

На правах рукописи

Лукьяненко Александр Сергеевич

Формирование наноструктуры поверхности твердых тел при
механическом воздействии

Специальность 01.04.07 - физика конденсированного состояния

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени доктора
физико-математических наук

Санкт-Петербург 2000

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы определяется тем, что она посвящена изучению наномасштабной структуры поверхности твердых тел и трансформации этой структуры при различных внешних воздействиях. Проблемы физики поверхности в целом за последние тридцать лет приобрели большое фундаментальное и прикладное значение. Фундаментальный аспект заключается в том, что исследования поверхности дают много важной информации о физических свойствах и структуре твердых тел вблизи их геометрической границы. Здесь обнаружен ряд существенных особенностей структуры и динамики кристаллической решетки, таких, как реконструкция, релаксация (изменение геометрических параметров решетки в поверхностном слое), перестройка фононного и электронного спектров. Актуальность второго - прикладного аспекта исследований поверхности также не вызывает сомнений, прежде всего, в связи с потребностями микро- и наноэлектроники. Разработка новых технологий формирования наноструктур на полупроводниковых поверхностях (квантовые точки, проволоки), которые основаны на молекулярной эпитаксии, требуют более глубокого знания (и учета) термодинамики молекулярных движений и взаимодействий на поверхности. Свойства и поведение уже сформированных структур при их эксплуатации в условиях различных внешних воздействий - механических напряжений, радиации, также является предметом изучения физики поверхности.

Настоящая работа охватывает оба упомянутых аспекта проблематики. В первой части предметом изучения являлись особенности формирования спектра коллективных плазменных колебаний электронов проводимости (в металлах) и валентных электронов (в полупроводниках) в неоднородных поверхностных слоях. Учет неоднородности необходим в связи с упомянутыми явлениями реконструкции и релаксации поверхности. Результаты этого рассмотрения стали теоретической основой нового экспериментального метода анализа поверхности - метода спектроскопии характеристических потерь энергии электронов (СХПЭЭ). Новый метод дополняет стандартный метод анализа поверхности - метод дифракции медленных электронов (ДМЭ), а при совместном их применении позволяет

значительно повысить достоверность результатов исследований. Вторая часть работы посвящена изучению, с использованием комплекса современных экспериментальных методов, трансформации структуры и рельефа поверхности твердых тел под действием внешней механической нагрузки и ионного облучения. Полученные результаты позволяют, в частности, прояснить некоторые аспекты формирования наноструктур в современных технологиях гетероэпитаксии и в дальнейшем должны учитываться на практике.

Объектами исследования в работе являются поверхности Al(111), Ge(111), Si(111), а также поверхность фольги из аморфного сплава $Fe_{70}Cr_{15}B_{15}$. Целью исследования на первом этапе являлось определение параметров структуры и атомной динамики граней Al(111), Ge(111)-2x8 методом СХПЭЭ, а также сопоставление результатов с данными, полученными независимо методом ДМЭ. Это позволяет сделать более достоверными наши представления о структуре указанных поверхностей, а также получить подтверждение надежности нового метода анализа поверхности. На втором этапе целью исследования являлось изучение (совместно методами ДМЭ и СХПЭЭ) кинетики радиационного повреждения и диффузионного залечивания радиационных дефектов в процессе ионной бомбардировки и отжига поверхности Ge(111)-2x8, и определение соответствующих кинетических параметров. На третьем этапе целью исследования являлись эффекты механического воздействия на рельеф поверхностей Ge(111) и Si(111), а также поверхности фольг из аморфного сплава $Fe_{70}Cr_{15}B_{15}$. Методами ДМЭ и сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) изучались пространственно-временные характеристики и степень обратимости трансформации рельефа в механическом силовом поле.

В связи с этим решались следующие конкретные задачи.

1. Рассмотрена задача о спектре коллективных плазменных колебаний электронной плотности в неоднородных поверхностных слоях. В рамках теории возмущений получен закон дисперсии поверхностных плазменных колебаний.
2. Разработана адиабатическая теория температурной зависимости ширины поверхностного плазменного пика. Получена связь между

температурным уширением поверхностного плазменного пика и среднеквадратичными смещениями (СКС) атомов в поверхностном слое.

3. Экспериментально методом СХПЭЭ определена дисперсия поверхностных плазменных колебаний на гранях Al(111) и Ge(111)-2x8.
4. Совместно методами СХПЭЭ и ДМЭ изучена кинетика радиационного повреждения поверхности и диффузионного залечивания образующихся радиационных дефектов в процессе ионной бомбардировки и отжига поверхности Ge(111). Получены оценки соответствующих кинетических параметров.
5. Наблюдалось воздействие внешней механической нагрузки на картины ДМЭ от грани Ge(111). Изучена степень обратимости эффектов действия нагрузки.
6. Впервые методом СТМ изучено влияние изотропного латерального растяжения на рельеф граней Ge(111) и Si(111), а также одноосного растяжения на рельеф поверхности аморфного сплава $Fe_{70}Cr_{15}B_{15}$, исследованы пространственно-временные характеристики и степень обратимости трансформации рельефа.
7. С использованием энергетического критерия получены оценки пространственных масштабов деформационной шероховатости. Обоснована диффузионная модель формирования деформационной шероховатости на грани Ge(111).

Защищаемые положения

1. Дисперсия поверхностных плазменных колебаний в слое с неоднородной электронной плотностью содержит линейный по волновому вектору вклад, знак и величина которого определяется интегральным избытком (недостатком) электронной плотности в переходном слое.
2. В адиабатическом приближении температурно-зависимый вклад в ширину поверхностного плазменного пика пропорционален среднему квадрату амплитуд термических колебаний атомов в поверхностном слое.

3. Поверхностный слой грани Al(111) толщиной порядка 1,5 нм имеет пониженную на 5% интегральную плотность, что объясняется статической релаксацией указанной грани.
4. Поверхностный слой грани Ge(111)-2x8 толщиной порядка 0,5 нм имеет пониженную на 2-4% интегральную плотность, что объясняется реконструкцией самых верхних атомных слоев.
5. Измеренная методом СХПЭЭ энергия активации диффузионного залечивания радиационных дефектов, возникающих при бомбардировке поверхности Ge(111) ионами аргона, составляет 0,3 эВ.
6. При латеральном изотропном механическом растяжении грани Ge(111) методом ДМЭ обнаружена составляющая упругой деформации растяжения, перпендикулярная поверхности, и равная по величине латеральным составляющим деформации.
7. При той же схеме нагружения грани Ge(111), с деформацией порядка 0,3%, в дифракционно неупорядоченное состояние переходит примерно 10% площади поверхности. Основной вклад в повреждение связан с образованием точечных дефектов (вакансий, адатомов).
8. При той же схеме нагружения на поверхности Ge(111) методом СТМ обнаружено возникновение деформационной шероховатости. После достижения критической латеральной деформации порядка 0,1% шероховатость за час достигает уровня 200нм и 20нм, соответственно в латеральном и нормальном направлениях. Эффект обратим относительно нагрузки.

Научная новизна. Впервые методом СХПЭЭ обнаружена пониженная (по сравнению с объемным значением) плотность поверхностных слоев граней (111) алюминия и германия. В случае Al(111) понижение плотности связано со статической релаксацией поверхности и согласуется с теоретическими предсказаниями для металлических поверхностей. В случае Ge(111) эффект обусловлен в основном реконструкцией поверхности.

Впервые методом СХПЭЭ изучена кинетика радиационного повреждения и диффузионного залечивания радиационных дефектов в процессе ионной бомбардировки и отжига поверхности Ge(111) и получены оценки соответствующих кинетических параметров.

Впервые методами ДМЭ и СХПЭЭ обнаружено возникновение деформационной шероховатости на поверхности Ge(111). Определены пространственно-временные характеристики и степень обратимости этого деформационного эффекта.

Достоверность результатов Достоверность основных результатов диссертационной работы основана на использовании комплекса современных методов анализа и контроля состояния поверхности, длительной и тщательной подготовке объектов исследования. Одни и те же объекты исследовались разными методами, и сопоставление результатов указывает на их хорошее согласие. Есть также хорошее согласие с результатами независимых исследований других авторов.

Практическая значимость Разработка нового метода анализа структуры и атомной динамики поверхности, основанного на СХПЭЭ, в дополнение к уже существующим методам, существенно расширяет круг объектов исследования, а также позволяет повысить достоверность и степень однозначности получаемых результатов. В ряде случаев, когда речь идет о сильно неупорядоченных поверхностях, новый метод остается по существу единственным инструментом анализа структуры и атомной динамики.

Обнаруженный и изученный в работе эффект образования деформационной шероховатости на грани Ge(111) при прямом механическом нагружении имеет общую физическую основу с диффузионной кинетикой формирования структур нанoeлектроники (квантовые точки, проволоки) в гетерoэпитаксии. Он также указывает на необходимость учета внешних механических напряжений в процессе эксплуатации электронных приборов. В последующем сам эффект может стать основой новой технологии формирования наноструктур на поверхности.

Апробация работы Материалы диссертации докладывались на:

- Всесоюзной школе по физике, химии, механике поверхности, Нальчик, 1981;
- VI Всесоюзный симпозиум по вторично-электронной эмиссии и спектроскопии поверхности твердого тела, Рязань, 1986;
- Всесоюзная конференция «Диагностика поверхности», Каунас, 1986;
- Всесоюзная школа по физике, химии, механике поверхности, Карпаты, 1986;

- XXII Всесоюзный семинар «Кинетика разрушения новых материалов», Ленинабад, 1990;
- XXI Всесоюзная конференция по эмиссионной электронике, Ленинград, 1990;
- 14 Международная конференция «Физика прочности и пластичности материалов», Самара, 1995;
- 5 th International Conference on the Structure of Surfaces, Paris, 1996;
- XXXVII Международный семинар «Актуальные проблемы прочности», Киев, 2001;

Публикации. Основные положения диссертации опубликованы в 22 печатных работах.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обсуждается исторический контекст, в котором ставилась диссертационная работа, формулируются ее основные цели и задачи. Проследивая историю развития физики поверхности, мы начинаем с работ А.А.Гриффитца и А.Ф.Иоффе, в которых впервые обращается внимание на существенную роль поверхности в физике твердого тела, в частности, - в механике разрушения. Последующее развитие физики поверхности позволило выяснить, что этому имеются фундаментальные основания. Они кроются в особенностях структуры и атомной динамики поверхности. Отсюда - важность изучения указанных параметров поверхности твердых тел.

Основным методом изучения структуры и атомной динамики поверхности был и остается метод ДМЭ. Однако, этот метод имеет ограниченную применимость: он годится только для анализа ювенильных поверхностей. В то же время, в широком классе задач, имеющих важное практическое значение, например, при изучении радиационного или механического воздействия, поверхность оказывается неупорядоченной, и возникает необходимость в развитии новых методов анализа. В качестве одного из таких методов нами предложен метод, основанный на спектроскопии

характеристических потерь энергий электронов. Будучи недифракционным по своей природе, новый метод позволяет анализировать глубокие стадии радиационного или механического повреждения поверхности.

Во введении обосновывается также необходимость изучения упругой деформации и изменений структуры поверхностных атомных слоев при прямом механическом воздействии на образец. Вся совокупность экспериментальных данных по структуре и атомной динамике поверхности указывает на пониженную устойчивость поверхностных атомных слоев, поэтому следует ожидать значительных эффектов действия внешней нагрузки. Особый интерес вызывает трансформация рельефа деформируемой поверхности. Анализ показывает, что минимум энергии деформируемой поверхности реализуется при шероховатой форме ее рельефа. Энергетический критерий является физической основой различных явлений. К таковым относится явление образования островковых структур в современных технологиях гетероэпитаксии. При этом остается еще ряд нерешенных вопросов в этом чрезвычайно важном для нанoeлектроники разделе физики поверхностных структур. Исследование эффектов прямого механического воздействия на поверхность служит одним из путей решения упомянутых вопросов.

Обращается внимание на то, что результатом действия нагрузки в ряде случаев оказывается усиление диффузионного массопереноса на поверхности, который, таким образом, оказывается ведущим механизмом формирования деформационной шероховатости. В связи с этим ставится задача прямого наблюдения динамики рельефа деформируемой поверхности.

Первая глава посвящена обсуждению основных экспериментальных методов, используемых в диссертационной работе, а также обзору экспериментальных результатов, полученных этими методами. Мы начинаем с ретроспективного обзора работ, посвященных развитию метода СХПЭЭ.

Впервые характеристические потери при отражении электронов (ХПЭ) от поверхности металлов были обнаружены Рудбергом в 1929 г. В 1936 г. он же исследовал спектры ХПЭ для ряда оксидов (BaO , CaO , SrO , MgO) и обнаружил, что этим методом можно зарегистрировать наличие на поверхности незначительное количество атомов щелочного металла.

Фактически им был открыт высокочувствительный метод анализа поверхности твердого тела. Первая работа по ХПЭ, выполненная методом прострела тонких пленок, была опубликована в 1941 г. Рутеманом. В последующем метод ХПЭ стал весьма распространенным средством изучения твердого тела, особенно после того, как в 1949 г Мелленштедт предложил новый метод энергоанализа. Впервые интерпретация узких кратных пиков ХПЭ для ряда металлов и полупроводников, как потерь на возбуждение коллективных колебаний плотности электронного газа относительно ионных остовов решетки, была дана Бомом и Пайнсом в 1952 г. Как хорошо известно из физики газоразрядной плазмы, частота ω_p коллективных колебаний электронной компоненты плазмы относительно менее подвижных ионов определяется формулой Ленгмюра:

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n e^2}{m} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где n - плотность электронов, участвующих в плазменном колебании, m, e - (эффективная) масса и заряд электрона. В твердотельной плазме, подчиняющейся квантовым законам, эти колебания имеют дискретный спектр энергий. Дальнейшее развитие теории этих колебаний и их взаимодействий с возбуждающими электронами позволяет в настоящее время надежно интерпретировать спектры ХПЭЭ и их изменения при изменениях условий эксперимента. В частности, в элементарных актах возбуждения плазмонов (квантов колебаний электронной плазмы) выполняются законы сохранения энергии и импульса.

В 1957 г. Ритчи предсказал существование поверхностных мод колебаний на частоте $\omega_{ps} = \omega_p / \sqrt{2}$. Флуктуации заряда, связанные с поверхностными колебаниями, локализованы на самой границе, так что эти потери наиболее чувствительны к состоянию поверхности. В дальнейшем была развита и теория, описывающая зависимость частоты поверхностных плазменных колебаний от их длины волны, т.е. дисперсию. Однако, эта теория содержит неопределенности, связанные с выбором граничных условий для электронной плазмы на границе металл-вакуум, так что надежность ее применения

гарантирована лишь в длинноволновом приближении. В таком случае разумно с самого начала ограничиться локальным длинноволновым приближением для описания переходного слоя, что и явилось одной из задач диссертационной работы.

Что касается метода ДМЭ, то история его развития и теоретические основы не являются предметом непосредственного интереса в данной работе. Однако результаты, полученные этим методом, и в настоящее время составляют основной массив данных о структуре и атомной динамике поверхности многих кристаллов. Анализ этого массива данных приводит к выводу, что структура и динамика кристаллической решетки вблизи границы кристалла существенно отличаются от соответствующих характеристик объема, а общая тенденция наблюдаемых отклонений такова, что следует ожидать уменьшения устойчивости решетки вблизи границы. Этот вывод повышает значимость изучения структуры и атомной динамики решетки на поверхности, расширения круга объектов, доступных исследованию (в том числе методом СХПЭЭ), а также позволяет ожидать значительные эффекты внешних воздействий на поверхностные атомные слои.

Вторая глава посвящена изложению методики эксперимента. Большинство экспериментов проводилось в высоковакуумном электронном спектрометре с электростатическим анализатором энергий электронов LN-10 фирмы Leybold-Heгаeus, позволяющей исследовать и контролировать состояние поверхности комплексом современных методов - ДМЭ, СХПЭЭ, электронной Оже-спектроскопии (ЭОС) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Этот спектрометр включает в себя следующие конструкционные группы: анализатор энергии, источники возбуждения, вакуумную систему, устройство для крепления образца и манипуляции им. Нами также разработано устройство для нагрева и механического нагружения образца непосредственно в камере спектрометра. С помощью этого нагружающего устройства достигается двухосное плоско-напряженное состояние образца (мембранный случай). В наших опытах максимальная нагрузка достигала значения 10^9 Па.

Источник электронов (электронная пушка) позволяет получить электронный пучок с энергией от 0 до 5 кэВ при токе от 0 до 10 мкА. Диаметр

электронного пучка - порядка 200 мкм. Стабильность работы источника (моноэнергетичность пучка) $\Delta E/E < 10^{-5}$. Полусферический электростатический энергоанализатор с системой линз позволяет изучать спектр вторичных электронов в интервале энергий от 0 до 2 кэВ. Запись спектра и анализ могут проводиться в двух режимах $\Delta E = const$ и $\Delta E/E = const$. Энергетическое разрешение при втором режиме работы достигает $\Delta E/E = 10^{-4}$, при этом угловое - не хуже 1° .

Дифрактометр ДМЭ состоит из полусферического экрана, покрытого флуоресцирующим составом, электронной пушки, расположенной в середине экрана и четырех concentрических сеток. Электронная оптика, образованная четырьмя сетками, может работать в двух режимах: ДМЭ и ЭОС. Электронная пушка позволяет получать устойчиво управляемый в разных режимах, узконаправленный, моноэнергетический электронный пучок ($\Delta E/E = 10^{-5}$). Электронно-оптическая система позволяет обеспечить фокусировку электронного пучка во всем рабочем интервале энергий. Регистрация картин ДМЭ на экране осуществлялась фотографическим способом.

Образцы для изучения температурных и энергетических зависимостей в спектрах ХПЭЭ, а также проведения опытов с нагружением вырезались из монокристаллической заготовки Ge (р- и n-типа) в виде круглых пластинок диаметром 30 мм и толщиной 0,2-0,3 мм. Требуемая ориентация плоской поверхности (111) выводилась методом рентгеновской дифракции. Исследуемая поверхность подвергалась механической шлифовке и полировке, затем химическому травлению в смеси плавиковой, азотной и уксусной кислот для снятия наклепанного слоя. Отклонение от требуемой ориентации поверхности образцов, подготовленных к экспериментам, не превышало 1° . Дальнейшая обработка образцов осуществлялась непосредственно в вакуумной камере спектрометра и заключалась в многократном повторении циклов ионной бомбардировки с последующим отжигом (ИБО). В процессе подготовки поверхности и на всех этапах экспериментов химический состав поверхности и температура контролировались методами ЭОС и ДМЭ.

Третья глава посвящена изложению теории дисперсии поверхностных плазменных колебаний в неоднородных поверхностных слоях и ее применению к анализу структуры переходных слоев на гранях Al(111) и Ge(111)-2x8. На основе этой теории дисперсии разработана также адиабатическая теория теплового уширения поверхностного плазменного пика. С ее помощью определены среднеквадратичные смещения (СКС) атомов в поверхностных слоях указанных граней.

Предлагаемая модель описывает зависимость дисперсии поверхностных плазменных колебаний от профиля электронной плотности в поверхностном слое в длинноволновом приближении, когда все неоднозначности, связанные с выбором граничных условий для электронной плазмы на границе металл-вакуум, несущественны. При достаточно больших энергиях возбуждающих электронов это приближение хорошо работает. В этом приближении, с использованием теории возмущений по степени неоднородности электронного профиля, удастся получить аналитическое решение, удобное для анализа экспериментов и оценки параметров структуры и атомной динамики поверхности.

Задача об определении частоты собственных колебаний электронной плазмы на границе металл-вакуум сводится к решению основного уравнения электростатики:

$$\operatorname{div} \vec{D} = 0, \quad (2)$$

где \vec{D} - вектор индукции электрического поля. Связь индукции с напряженностью электрического поля запишем в виде:

$$\vec{D}(\vec{x}) = \varepsilon(\omega, \vec{x}) \vec{E}(\vec{x}), \quad (3)$$

$\varepsilon(\omega, x)$ - диэлектрическая функция, что соответствует так называемому локальному приближению, которое справедливо, если электрическое поле слабо меняется на расстояниях порядка радиуса экранирования Томаса-

Ферми λ_{TF} . Фактически это укладывается в рамки принятого нами длинноволнового приближения.

В рассматриваемой модели считается, что электронная плотность в поверхностном слое зависит лишь от z - координаты, ориентированной перпендикулярно границе, а для диэлектрической функции используется приближение газа свободных электронов:

$$\varepsilon(\omega, z) = 1 - \frac{4\pi e^2 n(z)}{\omega^2}, \quad (4)$$

где $n(z)$ - электронная плотность. В вакууме мы полагаем $\varepsilon = 1$. Относительно электронного профиля мы принимаем следующее допущение: при переходе из вакуума на границе металла электронная плотность скачком достигает некоторого поверхностного значения n_s , а затем, плавно меняясь, на глубине d приближается к объемному значению n_b .

В рамках теории возмущений по параметру неоднородности $|\varepsilon'd/\varepsilon| \ll 1$ получено следующее выражение для частоты поверхностных плазменных колебаний:

$$\omega_s^2 = \frac{\omega_{pb}^2}{2} (1 + \Delta(k)), \quad (5)$$

где

$$\Delta(k) \equiv \int_0^d \frac{n'(z)}{n_b} e^{-2kz} dz. \quad (6)$$

Далее рассматриваются два предельных случая.

1. $kd \ll 1$. В этом случае дисперсионная зависимость (5) может быть аппроксимирована линейной функцией

$$\omega_s^2 \sim \omega_{pb}^2 / 2 + \alpha k, \quad (7)$$

где

$$\alpha = \omega_{pb}^2 \int_0^d \frac{n(z) - n_b}{n_b} dz, \quad (8)$$

причем в зависимости от избытка ($\alpha > 0$) или недостатка ($\alpha < 0$) электронов в поверхностном слое можно различать два варианта дисперсионной зависимости (рис.1).

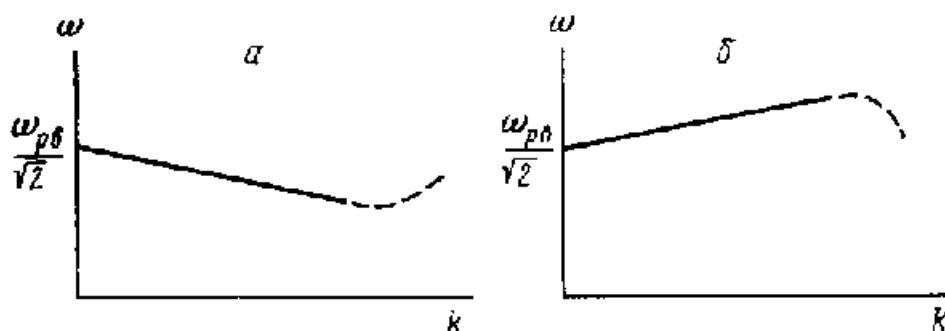


Рис.1. Дисперсионная зависимость поверхностного плазмона при недостатке (а) и избытке (б) электронов в поверхностном слое.

2. $kd \gg 1$. В этом случае линейная аппроксимация перестает быть справедливой и возможно появление немонотонностей на дисперсионной зависимости, что показано на рис.1 пунктиром. Таким образом, немонотонности отражают рельеф электронной плотности в поверхностном слое.

Рассмотренная теория была использована для оценки плотности приповерхностных слоев граней Al(111) и Ge(111)-2x8. Экспериментально изучалась зависимость энергетического положения поверхностного плазменного пика от энергии первичных электронов, которая, очевидно, является проявлением дисперсии поверхностных плазменных колебаний, и

эта дисперсия была определена. В обоих случаях качественно она оказалась соответствующей рис.1 (а), т.е. пониженной плотности поверхностного слоя. По наклону линейного участка и положению участка немонотонности на дисперсионной зависимости были получены оценки параметров переходного слоя. Переходный слой толщиной 1,5 нм грани Al(111) имеет пониженную на 5% плотность решетки по сравнению с объемом кристалла. Это разуплотнение мы объясняем статической релаксацией поверхности, которая заключается в изменении геометрических параметров решетки вблизи свободной границы и реализует минимум свободной энергии поверхности. Такое явление характерно для поверхностей металлов. Переходный слой грани Ge(111)-2x8 также разуплотнен на величину порядка 5%, однако толщина его меньше - 0,5 нм. В отличие от металлических поверхностей, для полупроводников характерно явление реконструкции - изменение кристаллической структуры 1-2 поверхностных атомных слоев, также сопровождающееся эффективным понижением плотности решетки. В данном случае пониженную плотность поверхностного слоя мы связываем именно с реконструкцией.

Возможности предложенной теории дисперсии поверхностных плазменных колебаний не ограничиваются определением статической структуры кристаллической решетки поверхности. Она может быть использована также для оценки параметров атомной динамики. Температурную зависимость полуширины поверхностного плазменного пика мы связываем с термическими колебаниями атомов в поверхностном слое. Эту связь мы устанавливаем явно в адиабатическом приближении, которое здесь обосновано, поскольку частота плазменных колебаний на три порядка превышает частоту колебаний атомов. Вводя собственную полуширину плазмона γ_0 , обусловленную различными каналами распада, не зависящими от температуры, наблюдаемую полуширину Γ_s представим в виде:

$$\Gamma_s^2 = \gamma_0^2 + \sigma^2(T). \quad (9)$$

Для зависящего от температуры вклада в полуширину поверхностного плазменного пика на основе дисперсионной зависимости (8) в адиабатическом приближении получено выражение:

$$\sigma^2 = \frac{\omega_{pb}^2}{4} \frac{(\exp(2ka) - 1)^2}{\exp(2ka)(\exp(2ka) + 1)} \frac{\langle u_s^2 \rangle}{a^2}, \quad (10)$$

где a - межплоскостное расстояние. Обработка экспериментальных температурных зависимостей полуширины с использованием соотношения (10) позволяет получить оценку СКС атомов на поверхности. Полученные таким образом величины СКС на поверхностях Al(111) и Ge(111)-2x8 в 3-5 раз превышают соответствующие значения в объеме кристалла. Для сравнения укажем, что метод ДМЭ дает для СКС на поверхности Ge(111)-2x8 величину лишь вдвое превышающую объемное значение. Более высокое значение СКС, полученное нами, становится понятным, если принять во внимание наличие неупорядоченных областей на поверхности, которые не дают вклада в картины ДМЭ, но оказываются доступными изучению методом СХПЭЭ. Таким образом, метод СХПЭЭ является надежным инструментом анализа структуры и атомной динамики, в том числе неупорядоченных участков поверхности.

Четвертая глава посвящена изложению результатов по изучению кинетики дефектообразования и залечивания радиационных дефектов, образующихся в процессе бомбардировки поверхности Ge(111)-2x8 ионами аргона, полученных впервые методом СХПЭЭ. В качестве дополнительного использовался также метод ДМЭ, который, однако, не пригоден для количественного анализа при высокой степени повреждения поверхности. Мы пользуемся тем, что энергетическое положение поверхностного плазменного пика в спектре ХПЭЭ весьма чувствительно к эффективной плотности приповерхностного слоя и практически не зависит от степени его упорядоченности. Энергетический сдвиг ΔE_s поверхностного плазменного пика пропорционален изменению электронной плотности, а значит и изменению плотности кристаллической решетки Δn_s в поверхностном слое:

$$\frac{\Delta n_s}{n_s} = 2 \frac{\Delta E_s}{E_s}. \quad (11)$$

Исходная поверхность Ge(111)-2x8 готовилась путем многократного повторения циклов ионной бомбардировки с последующим отжигом (ИБО). В

процессе опыта варьировались энергия падающих ионов и ток ионного пучка. Площадь сканируемого участка поверхности составляла 1 см^2 , угол падения ионного пучка по отношению к нормали составлял 60° . Изучалось влияние ионной бомбардировки и температуры образца на спектры ХПЭЭ в целом и в особенности - на энергетическое положение плазменных пиков. На рис.2 показаны энергетические смещения плазменных пиков при одном полном цикле ИБО.

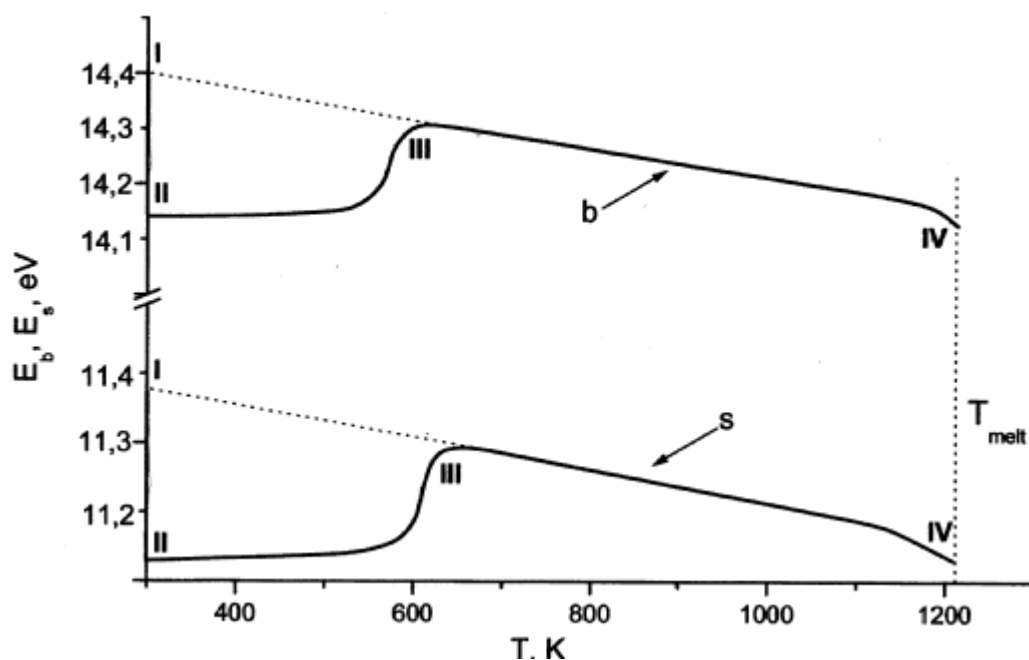


Рис.2. Энергетические сдвиги поверхностного и объемного плазменных пиков при одном полном цикле ИБО.

Стартуя с начального состояния (точка I) после значительной дозы облучения (температура комнатная) приходим к состоянию II с максимальным разуплотнением поверхности. После этого ионный источник выключается и начинается отжиг образца. Медленное повышение температуры образца вплоть до 550°K не приводит к заметному изменению энергетических положений пиков и лишь вблизи точки III наблюдается их скачкообразное восстановление. Мы полагаем, что здесь имеет место фазовый переход беспорядок-порядок в достаточно толстом поверхностном слое не менее 3 нм (глубина локализации объемного плазмона). Отметим, что на ювенильной

поверхности Ge(111)-2x8 в той же температурной области наблюдается обратный фазовый переход порядок-беспорядок, затрагивающий, однако, более тонкий поверхностный слой порядка 0,5 нм. Дальнейшее нагревание образца вплоть до температуры плавления (точка IV) приводит к плавному понижению энергий плазменных пиков, которое очевидно связано с эффектом термического расширения. Наконец, остывание образца приводит к плавному линейному восстановлению исходного состояния (точка I).

На рис.3 показаны временные зависимости (начиная с момента включения ионного источника) энергетического сдвига поверхностного плазменного пика при разных температурах образца.

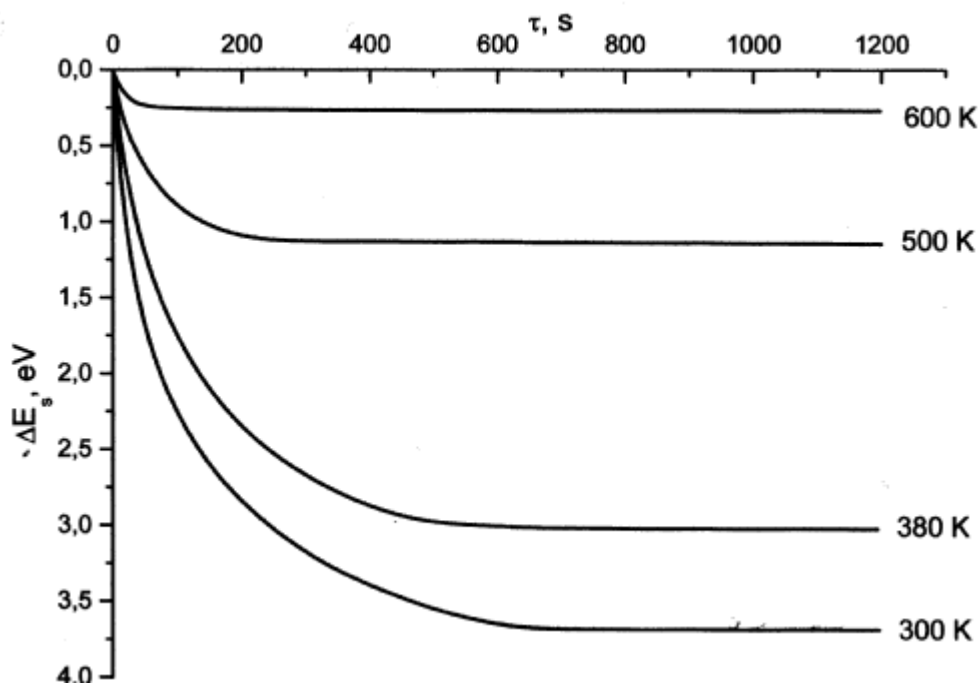


Рис.3. Временные зависимости энергетического сдвига поверхностного плазменного пика при разных температурах образца. $E_i = 3кэВ$.

С течением времени величина энергетического сдвига выходит на насыщение, уровень которого зависит от температуры образца. Наличие сильной температурной зависимости в наблюдаемой кинетике может быть объяснено только вкладом фактора залечивания, который имеет характер термоактивационного процесса. В качестве основного физического механизма залечивания мы рассматриваем поверхностную диффузию. Кинетические параметры этого процесса мы определяем из кинетического

баланса в стационарном режиме на рис.3. Пусть Δn_m - максимальное разуплотнение участка поверхности, связанное с одним радиационным дефектом. Для указанной на рис.3 энергии ионов, площадь повреждения поверхности, связанного с одним радиационным дефектом составляет примерно $1 \times 1 \text{ нм}^2$. При этом часть атомов поверхности оказывается в слабо связанном состоянии, образуя необходимую для залечивания диффузионную массу. Мы полагаем, что радиационное повреждение не является термоактивационным процессом. Обратный процесс залечивания радиационного дефекта моделируем простым законом с одним временным параметром τ , определяющим его скорость:

$$\Delta n_s = \Delta n_m e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (12)$$

Параметр времени τ , поскольку речь идет о диффузии, имеет температурную зависимость:

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{Q}{kT}}. \quad (13)$$

Энергию активации Q определим, рассматривая баланс двух упомянутых конкурирующих процессов в стационарном режиме при $t \rightarrow \infty$. В приближении малой скважности κ_0 ионного тока (в расчете на один дефект) для асимптотического разуплотнения получаем:

$$\Delta n_\infty = \Delta n_m \left(1 - \frac{\kappa_0}{\tau} \right). \quad (14)$$

Из сопоставления этого выражения с экспериментальными значениями энергетического сдвига ΔE_∞ при разных температурах (рис.3) находим: $Q = 0,3 \text{ эВ}$. Этот результат следует сопоставить с активационным барьером поверхностной самодиффузии для ювенильной поверхности Ge(111)-2x8: $Q_0 = 1 \text{ эВ}$, который лимитируется процессом термоактивационного рождения пары адатом-вакансия, и потому несколько выше. Таким образом, низкий

активационный барьер диффузии адатомов на поверхности Ge(111) обеспечивает эффективность залечивания радиационных дефектов в процессе ионной бомбардировки.

Пятая глава посвящена изучению влияния механической нагрузки на структуру грани Ge(111) методом ДМЭ. В картинах ДМЭ наиболее подробно изучалось поведение под нагрузкой дифракционных рефлексов типа (20), соответствующих третьей координационной сфере обратной решетки - это ближайшие к центру картины рефлексы, не заслоняемые нагружающим устройством. Эти рефлексы имеют резкий максимум примерно при $E_p = 240 \text{ эВ}$ (для ненагруженного образца). Отметим, что значение энергии максимума неодинаково (отклонение в пределах 2 эВ) для различных рефлексов одного типа. Нарушение симметрии картины мы связываем с небольшим (в пределах 1°) отклонением от выбранной ориентации грани (111). На рис.4 и 5 приведены для сравнения картины ДМЭ, соответственно, для ненагруженного образца и образца под нагрузкой.

Обнаружены три эффекта воздействия нагрузки на картины ДМЭ. Первый эффект заключается в возрастании фона и уменьшении интенсивности рефлексов в максимуме (за вычетом фона) (рис.6). Второй эффект заключается в сдвиге энергетического положения дифракционных максимумов в сторону меньших энергий. Третий эффект заключается в изменении формы рефлексов - их удлинении и, частично, - в раздвоении в азимутальном направлении [21]. Указанные эффекты (прежде всего, падение интенсивности и энергетический сдвиг) в пределах погрешности одинаковы для всех рефлексов одного типа.

Изучалась обратимость указанных эффектов при снятии нагрузки. Энергетический сдвиг практически обратим, что указывает на его связь с упругой деформацией решетки. В то же время, уровень фона, интенсивность и форма дифракционных рефлексов восстанавливались лишь частично.

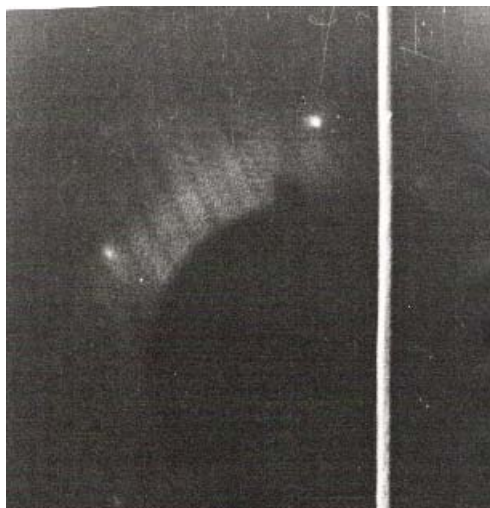


Рис.4. Картина ДМЭ от грани Ge(111). $E_p = 235 \text{ эВ}$, $\sigma = 0$.



Рис.5. Картина ДМЭ от грани Ge(111). $E_p = 235 \text{ эВ}$, $\sigma = 2,5 \cdot 10^8 \text{ Па}$.

Для количественной оценки упругой деформации, связанной с энергетическим сдвигом, мы воспользовались условиями дифракции в форме Вульфа-Брэгга. Дифракционные рефлексы типа (20) расположены на угловом

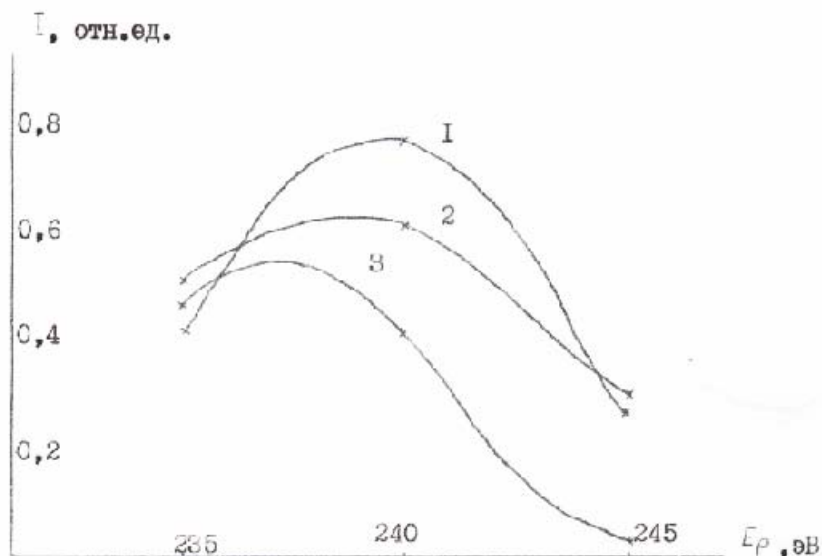


Рис.6. Влияние нагрузки на $I(E_p)$ - кривые; 1. $\sigma = 0$, 2. $\sigma = 1,2 \cdot 10^8 \text{ Па}$, 3. $\sigma = 2,5 \cdot 10^8 \text{ Па}$.

расстоянии 28° от центра дифракционной картины, а соответствующая система брэгговских плоскостей - под углом 14° , так что основной вклад в энергетический сдвиг дает деформация решетки в направлении, перпендикулярном плоскости поверхности. Оценка этой деформации дает:

$$\varepsilon_{\perp} \equiv \frac{\Delta d_{\perp}}{d_{\perp}} \cdot 100 \cong 0,25\% \quad (15)$$

при $\sigma = 3 \cdot 10^8 \text{ Па}$. Подчеркнем, что это - деформация растяжения. Таким образом, под действием изотропного латерального растяжения поверхности Ge(111) происходит расширение последней в перпендикулярном направлении, которое на атомном уровне следует понимать как отхождение поверхностных атомных слоев друг от друга.

Частично необратимый эффект - повышение уровня фона и уменьшение интенсивности дифракционных максимумов свидетельствует о повреждении поверхности Ge(111) под действием нагрузки. Для оценки масштаба этих

повреждений воспользуемся найденной эмпирически зависимостью между интенсивностью дифракционного максимума и удельной площадью повреждений поверхности:

$$I_m(\sigma) = I_{0m} e^{-2\bar{a}C(\sigma)}, \quad (16)$$

где I_{0m} - интенсивность рефлекса в отсутствие нагрузки, \bar{a} - удельная площадь повреждений поверхности (площадь повреждений в расчете на один дефект), $C(\sigma)$ - концентрация дефектов, возникших под действием нагрузки σ . Пользуясь этим соотношением, получаем, что падение интенсивности дифракционного максимума примерно на 40% (см. рис.6) соответствует повреждению порядка 20% площади поверхности. Что касается характера этих повреждений, то из сопоставления этого результата с данными, полученными независимо методом СХПЭЭ, мы приходим к выводу, что основной вклад в повреждение связан с образованием точечных дефектов, прежде всего, - вакансий и адатомов. Другой значительный вклад в повреждение поверхности, как указывает анизотропное уширение дифракционных рефлексов, связан с образованием ступенчатой структуры под действием нагрузки. Впрочем, оба эти типа повреждений тесно связаны между собой, поскольку образование ступенчатой структуры мы объясняем как результат диффузионного массопереноса на поверхности, а диффузионный массоперенос осуществляется именно адатомами. Все вместе приводит нас к выводу, что под действием изотропного латерального растяжения поверхности Ge(111) ее рельеф существенно искажается образованием шероховатости. Ниже этот вывод будет подтвержден прямыми наблюдениями деформированной грани Ge(111) методом СТМ.

Шестая глава посвящена изучению влияния механической нагрузки на топографию поверхностей Ge(111), Si(111) и поверхности фольги из аморфного сплава железа методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). В первых параграфах главы описаны теоретические основы метода (СТМ) и конструкция используемого сканирующего туннельного профилометра. Опыты проводились в атмосферных условиях. Приготовление

исследуемой поверхности образцов проводилось так же, как это описано выше: механическая шлифовка и полировка, а затем - химическая полировка.

В случае пластинок Ge(111) и Si(111) используется та же схема двухосного латерального растяжения. Острие профилометра подводится к центру образца с внешней стороны (рис.7).

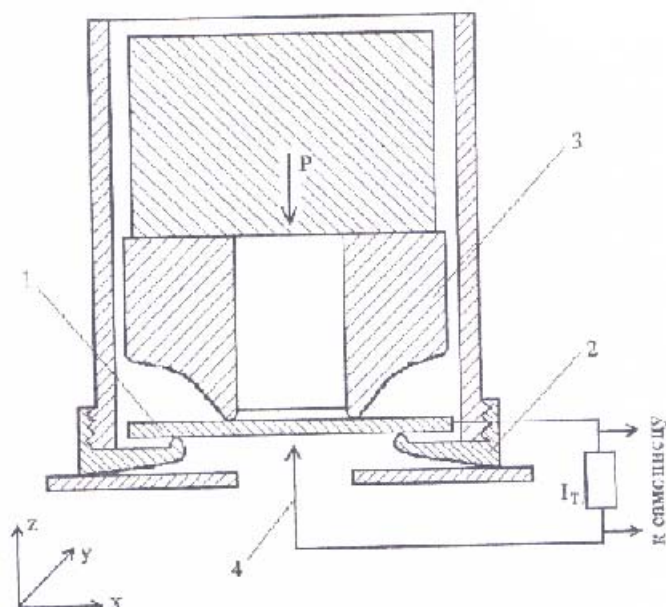


Рис.7. Схема опыта по механическому нагружению Ge и Si.

Результаты одной экспериментальной серии для Ge(111) приведены на рис.8.(а-в). Топограмма рис.8.(а) соответствует исходной ненагруженной поверхности. Наблюдение исходной поверхности велось в течение часа и практически никаких ее изменений не наблюдалось. Это, в частности, свидетельствует о том, что воздействие большого электрического поля острия и текущие окислительные процессы в данном случае не влияют на форму поверхности. При постепенном повышении нагрузки никаких крупномасштабных изменений топографии не наблюдается. Лишь при достижении критической нагрузки порядка 0,1ГПа на поверхности возникает крупномасштабная структура, имеющая форму хребта (рис.8.(б)).

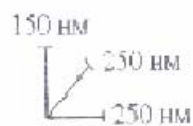
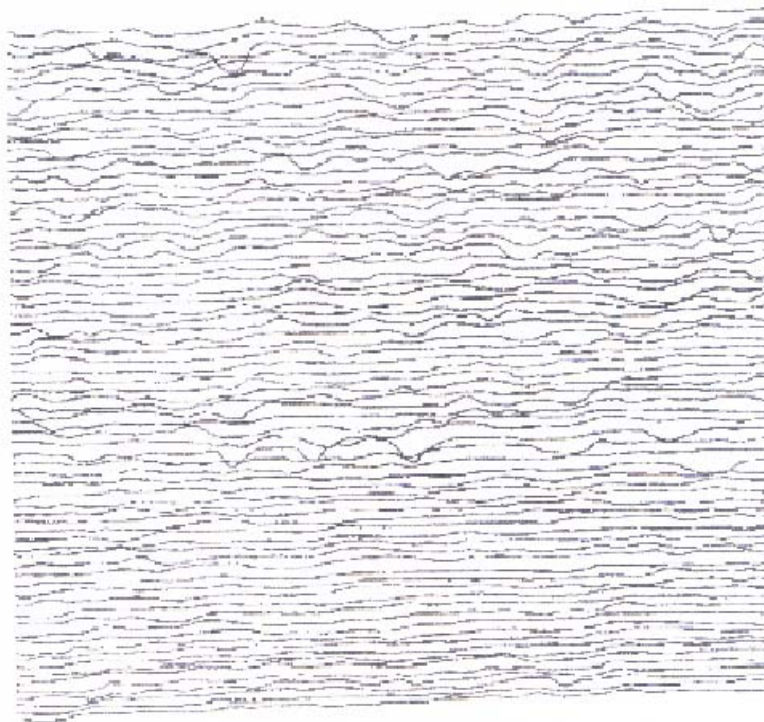


Рис.8.(а). Топография исходной поверхности Ge(111)

Возникает она сразу после очередного увеличения нагрузки до критического значения. Последующий анализ показал, что ориентация этого образования согласована с кристаллографией поверхности, а именно: хребет ориентирован вдоль направления легкого скольжения кристалла Ge - вдоль плоскости типа (110). В дальнейшем подобные, уединенные крупномасштабные структуры наблюдались при той же нагрузке неоднократно. Далее с течением времени наблюдается постепенное нарастание амплитуды шероховатости по всей сканируемой площадке до уровня порядка 20-30 нм по вертикали и 200-300нм по горизонтали. Этот уровень шероховатости оказался устойчивым: при дальнейшем наблюдении в течение часа картина не менялась.

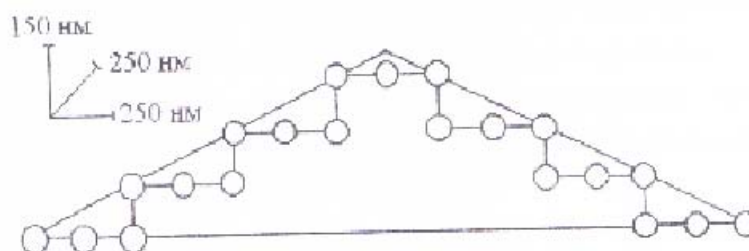
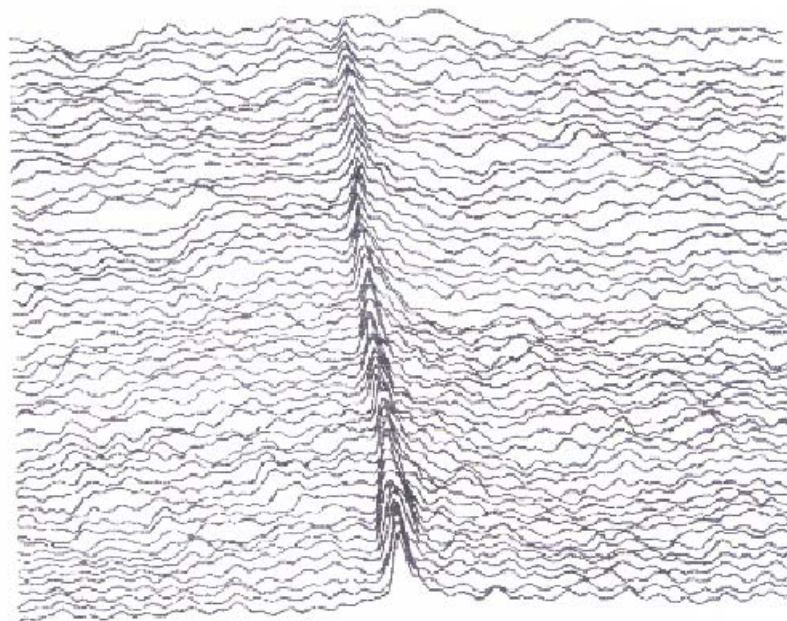


Рис.8.(б). Поверхность Ge(111) сразу после приложения критической нагрузки $\sigma = 0,1 \text{ ГПа}$.

В ряде случаев наблюдалось возникновение квазиупорядоченных структур (рис.8.(в)). Они, однако, не являются стабильными и за время порядка десятка минут хаотизируются. При снятии нагрузки за время порядка нескольких часов уровень шероховатости снижается практически до исходного. Таким образом, можно говорить о квазиобратимости эффекта.

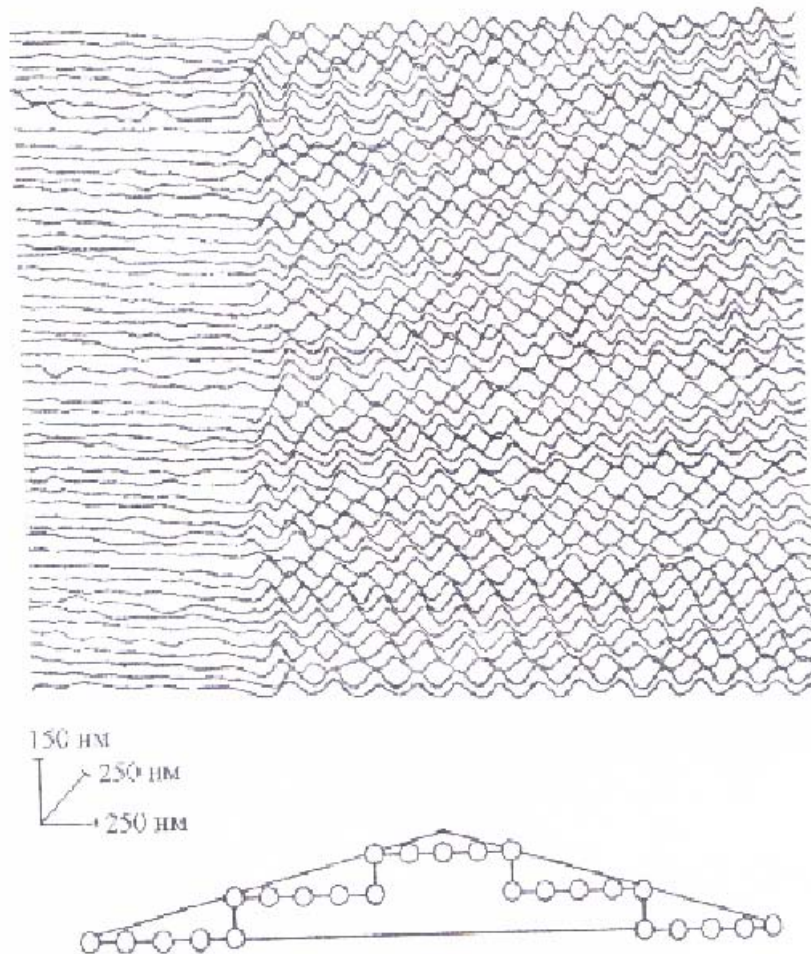


Рис.8.(в). Квазиупорядоченная структура на деформированной поверхности Ge(111).

Подчеркнем особенности обнаруженного эффекта действия нагрузки на поверхности Ge(111):

- критический характер зависимости от нагрузки;
- образование крупномасштабных особенностей рельефа;
- плавный рост шероховатости до уровня порядка десятков нанометров по вертикали;
- гомогенный характер шероховатости;
- квазиобратимость эффекта: шероховатость релаксирует за время порядка нескольких часов.

В седьмой главе обсуждаются физические механизмы формирования деформационного рельефа. В качестве основного физического механизма

формирования деформационной шероховатости на поверхности Ge(111) мы рассматриваем поверхностную диффузию. Эффективность диффузионного фактора обеспечивается низкой энергией активации поверхностной диффузии на указанной поверхности (~ 1 эВ), ее понижением на ступенчатом рельефе, если таковой имеется изначально, а также усиливающим действием внешней нагрузки. Усиливающее действие нагрузки проявляется в возникновении концентраторов деформаций у оснований имеющихся особенностей рельефа. Эта повышенная деформация имеет в основном характер сдвига и возникает как результат несоответствия постоянной решетки в объеме кристалла (подложке) и в самом бугорке. Для средней деформации в объеме кристалла $\varepsilon_b \sim 0,1\%$ (что соответствует уровню нагрузки в наших опытах) деформация несоответствия достигает величины $\varepsilon_{сдв} \sim 10\%$, которая критична по отношению к сдвигу. Совместное действие указанных факторов обеспечивает диффузионную массу, необходимую для объяснения пространственно-временных параметров деформационной шероховатости. Вторым вопросом, который возникает вслед за этим - направление диффузионного массопереноса в сторону роста шероховатости. Обоснование такого направления диффузионного потока получено в рамках энергетического критерия в формировании рельефа деформируемой поверхности. Выигрыш в энергии при этом достигается за счет сброса упругой энергии в некотором приповерхностном слое, а проигрыш - за счет увеличения площади шероховатой поверхности. Анализ энергетического баланса показывает, что имеется область пространственных масштабов шероховатости, на которых реализуется выигрыш в энергии. Полученные оценки согласуются с экспериментально наблюдаемыми параметрами деформационной шероховатости.

Энергетический баланс является определяющим в формировании пространственной структуры поверхности независимо от физических механизмов массопереноса. Подтверждение этому мы находим в динамике рельефа деформированных поверхностей Si(111) и фольг из аморфных сплавов, которые предварительно подвергались механической полировке. При этом поверхностный слой толщиной ~ 1 мкм изначально является дефектным и «подготовленным» к последующим трансформациям под

нагрузкой. Нами изучалось действие нагрузки на механически полированные поверхности Si(111) и фольг из аморфного сплава $Fe_{70}Cr_{15}B_{15}$. В обоих случаях за время ~ 1 часа формируется стабильная трещиноподобная структура рельефа. При этом на промежуточных стадиях наблюдается постепенная «деградация» поверхности, которая начинается с мелкомасштабных флуктуаций на нанометровом уровне, а затем охватывает большие масштабы. При этом структура рельефа имеет ярко выраженный фрактальный характер в интервале масштабов 1-1000 нм (по высоте). Это означает, что имеются особенности всех размеров из указанного интервала с соответствующими весами. Последняя стадия носит характер кооперативного процесса, охватывающего весь сканируемый участок поверхности, а направление этого процесса как раз задается принципом минимума энергии.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы:

1. Разработаны теоретические основы нового экспериментального метода анализа структуры и атомной динамики поверхности - метода СХПЭЭ на поверхностных плазмонах.
2. Впервые метод СХПЭЭ применен для изучения структуры и атомной динамики граней (111) алюминия и германия. Обнаружено статическое понижение плотности поверхностного слоя, которое в случае поверхности Al(111) интерпретировано как проявление релаксации геометрических параметров кристаллической решетки, а в случае грани Ge(111)-2x8 - как результат ее реконструкции вблизи свободной границы. Определено значение среднеквадратичных смещений атомов в поверхностном слое. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с результатами независимых измерений методом ДМЭ.
3. Впервые методом СХПЭЭ изучена кинетика радиационного повреждения и отжига радиационных дефектов в процессе ионной бомбардировки поверхности Ge(111). Определены кинетические параметры процесса залечивания. Обнаружено значительное снижение энергетического барьера залечивания радиационных дефектов по сравнению с энергетическим барьером самодиффузии на неповрежденной поверхности.

4. Разработана экспериментальная методика механического нагружения полупроводниковых кристаллов в сверхвысоком вакууме, предусматривающая их эффективный отжиг. Впервые методом ДМЭ изучено влияние двухосного изотропного растяжения на структуру поверхности Ge(111). Обнаружены следующие эффекты действия нагрузки:
- упругое расширение поверхностного слоя решетки в направлении, перпендикулярном плоскости поверхности;
 - интенсивное дефектообразование на деформированной поверхности. Сопоставление с данными, полученными методом СХПЭЭ, позволяет заключить, что основной вклад в повреждение поверхности связан с образованием точечных дефектов - вакансий, адатомов;
 - образование протяженных дефектов структуры поверхности - атомных террас, наличие которых, в свою очередь, свидетельствует об искажении рельефа деформированной поверхности Ge(111).
5. Впервые методом СТМ изучено влияние механической нагрузки на топографию поверхности ряда металлов и полупроводниковых кристаллов. На поверхности Ge(111) обнаружено квазиобратимое увеличение шероховатости до уровня порядка 20-30 нм. Зависимость эффекта от нагрузки носит критический характер. На поверхностях Si(111) и $Fe_{70}Cr_{15}B_{15}$ обнаружено возникновение трещиноподобных структур.
6. Обоснована диффузионная модель формирования деформационного рельефа на поверхности Ge(111). Получены оценки пространственных параметров деформационной шероховатости в рамках принципа минимума энергии. Показано, что этот принцип также является определяющим в формировании рельефа деформируемых поверхностей Si(111) и аморфного сплава $Fe_{70}Cr_{15}B_{15}$.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Корсуков В.Е., Лукьяненко А.С., Светлов В.Н. Электронная плотность и термическое расширение поверхности алюминия, измеренные методом

- характеристических потерь энергий электронов. - Поверхность, 1983, №11, с.28-37.
2. Korsukov V.E., Lukyanenko A.S. The Surface Relaxation of Al as Determined by Electron Energy Loss Spectroscopy. - Z.Phys. B53, 1983. P.143-150.
 3. Горобей Н.Н., Лукьяненко А.С. О кинетике термоактивированного распада химических связей. - Ж. Физ.Химии, 1986, т.LX, в.8, с.1877-1880.
 4. Гиляров В.Л., Петров В.А., Сабиров Р.Х., Лукьяненко А.С. Влияние квантовой статистики на низкотемпературную прочность одномерных кристаллов. - ФТТ, 1986, т.28, №8, с.1332-1337.
 5. Корсуков В.Е., Лукьяненко А.С., Патриевский П.В., Светлов В.Н. Среднеквадратичные амплитуды колебаний атомов на поверхности Al(111), измеренные методом спектроскопии поверхностных плазмонов. - Поверхность, 1987, №5, с.27-31.
 6. Корсуков В.Е., Князев С.А., Лукьяненко А.С., Назаров Р.Р., Патриевский П.В., Шерматов М. Трансформация поверхности Ge(111) во внешнем механическом поле. - ФТТ, 1988, т.30, в.8, с.2380-2386.
 7. Корсуков В.Е., Лукьяненко А.С., Назаров Р.Р., Патриевский П.В., Чивиксин Я.Е. Изучение деформации поверхности Ge(111) под действием внешней нагрузки методами характеристических потерь энергий электронов и дифракции медленных электронов. - Поверхность, 1988, №2, с.69-76.
 8. Бакулин Е.А., Корсуков В.Е., Лукьяненко А.С., Назаров Р.Р., Степин Е.В., Степанов Ю.П., Соколова Т.В., Шер Э.М. Характеристические потери энергии электронов в $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$ и Y_2BaCuO_5 . - ФТТ, 1989, т.31, в.2, с.233-235.
 9. Назаров Р.Р., Корсуков В.Е., Лукьяненко А.С., Шерматов М. Определение коэффициента термического расширения поверхности (111) германия методом спектроскопии характеристических потерь энергии электронов. - Поверхность, 1990, №1, с.97-101.
 10. Журков С.Н., Корсуков В.Е., Лукьяненко А.С., Обидов Б.А., Светлов В.Н., Смирнов А.П. Трансформация механически нагруженной поверхности Ge(111). - Письма в ЖЭТФ, 1990, т.51, в.6, с.324-326.

11. Корсуков В.Е., Лукьяненко А.С., Обидов Б.А., Светлов В.Н. Трансформация механически нагруженной поверхности аморфного сплава $Fe_{70}Cr_{15}B_{15}$. - Письма в ЖЭТФ, 1992, т.55, в.10, с.595-597.
12. Корсуков В.Е., Лукьяненко А.С., Обидов Б.А., Светлов В.Н., Степин Е.В. Рост шероховатости на поверхности фольги из аморфного сплава $Fe_{70}Cr_{15}B_{15}$ как отклик на растягивающую нагрузку. - Письма в ЖЭТФ, 1993, т.57, в.6, с.343-345.
13. Горобей Н.Н., Лукьяненко А.С. Классические степени свободы и измерения в квантовой механике. УФЖ, 1994, №6, с.761.
14. Корсуков В.Е., Князев С.А., Лукьяненко А.С., Назаров Р.Р., Обидов Б.А., Степин Е.В., Светлов В.Н. Зарождение разрушения в поверхностных слоях Ge и Si. - ФТТ, 1996, т.38, №1, с.113-121.
15. Korsukov V., Lukyanenko A., and Obidov B. Formation of nanoscale structures on the Ge(111) surface under mechanical loading. - Surface Rev. and Lett., 1998, v.5, №1, p.37-42.
16. Корсуков В.Е., Князев С.А., Лукьяненко А.С., Обидов Б.А. Особенности упругой деформации поверхности Ge(111) при механическом нагружении. - ФТТ, 1999, т.41, в.4, с.641-644.
17. Горобей Н.Н., Князев С.А., Корсуков В.Е., Лукьяненко А.С., Обидов Б.А., Харциев В.Е. Самоподобие в структуре рельефа деформируемой поверхности Ge(111). - Письма в ЖТФ, 2002, т.28, в.1, с.54-56.
18. Бетехтин В.И., Бутенко П.П., Гиляров В.Л., Корсуков В.Е., Лукьяненко А.С., Обидов Б.А., Харциев В.Е. Влияние одноосного растяжения на геометрию и рельеф поверхности фольги из аморфного сплава $Fe_{77}Ni_1Si_9B_{13}$ - Письма в ЖТФ, 2002, т.28, в.1, с.60-62.
19. Горобей Н.Н., Корсуков В.Е., Лукьяненко А.С., Назаров Р.Р., Обидов Б.А. Диффузионное залечивание радиационных дефектов на поверхности Ge(111) в процессе ионной бомбардировки. - Письма в ЖТФ, 2002, т.28, в.7, с.63-68.
20. Бетехтин В.И., Горобей Н.Н., Корсуков В.Е., Лукьяненко А.С., Обидов Б.А., Томилин А.Н. Особенности дефектообразования на деформируемой поверхности кремния - Письма в ЖТФ, 2002, т.28, в.21.

21. Горобей Н.Н., Корсуков В.Е., Лукьяненко А.С., Назаров Р.Р., Обидов Б.А. Особенности структуры грани Ge(111)-2x8, измеренные методом спектроскопии характеристических потерь энергии электронов - Письма в ЖТФ, 2003, т.29, в.7.