), ассоциируемую с каждым аксиальным направлением, можно определить, используя уравнение:

$$f_s = \frac{1 - X_{im}^{hkl}}{1 - X_m^{hkl}}, \text{ где}$$

X_{im}^{hkl} - нормированный выход обратного рассеяния от атомов примеси, X_m^{hkl} - нормированный выход обратного рассеяния от атомов матрицы. Значения X_{im}^{hkl} и X_m^{hkl} измеряли в слое равной толщины, расположенном на одной глубине, чтобы обеспечить одинаковое деканалирование анализирующих ионов в области сигналов матрицы и примеси.

Из приведенной на рис.2 дозовой зависимости фракции замещения для трех основных кристаллографических направлений видно, что при дозах $(1-2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ до 40% атомов ксенона занимают замещающее положение в решетке никеля. При увеличении дозы доля таких атомов уменьшается и при $D > 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ становится равной нулю. Значения f_s

для трех осей несколько различаются, но тенденция уменьшения f_s с ростом дозы сохраняется.

Концентрация атомов Хе в положении замещения ($C_{Хе}$) была определена как $C_{Хе} = f_s \cdot D$, где D -доза. На рис.3 приведена концентрация имплантированных атомов Хе (кривая 1) и концентрация их в замещающем положении (кривая 2). Данные для кривой 1 были получены обработкой экспериментальных результатов по стандартной методике [10], используя соотношение интегральных выходов ОР от атомов Хе и Ni, измеренных в слое равной толщины. Из рис.3 видно, что концентрация атомов Хе в замещающем положении вначале возрастает от 0,1 ат.% \cong до 0,4 ат.% при концентрации Хе 1 ат.%, а затем плавно падает практически до нуля при концентрации 2 ат.%. Таким образом, при общей концентрации внедренных атомов ксенона \cong 1 ат.% только 0,4 ат.% из них находится в положении замещения.

В целях определения причины изменения местоположения атомов Хе в решетке никеля были измерены угловые зависимости выхода обратного рассеяния. На рис.4 приведены угловые зависимости выхода ионов He^+ , рассеянных на атомах никеля и атомах ксенона при сканировании кристалла в окрестностях осевого канала $\langle 110 \rangle$. Данные получены для образцов, облученных до доз $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Аналогичные результаты получены при сканировании образцов в окрестностях осевых каналов $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$. Из рис.4 видно, что угловые зависимости, полученные как для атомов Ni, так и Хе имеют вид минимумов. Отсутствие в угловых зависимостях пиков свидетельствует о том, что атомы Ni и атомы Хе не занимают междоузельных положений. Все изменения в угловых зависимостях при увеличении дозы облучения заключается в уменьшении глубины и полуширины минимума. Так при дозе $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ полуширина угловой зависимости выхода обратного рассеяния от атомов Хе (кривая 3) совпадает с такой же для атомов Ni (кривая 2), что свидетельствует о размещении ксенона в замещающем положении вдоль атомных цепочек. С ростом дозы начинается возрастание выхода в минимуме угловой зависимости и уменьшение ее полуширины (см. кривую 4), что исходя из методических аспектов каналирования может быть объяснено смещением атомов ксенона из замещающих положений. Используя экспериментально получаемое значение полуширины угловой зависимости, а также уравнение непрерывного потенциала взаимодействия частицы с атомной цепочкой [13] и критерий каналирования [14], рассчитаны смещения ($\rho_{см}$) атома ксенона в сечении каждого из зондируемых каналов. Расчет показал, что для дозы $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ смещение атомов Хе в сечении каналов $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ составляет $0,4 \text{ \AA}$, а в канале $\langle 100 \rangle \sim 0,25 \text{ \AA}$. При дозе $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (кривая 5) ориентационная зависимость отсутствует, что может свидетельствовать о случайном расположении ксенона в каналах.

Для определения с высокой точностью локализации примесного атома Хе в решетке Ni было проведено сравнение экспериментальных угловых зависимостей выхода ОР с теоретически смоделированными угловыми зависимостями для различных положений примесных атома и радиационных дефектов (вакансий и междоузельных атомов).

Обычный в настоящее время алгоритм поиска местоположения атома примеси в решетке по данным обратного рассеяния заключается в переборе возможных положений примеси и дальнейшем сравнении рассчитанных потоков частиц, рассеянных от примеси с экспериментальными данными. Считается, что положение примеси в канале определено, если достигнуто хорошее согласие расчетных и экспериментальных значений потоков обратнорассеянных частиц. Недостатком такого метода является то, что обычно рассматривается большое количество различных положений атомов примеси. Учитывая ограниченные возможности перебора вариантов, а также то, что примесь, как правило, может находиться в нескольких конфигурациях в решетке, такой подход становится неприемлемым для определения положения слабо смещенной из узла решетки примеси.

В данной работе используется другой подход, заключающийся в том, что для расчета возможных местоположений атома примеси в решетке используется метод молекулярной динамики. Полученные при этом координаты атома ксенона используются для дальнейших расчетов угловых зависимостей выхода обратнорассеянных каналированных частиц, после чего производится сопоставление экспериментальных данных с данными математического моделирования. При этом варьируемыми параметрами, характеризующими примесь, в этих расчетах являются только относительные концентрации различных комплексов атомов ксенона с точечными дефектами.

Математическое моделирование. Наблюдаемое экспериментально смещение атома Хе из узла решетки Ni может быть вызвано образованием комплексов: атом Хе и радиационный дефект - вакансия или междоузельный атом Ni. Взаимодействие внедренных атомов Хе с точечными дефектами в Ni методами математического моделирования исследовалось авторами работы [15]. В частности, были рассчитаны энергии связи атома Хе с вакансией и междоузельным атомом. Было показано, что внедренный атом Хе замещает атом Ni в узле решетки и образует комплекс с междоузельной гантелью с энергией связи $E=1,06$ эВ. Однако, в данных работах не приведены атомные смещения Хе, что делает невозможным сравнение расчетных данных с экспериментальными результатами, полученными методом каналирования.

В настоящей работе для расчетов атомных конфигураций комплексов Хе с точечными дефектами применялся комплекс ЭВМ программ молекулярной динамики ДИМОД(ДМ) [16]. Использовался кристаллит с жесткими граничными условиями и общим количеством атомов 4000. Для описания взаимодействия между атомами никеля использовался потенциал Миллер-Бристоу [17], а для описания взаимодействия между атомами Хе и Ni - потенциал Вильсона-Биссона [15]. Выполненные расчеты показали согласие с ранее полученными данными [15]. На рис.5 показана траектория движения атомов кристалла в процессе релаксации. Из рис.5 видно, что атом Хе вытесняет атомом Ni из узла. При этом атом Ni смещается к ближайшему атому Ni и образует с ним междоузельную гантель (точка а на рис.5, ось гантели перпендикулярна плоскости рисунка). Результаты математического моделирования доказали, что при этом атом Хе не остается в узле решетки Ni, а смещается на $0,5\text{\AA}$ от узла решетки.

Наличие в осевых каналах собственного междоузельного атома (одиночного или в конфигурации гантели) должно приводить к образованию на угловом распределении пика при $\varphi = 0$ [10]. В настоящей работе в угловых зависимостях выхода ОР от атомов Ni (см., например, рис.4, кривая 2) не наблюдалось пиков, свидетельствующих о наличии междоузельного атома Ni. Вследствие этого можно предположить, что энергия связи недостаточна для образования термически стабильного Хе-I комплекса и поэтому происходит термический развал междоузельно-примесного комплекса с последующей миграцией ценного междоузельного атома на стоки.

Исходя из вышесказанного наблюдаемое экспериментально и рассчитанное методом МД смещение атомов Хе по отношению к узлу решетки может быть объяснено образованием комплексов Хе-V или кластеризацией замещенных атомов Хе. Проведенные расчеты показали, что при образовании замещенного атома Хе (Хе в вакансионном узле) или кластеризации атомов Хе (2Хе , 3Хе и т.д.) смещения атомов Хе из узла должны быть $\rho \ll a_{\text{т.ф.}}$. Вследствие этого атомы Хе при измерениях методом каналирования будут экранироваться атомными рядами Ni. Поэтому угловые распределения (минимумы) для атомов Хе не должны изменять свою полуширину по отношению к минимумам для атомов Ni. Таким образом, наблюдаемое в эксперименте сужение минимумов от атомов Хе не может быть объяснено ни образованием замещающего Хе, ни кластеризацией атомов Хе. Полученные экспериментальные результаты могут быть объяснены только с учетом образования комплексов атом Хе + радиационные вакансии.

Методом МД были рассчитаны следующие конфигурации примесных комплексов с вакансией: замещенный атом Хе + 1 вакансия, атом Хе с двумя вакансиями в первой и второй координационной сферах. Схематично конфигурации примесный атом Хе+V и Хе+2V в решетке Ni приведены на рис.6. Полученные результаты показывают, что при образовании комплекса Хе-V атом ксенона смещается вдоль оси $\langle 110 \rangle$ по направлению к вакансии на расстояние $0,07a$, где a - постоянная решетки. Находясь в комплексе Хе-2V типа b), атом ксенона смещается на $0,11a$ в направлении, указанном на рис. 6, а находясь в комплексе типа c), - на $0,333a$, $0,166a$, $0,166a$.

Концентрации различных ксенон-вакансионных комплексов, обуславливающих экспериментально наблюдаемые угловые зависимости, были определены из сравнения экспериментальных и теоретически рассчитанных ориентационных зависимостей.

Теоретическое моделирование угловой зависимости выхода ОР с различными положениями примесного атома в комплексе Хе-nv проводилось в рамках стандартной теории Линдхарда. При расчете рассеяние падающих ионов в аморфной пленке, угловой разброс пучка и другие рассеивающие факторы подбирались таким образом, чтобы достичь наилучшего совпадения вычисленной и экспериментальной угловой зависимости выхода обратного рассеяния ионов гелия для атомов Ni необлученного кристалла. При расчете вклада каждого примесного комплекса в нормированный выход обратнорассеянных альфа-частиц учитывалось то, что различные кристаллографически эквивалентные конфигурации могут давать различный вклад в рассеяние. Как видно из рис. 7, атом ксенона по отношению к падающему пучку может занимать три различных положения: a, b, и c. При этом положения a и b находятся на одной эквипотенциальной линии в канале (отмечен x), а Хе в положении c - на другой эквипотенциали (на рис. отмечен +). Таким образом, при расчете вклада в обратное рассеяние альфа-частиц в канале необходимо учитывать с весом $2/3$ рассеяние на эквипотенциали (a) и с вкладом $1/3$ на эквипотенциали (c) (см.рис.7б). Подобное рассмотрение было проведено для всех рассчитанных конфигураций ксенон-вакансионных комплексов в каналах $\langle 110 \rangle$, и $\langle 111 \rangle$. Эквипотенциальные линии для а-частиц в поперечных плоскостях каналов никеля были рассчитаны по стандартной методике [18].

На рис.8 приведены полученные экспериментально и рассчитанные угловые зависимости выхода обратного рассеяния от атомов Ni и Хе. Наилучшее совпадение экспериментальных и вычисленных угловых зависимостей достигается в том случае, когда при дозе облучения $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ 85% атомов Хе находится в комплексах Хе + v, 15% - в комплексах Хе+ 2v. При дозе $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ 60% атомов Хе образуют комплексы Хе+2v.

Следует отметить, что образующиеся Хе-вакансионные комплексы не расщепленные. Поскольку ни экспериментальные данные, ни результаты матмоделирования не показывают устойчивых комплексов с атомами Хе в междоузельном положении. В то же время, как следует из работы [3], расщепленный вакансионный комплекс состоит из 2-х вакансий и примеси большого радиуса в междоузельном положении. Такие расщепленные комплексы, так называемые центры рекомбинации переменной полярности, были обнаружены в системе NiSc [19]. В работе [3] были предложены механизмы их образования и влияние таких центров на радиационную стойкость материалов. При этом предполагалось, что решающую роль в образовании таких комплексов играет размерный фактор. На основании результатов, полученных в настоящей работе, можно утверждать, что помимо размерного фактора важную роль в процессе образования расщепленных комплексов играет химическая связь (вид межатомного потенциала).

Полученные результаты не позволяют в полном объеме проследить кинетику преобразования комплексов Хе-V в пору (или пузырек). Однако при более подробном исследовании методом каналирования дозовой зависимости изменения концентрации Хе-вакансионных кластеров можно будет получить результаты, необходимые для понимания механизма инкубационного периода распухания.

Выводы

В работе экспериментально получены угловые зависимости выхода рассеянных ионов от атомов матрицы (Ni) и примеси (имплантированные атомы Хе) при сканировании кристалла Ni в окрестностях осевых каналов $\langle 110 \rangle$, $\langle 100 \rangle$, и $\langle 111 \rangle$. Исследовано изменение этих зависимостей с увеличением дозы облучения.

Методом математического моделирования рассчитаны атомные конфигурации комплексов Хе с точечными дефектами.

В рамках теории Линдхарда проведено сопоставление экспериментальных данных с результатами математического моделирования.

Полученное хорошее согласие экспериментальных данных с теоретически рассчитанными позволяет сделать следующие выводы:

- внедренные в никель атомы Хе при концентрациях Хе < 1 ат.% находятся в положении замещения;

- с увеличением дозы облучения образуются Хе-вакансионные комплексы;

- важную роль в образовании расщепленных конфигураций вакансионно-примесных комплексов играет помимо размерного фактора вид межатомного потенциала (химическая связь);

- атомы Хе служат центрами зарождения вакансионных кластеров (возможно, пор), так как с ростом дозы облучения наблюдается сдвиг концентрации Хе-V комплексов в сторону комплексов с большим числом вакансий;

- термически стабильные комплексы Хе с междоузельными атомами в никеле при выбранных условиях отсутствуют.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зеленский В.Ф., Неклюдов И.М., Черняева Т.П. Радиационные дефекты и распухание металлов. - Киев: Наукова думка, 1988. - 296 с.
2. Биллер Дж. Машинное моделирование при исследовании материалов. - М.: Мир, 1974.
3. Бакай А.С., Зеленский В.Ф., Неклюдов И.М. Центры рекомбинации точечных дефектов переменной полярности//ЖТФ. - 1987. - Т.57. - № 12. - С.2371-2374.
4. Baskes M.J., Wilson W.W. Kinetics of helium self-trapping in metals.- Phys Rev. B, -1983. -V.27. -№ 4. -P. 2210-2217.
5. Wilson W.H., Bisson C.L. Rare gas complecses in tungsttn. -Rad. eff., 1974. -V.22. -P. 63-66.
6. Mcyer O., Tures A. Lattice site occupation of non-soluble elements implanted in metals. Report P.O.B. 3640, D-7500. Karlsruhe, FRG, 1987.
7. Azzam A., Meyer O. Lattice-location studies of cerium ions implanted into vanadium single ctystals-Phys. Rev. B. Cond. Mat., 1986. -V.34. -№ 1. -P.6.
8. Пранявичус Л., Дудонис Ю. Модификация свойств твердых тел ионными пучками. -Вильнюс: Мокалас, 1980. -С. 40.
9. Kinchi M., Advantages of dinamic ion beam mixing. -NIM in Phys. Res., 1993. -V. 80/81. -P. 1343-1348.
10. Комаров Ф.Ф., Кумахов МА., Ташлыков И.С. Неразрушающий анализ поверхностей твердых тел ионными пучками. -Минск: Университетское, 1987. -256 с.
11. Пивовар Л.И., Хургин К.М., Толстолицкая Г.Д.//Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Техника физического эксперимента, 1985. -Вып.1(22). -С. 12.
12. Толстолицкая Г.Д., Рыбалко В.Ф., Копанец И.Е., Неклюдов И.М., Ганн В.В. Исследование радиационных дефектов в никеле после имплантации ионов Хе//Атомная энергия. -1990. -Т.68. -Вып.6. -С. 408-413.

13. Фирсов О.Б. Вычисление потенциала взаимодействия атомов//ЖЭТФ. -1957. -Т.33. -№ 3. -С. 696-699.
14. Линдхард Й. Влияние кристаллической решетки на движение быстрых заряженных частиц//УФН. -1969. -Т.99. -№ 2. -С. 249-296.
15. Melius C.F., Wilson W.D., Bisson C.L. Formation and migration properties of rare gases He, Ar, Kr, Xe in nickel//Rad. eff. 1980. -V.53. -P. 111-120.
16. Ганн В.В., Марченко И.Г. Комплекс программ "ДИМОД" для динамического моделирования дефектов в металлах и сплавах//Препринт. -Харьков: ХФТИ АН УССР 87-24, 1987. -С. 10.
17. Miller K.M. Bristove P.D.//Plus. Stat. Sol. (B) 1978. -V.86. -P. 93.
18. Кумахов М.А. Пространственное перераспределение потока заряженных частиц в кристаллической решетке//УФН. -1975. -Т.115. -№ 4. -С. 427-464.
19. Ганн В.В., Марченко И.Г., Неклюдов И.М., Петрусенко Ю.Т., Слепцов А.Н. Вакансионно-примесные комплексы в системе Ni-Sc и их влияние на процессы радиационного распухания: Труды международной конференции по радиационному материаловедению. -1990. -Т.5. -С. 202-209.

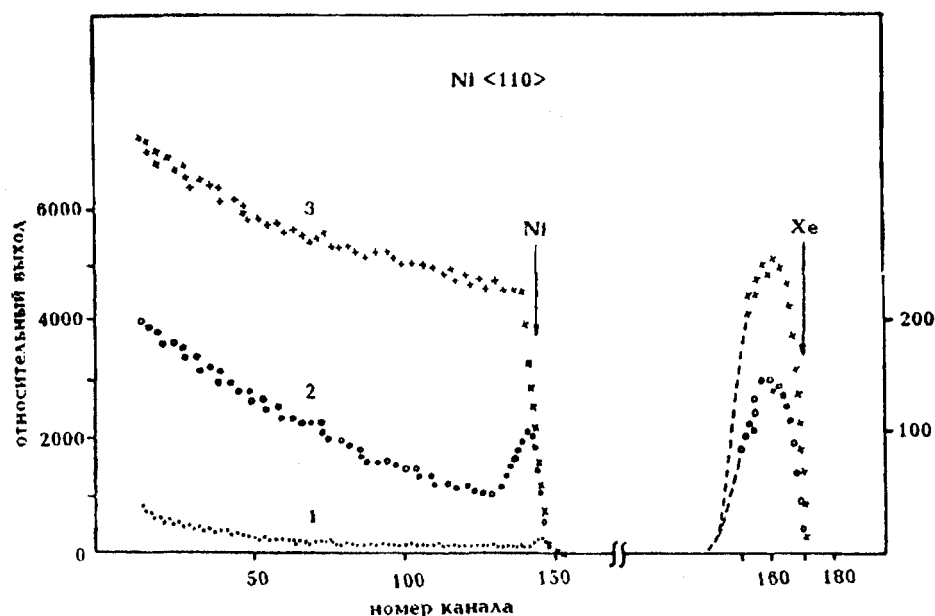


Рис.1. Энергетические спектры ОР ионов ^4He с $E=1,6$ МэВ кристалла $\langle 110 \rangle \text{Ni}$:
 1 - исходного, 2 - имплантированного ионами Xe^+ с $E=630$ КэВ до дозы $3 \cdot 10^{15} \text{см}^{-2}$,
 3 - спектр неориентированного кристалла.

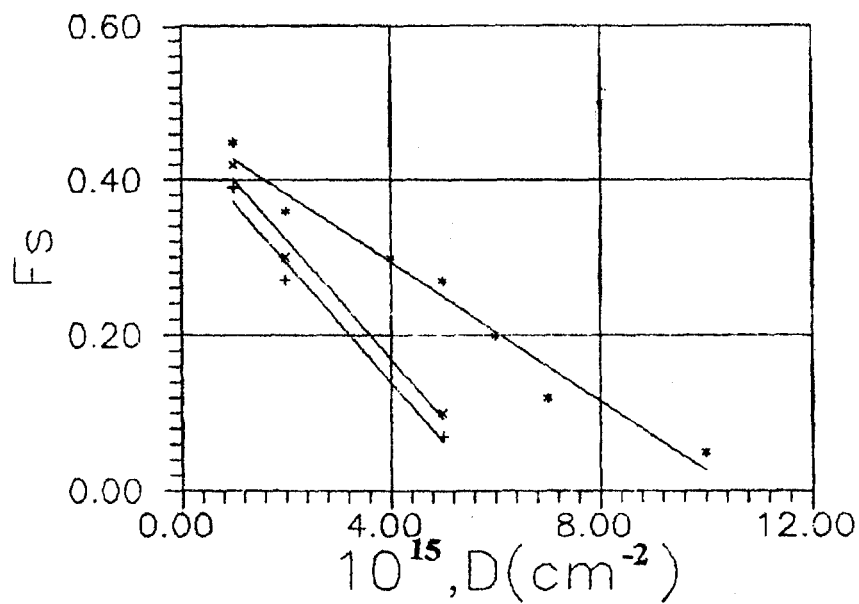


Рис.2. Зависимость фракции замещения f_s от дозы облучения D для осей $\langle 110 \rangle$ (*), $\langle 100 \rangle$ (x), $\langle 111 \rangle$ (+).

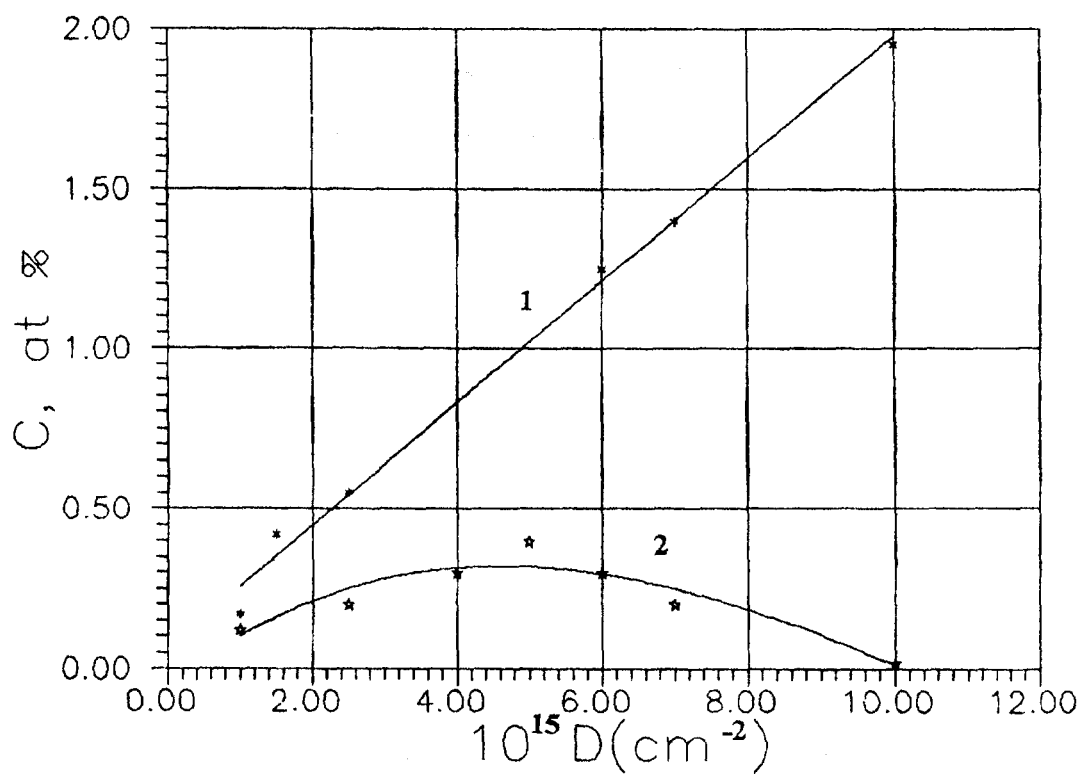


Рис.3. Концентрация имплантированных атомов Хе (*) и C_{Xe} в замещающем положении (*).

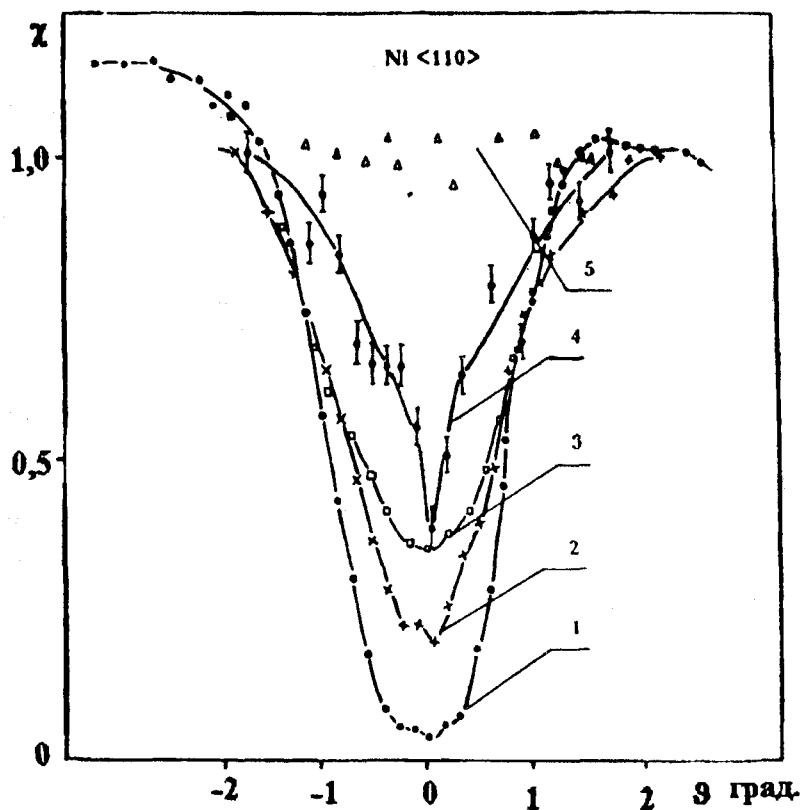


Рис.4. Угловые зависимости выхода обратного рассеяния от атомов Ni (кривая 1, 2) и атомов ксенона (3, 4, 5) при сканировании в оси $\langle 110 \rangle$. Облучение ионами Xe^+ до дозы $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (2, 3), $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (4) и $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (5), 1 - исходный.

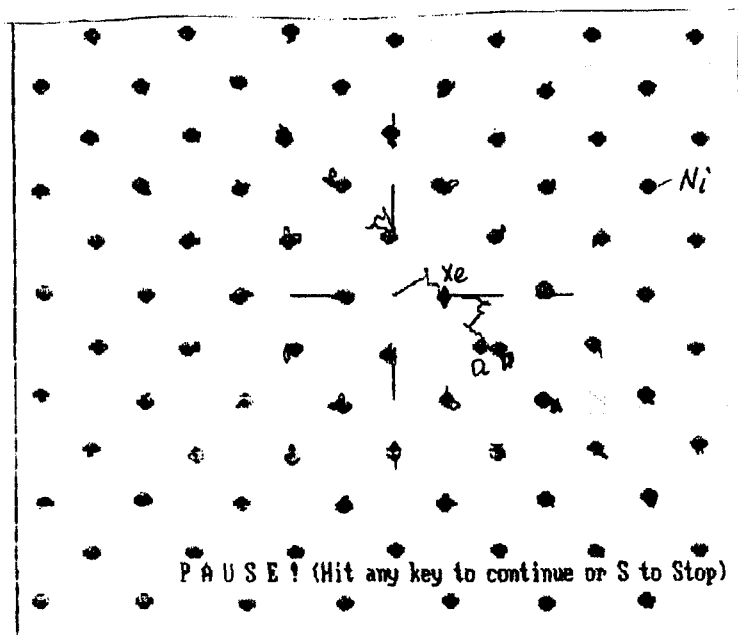


Рис.5. Траектории движения атомов кристалла в процессе релаксации.

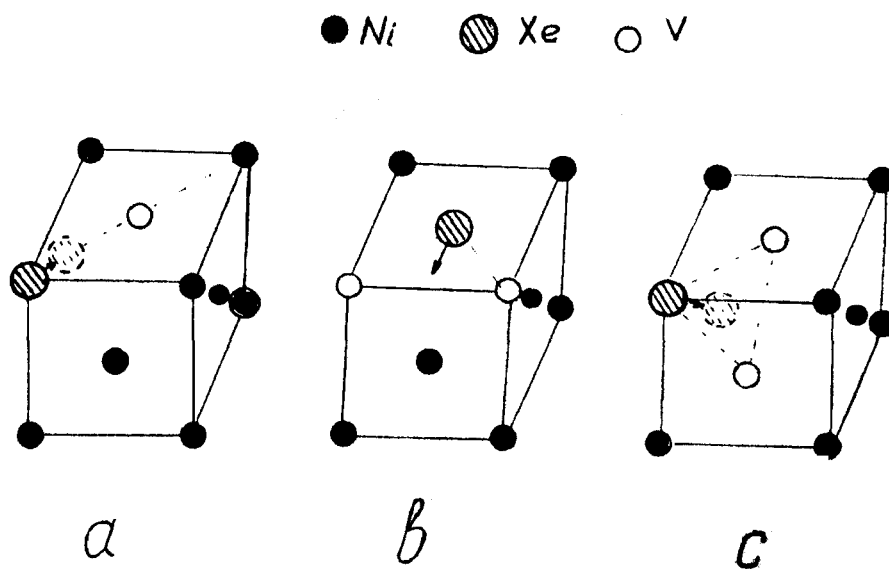


Рис.6 Позиции атома Хе в решетке Ni в случае образования комплексов Хе-*v* (а) и Хе-2*v* (б, с).

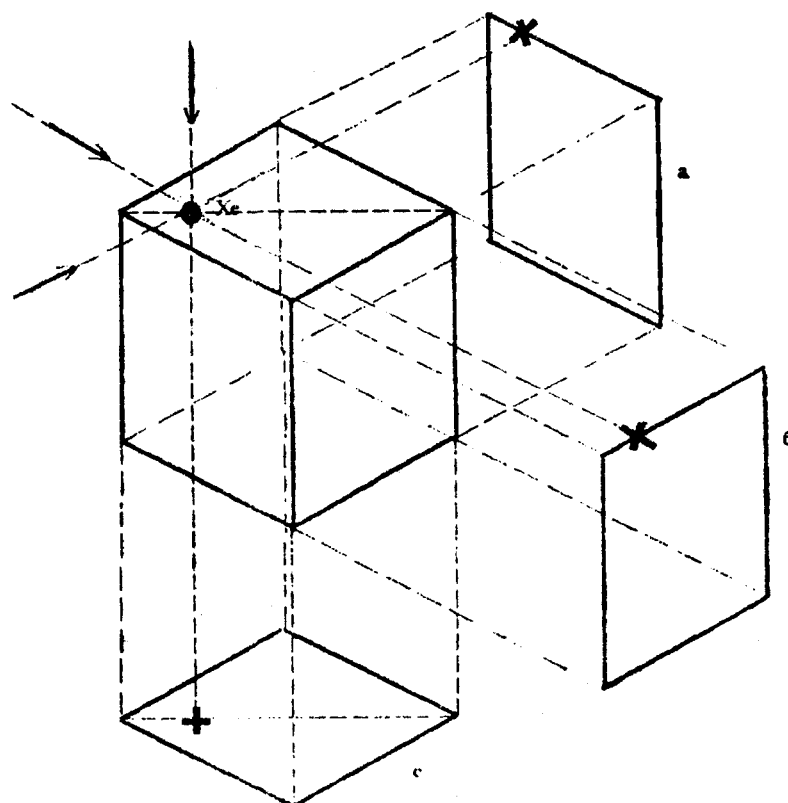


Рис.7а. Схема расположения атомов Хе в кристаллической ячейке. Крестиками отмечены проекции атома на кристаллографически эквивалентные грани $\{100\}$ (а) и в сечении эквипотенциалей канала (б).

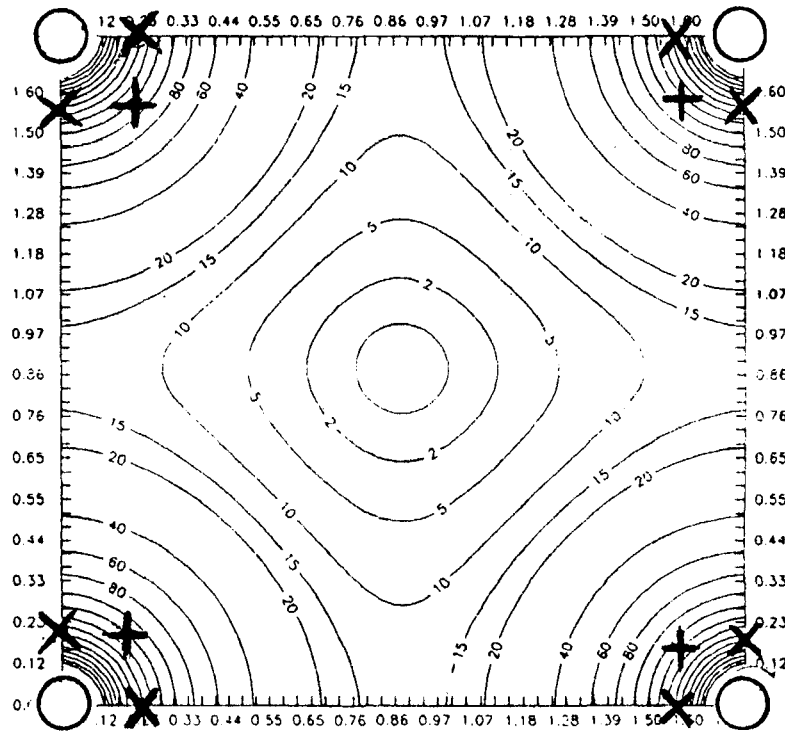


Рис.7б.

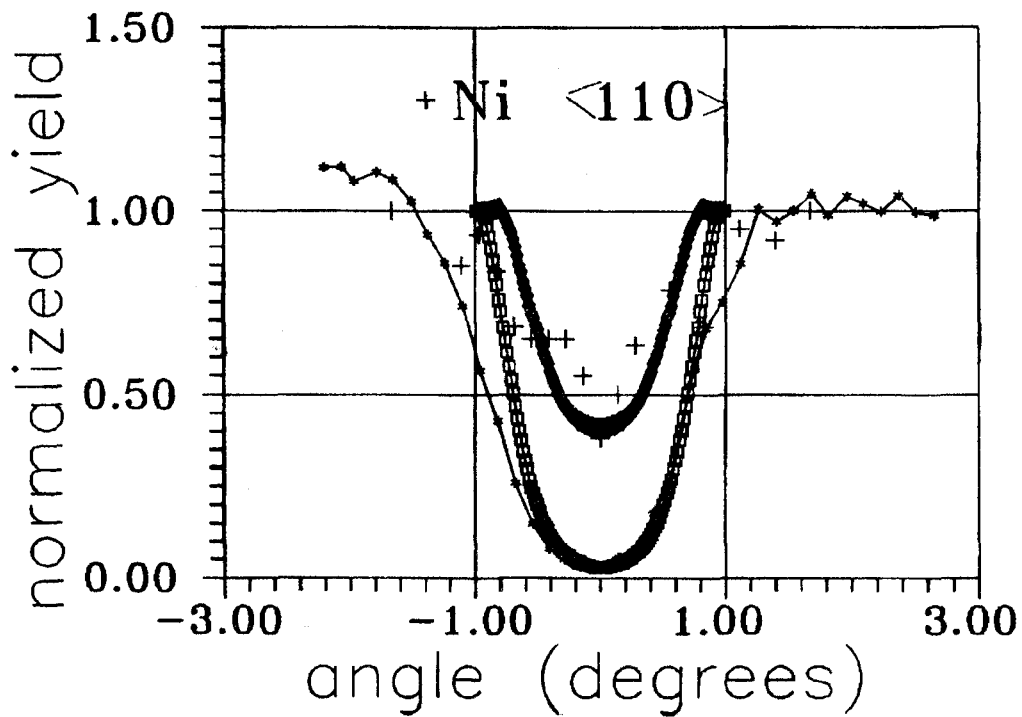


Рис.8а. Экспериментальные (* -Ni, +, -Xe) и расчетные (□ -Ni, ▲ -Xe) угловые зависимости выхода обратного рассеяния при сканировании в оси <110> (а), <100> (а), <111> (в). Доза $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

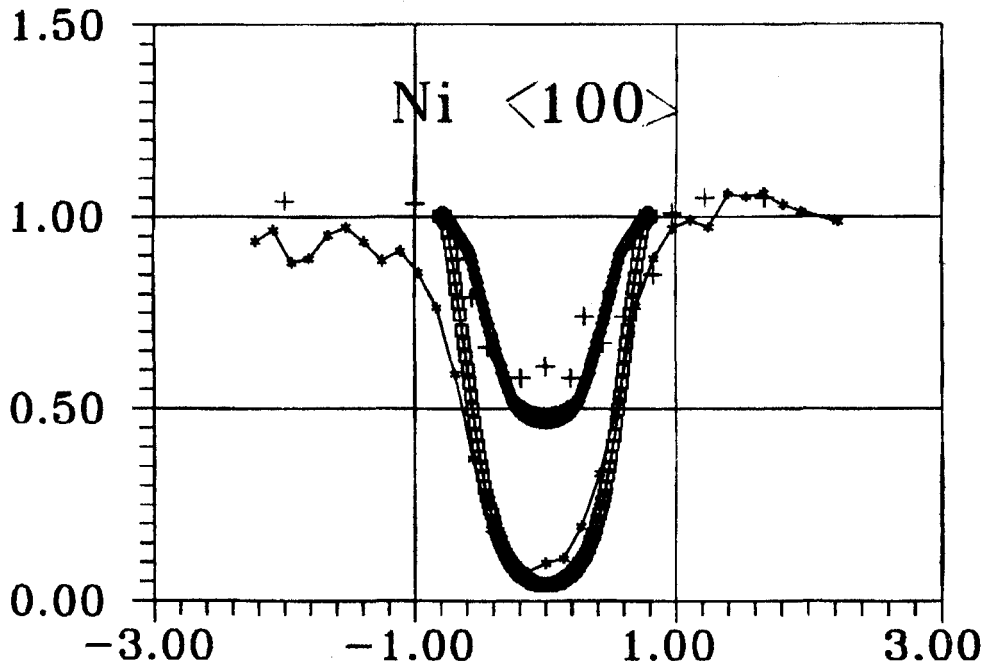


Рис.8б.

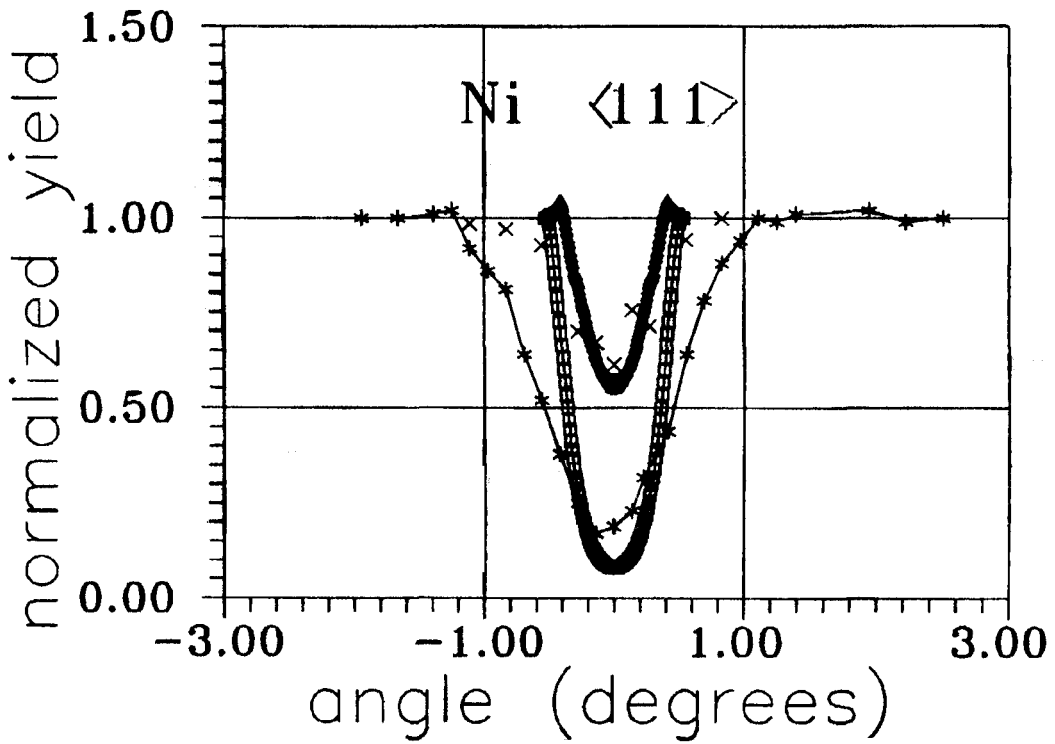


Рис.8в.