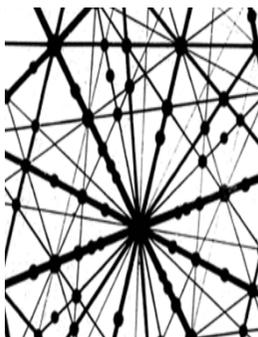




**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ им. М.В. ЛОМОНОСОВА**
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ
XXXVIII международной конференции
ПО ФИЗИКЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С КРИСТАЛЛАМИ

(Москва 27 мая – 29 мая 2008 г.)



Москва 2008

УДК 539.1.01.08
ББК 22.37.
Т29

Под общей редакцией проф. А.Ф. Тулинова
Редколлегия: В.С. Куликаускас, Г.П. Похил., Е.С. Машкова,
В.С. Черныш, Ю.А. Ермаков

Т29 Тезисы докладов XXXVIII международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами / Под ред. проф. А.Ф. Тулинова. – М.: Университетская книга, 2008. – 203 с.

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

Секция I.

ФИЗИКА ОРИЕНТАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

РАДИАЦИОННЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА МАТЕРИАЛЫ КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКИ

Л.С. Новиков
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Воздействие космической радиации на материалы и элементы оборудования космических аппаратов (КА) является одним из главных факторов, вызывающих возникновение отказов и сбоев в работе бортовых систем КА. По оценкам отечественных и зарубежных экспертов, до 80% аномалий в работе оборудования КА вызывается воздействием окружающей космической среды, при этом большая часть аномалий обусловлена радиационными воздействиями.

Принято выделять три группы радиационных эффектов, оказывающих негативное влияние на материалы и оборудование КА: эффекты полной поглощенной дозы, эффекты мощности дозы и эффекты, вызываемые одиночными заряженными частицами. Эффекты первой группы вызывают постепенное ухудшение физических свойств материалов и изготовленных из них изделий за счет накопления радиационных дефектов. Типичными примерами эффектов второй группы являются радиолюминесценция и радиационная проводимость материалов. Третья группа эффектов, чрезвычайно критичная для элементов микроэлектроники, связана с образованием в полупроводниковых и диэлектрических материалах дополнительных носителей заряда за счет прямой ионизации атомов тяжелыми ионами или за счет ионизации продуктами ядерных реакций. Возникновение подобных эффектов явилось, как это ни парадоксально, следствием технологического прогресса в микроэлектронике: в современных микросхемах с высокой степенью интеграции электрические заряды, управляющие работой микросхем, оказались сопоставимыми по величине с дополнительными вносимыми зарядами.

В докладе рассмотрены характеристики и методы модельного описания основных составляющих космической радиации в околоземном пространстве: электронов и ионов радиационных поясов Земли, солнечных и галактических космических лучей. Приведены характерные примеры радиационных воздействий разных видов на материалы и оборудование КА, дана классификация материалов по радиационной стойкости. Описаны экспериментальные и расчетные методы моделирования воздействия космической радиации на КА. Проанализированы возможности применения наноматериалов разных видов и устройств на их основе в космической технике. Сформулированы наиболее важные задачи современных и перспективных исследований в обсуждаемой области.

КАНАЛИРОВАНИЕ ИОНОВ В КВАРЦЕ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ЕГО СТРУКТУРЫ

В.К. Егоров, Е.В. Егоров
ИПТМ РАН, г. Черноголовка, 142432 Россия

В работе, на примере монокристалла кварца, сделана попытка непосредственного изучения поведения атомов в структуре пьезоэлектрика в условиях его резонансного возбуждения. Исследования выполнены методом каналирования ионов гелия в его кристаллической структуре с учетом данных рентгеноструктурного анализа, полученных без пьезоэлектрического возбуждения и в условиях резонанса. Вследствие наличия технических трудностей, эксперименты по каналированию ионов и рентгеноструктурные измерения выполнялись на разных кристаллах, однако, имевших одинаковую ориентацию, близкую к направлению [011] (так называемые кристаллы типа АТ), и одинаковую частоту резонанса $f_p=4.6$ МГц. Значительная ширина резонанса ($\Delta f/f_p=0.01$), по-видимому, явилась результатом значительного влияния на частотные свойства кристалла, несовершенства конструкции его держателя. При проведении первых измерений получено, что в области резонансного возбуждения имеет место существенное падение (более чем на 20%) интенсивности первого брегговского отражения, которое сопровождалось некоторым уширением рефлекса. Исследования по каналированию ионов показали, что в условиях приближения к резонансу полуширина и глубина лунки каналирования падают. При этом замечено, что в условиях, близких к резонансному возбуждению кристалла, наблюдается кинетика ухудшения параметров каналирования. Это дает основание полагать, что в условиях резонансного возбуждения существенно повышается вероятность локальной аморфизации структуры даже в результате поглощения аналитических доз облучения. (В тоже время, при снятии резонансного возбуждения интенсивность брегговского отражения возвращается к своему первоначальному значению.) Следовательно, амплитуда возбуждения становится критичным параметром измерений. Кроме того, выяснилось, что заряд, приносимый потоком ионов, оказывает отрицательное влияние на процесс возбуждения резонанса. В то же время кажется возможным экспериментально установить зависимость между амплитудой возбуждения кристалла и локальной амплитудой колебаний атомов в структуре.

ЭФФЕКТ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ

Д.И. Тетельбаум

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им.
Н.И. Лобачевского, г. Н.Новгород, Россия

Традиционно считается, что при ионном облучении твердых тел модификации подвергается лишь слой, толщина которого сравнима с проецированным пробегом ионов R_p . Однако, существуют неоспоримые свидетельства того, что при определенных условиях свойства твердых тел могут изменяться на расстояниях, превышающих R_p на несколько порядков величины, в частности, для образцов с толщинами, составляющими десятки и сотни мкм, в слоях, прилегающих к задней стороне облучаемого образца. Это явление, названное эффектом дальнего действия, впоследствии было обнаружено и при других видах «поверхностных» обработок, таких, как ионно-плазменная, электронно-лучевая, механическая (трение, полировка), химическая (травление) и др. Особый интерес вызвало дальнедействующее влияние облучения светом (включая инфракрасное облучение), когда прямое радиационное повреждение представляется невозможным.

Изложены основные закономерности данного явления для случаев малодозного ионного и светового облучений. К настоящему времени не предложено исчерпывающих объяснений и не построены удовлетворительные количественные модели. Однако, можно указать модели или направления их поиска, которые заведомо неприемлемы, так как противоречат экспериментальным данным. Сделана попытка рассмотреть различные виды дальнего действия с единых позиций, как различные варианты феномена, заключающегося в трансформации дефектной подсистемы при прохождении через твердое тело потока энергии. Предложена (для дискуссии) качественная модель, в которой особая роль отводится генерации упругих (ультразвуковых) волн, возникающих при ионном или световом облучении. Указаны основные нерешенные проблемы и обсуждаются пути их решения.

МИГРАЦИЯ ВОДОРОДА В ПАЛЛАДИИ: РАСЧЁТЫ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ

Ю.М. Коротеев^{1,2)}, И.П. Чернов¹⁾, О.В. Гимранова¹⁾

¹⁾Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

²⁾Институт физики прочности и материаловедения СОРАН, г. Томск, Россия

Методом линейаризованных присоединенных плоских волн в рамках теории функционала плотности с использованием обобщенного градиентного приближения выполнены первопринципные расчеты полной энергии системы Pd_{16}H (концентрация водорода ~ 6 ат. %). Вычислены барьеры миграции водорода между различными типами междоузлий ГЦК решетки металла, исследовано влияние релаксации решетки Pd на величину этих барьеров. Рассмотрена зависимость зарядового состояния примеси от её положения в объёме кристалла в процессе миграции.

Как показали расчёты, при рассмотренной концентрации водорода октаэдрическое междоузлие является энергетически более выгодным для адсорбции водорода по сравнению с тетраэдрическим. На этом основании полная энергия октаэдрического междоузлия была взята за точку отсчёта энергетических барьеров. Барьер миграции между октапорами оказался равным 1.289 эВ, что на 0.3 эВ выше соответствующего барьера между тетрапорами. Барьер миграции между окта- и тетрапорой оказался намного ниже и составил 0.189 эВ. Это означает, что миграция водорода в решетке палладия будет осуществляться по путям (траекториям), пролегающим от октапор к тетрапорам и наоборот. Влияние релаксации решетки металла наиболее значимо проявляется в тетраэдрическом междоузлии. Это объясняется тем, что тетраэдрические междоузлия имеют меньший объём и расположены ближе друг к другу, чем октаэдрические.

Находясь в октаэдрическом междоузлии, атом водорода отдаёт в решетку металла 82% своей электронной плотности, а в тетраэдрическом – 78%. Это, по-видимому, отражает тот факт, что в октапоре водород сильнее связан с палладием, чем в тетрапоре. Выходя из междоузлий в седловые точки, водород возвращает себе часть переданного им металлу электронного заряда. Таким образом, переходя из междоузлия в междоузлие, атом водорода периодически меняет своё зарядовое состояние.

ЭВОЛЮЦИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ И СПЕКТРА ВОЗБУЖДЕНИЯ ПАЛЛАДИЯ ПРИ АБСОРБЦИИ ВОДОРОДА

И.П.Чернов¹⁾, Ю.М.Коротеев²⁾, В.М.Силкин³⁾, Ю.И.Тюрин¹⁾

¹⁾ Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

²⁾ Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск, Россия

³⁾Международный физический центр, Сан-Себастьян, Испания

Методом линеаризованных присоединенных плоских волн в рамках теории функционала плотности с использованием обобщенного градиентного приближения выполнены первопринципные расчеты электронной структуры системы Pd-H. Установлено, что растворение водорода не приводит к сильному изменению электронного спектра кристалла, но значительно изменяет топологию поверхности ферми металла-растворителя. Это обстоятельство может значительно повлиять на процессы возбуждения и релаксации электронной подсистемы металл-гидрида.

Методом псевдопотенциала проведены первопринципные расчёты частотно-импульсной зависимости диэлектрической функции и функции потерь для чистого палладия и системы Pd-H. Обнаружено, что растворение водорода значительно изменяет мнимую часть диэлектрической функции металла, увеличивая способность электронной подсистемы поглощать энергию внешнего воздействия (например, облучения). Полученные результаты указывают на возникновение под действием облучения осциллирующей электронной плотности, создающих сильные ($E \sim 10^{10}$ В/м) локальные ($L \sim 10^{-10}$ м) электрические поля во всем образце. С наибольшим эффектом эти поля будут воздействовать на легкую компоненту системы, т.е. на водород, приводя его в движение.

Таким образом показано, что присутствие водорода в металле значительно изменяет способность его электронной подсистемы поглощать энергию ионизирующего излучения. Возбуждая плазменные колебания электронной плотности, ионизирующее излучение может стимулировать миграцию водорода в объёме металла и, как следствие, приводить к его выходу из образца.

Работа поддержана грантом аналитической ведомственной целевой программы “Развитие научного потенциала высшей школы” министерства образования России.

ЭЛЕКТРОННАЯ И АТОМНАЯ СТРУКТУРА СИСТЕМЫ Zr-He

Ю.М.Коротеев¹⁾, О.В.Лопатина²⁾, И.П.Чернов²⁾

¹⁾ Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск, Россия

²⁾ Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

В рамках теории функционала плотности методом присоединенных плоских волн проведены первопринципные расчеты электронной структуры системы Zr-He и чистого Zr для трёх наиболее плотноупакованных кристаллических структур ГПУ, ГЦК, ОЦК. Результаты расчёта полной энергии позволяют заключить, что во всех трёх рассмотренных случаях наиболее энергетически выгодным является тетраэдрическое положение гелия в решетке Zr.

Вычисленная энергия растворения атомов He в Zr имеет положительное значение для всех рассмотренных нами кристаллических структур и междоузлий (октаэдрического и тетраэдрического), в которые помещался атом He. Это говорит о нерастворимости гелия в цирконии при равновесных условиях. Внедрение He в Zr вносит довольно большой ($\sim 7\text{\AA}^3$ на атом) дополнительный объём в решётку металла, что является причиной возникновения внутренних напряжений в системе Zr-He.

Дисперсионные кривые $E(\mathbf{k})$, рассчитанные вдоль симметричных направлений зоны Бриллюэна, свидетельствуют о значительной модификации гелием электронного спектра Zr. Казалось бы, этого не должно происходить, поскольку электронные состояния He лежат глубоко под дном зоны проводимости металла и не гибридизуются с его электронными состояниями. По нашему мнению этот эффект объясняется тем, что, проникая в решетку циркония, гелий вытесняет электронную плотность металла-хозяина из мест своего расположения, уменьшая доступный этой плотности объём кристалла и увеличивая тем самым кинетическую энергию вытесненных электронов. В свою очередь это приводит к увеличению объёма элементарной ячейки металла и к модификации его электронного спектра, что и было обнаружено в настоящих расчётах.

Таким образом, проведённые расчёты позволяют заключить, что атомы гелия не растворяются в цирконии при равновесных условиях и могут оказаться в его объёме только в результате имплантации или какого-либо иного высокоэнергетического воздействия на металл. Появление гелия в решетке циркония приводит к смене ГПУ структуры чистого Zr на ОЦК структуру системы Zr-He, где атомы примеси занимают тетраэдрические междоузлия. Кроме этого, гелий вносит дополнительный объём в решетку металла, значительно искажая его электронную структуру и модифицируя спектр поглощения им электромагнитного излучения.

КОГЕРЕНТНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ АТОМА АНТИВОДОРОДА РЕЛЯТИВИСТСКИМИ АНТИПРОТОНАМИ, КАНАЛИРУЮЩИМИ В КРИСТАЛЛЕ

Ю.П. Кунашенко^{1,2)}

¹⁾ТТПУ, г. Томск, Россия

²⁾ТПУ, г. Томск, Россия

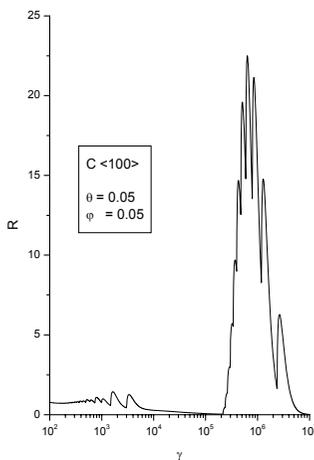
При прохождении релятивистских антипротонов через аморфные и кристаллические мишени в результате столкновения с атомами могут образовываться e^+e^- пары. Оказывается, что среди образованных e^+e^- пар присутствует небольшая часть, в которых образованный позитрон находится в связанном с антипротоном состоянии /1-2/. В этом случае образуется атом антиводорода.

Прохождение антипротонов через ориентированные кристаллы сопровождаются когерентными эффектами, проявляющимися в возникновении пиков в сечении образования атома антиводорода антипротоном в зависимости от энергии и угла вылета испущенного свободного электрона /2-3/.

Когерентное образование атомов антиводорода при осевом каналировании антипротонов было детально рассмотрено в работах /2-3/.

В представленном докладе рассмотрено когерентное образование атомов антиводорода при плоскостном каналировании антипротонов. Показано, что в этом случае когерентный эффект возникает при более высоких энергиях антипротонов.

На рисунке показано отношение сечения образования атома антиводорода антипротоном в кристалле к сечению в аморфной мишени равной толщины.



ЛИТЕРАТУРА

1. Bertulani C. A. and G. Baur G. // Phys. Rep. 1988 V. 163 P. 299.
2. Kunashenko Yu.P., Pivovarov Yu.L. // Nucl. Instr. and Meth. 1996, V. 119 . P. 137.
3. Кунашенко Ю.П., Кривошеев О.Э., Пивоваров Ю.Л. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 1996. В.6. С.13.

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Ю.П. Кунашенко^{1,2)}, С.И. Кузнецов²⁾

¹⁾ТГПУ, г. Томск, Россия

²⁾ ТПУ, г. Томск, Россия

В работах /1-2/ были найдены волновые функции, и поправки к уровням поперечной энергии для плоскостного каналирования позитронов, обусловленные спиновыми эффектами.

В представленном докладе, при помощи развитого в /1-2/ метода исследованы спиновые эффекты при плоскостном каналировании электронов. Найдены поправки к волновым функциям связанных поперечных состояний и уровням поперечной энергии обусловленные взаимодействием спина каналирующей частицы с непрерывным потенциалом кристаллографических плоскостей.

ε_{\perp} (эВ)	$\Delta\varepsilon_S$ (эВ)	$\Delta\varepsilon_S/\varepsilon_{\perp n}$
-105.029	-7.35	0.07
-333.352	-0.234225	0.0024
-697.913	-0.172696	0.0036
-1207.89	-0.062079	0.00005

В таблице представлены результаты расчетов поправок к поперечной энергии каналирующего электрона в (100) W. Полная энергия электрона $E = 500 \text{ MeV}$, ε_{\perp} - поперечная энергия, $\Delta\varepsilon_S$ - поправка к поперечной энергии обусловленная спиновыми эффектами и $\Delta\varepsilon_S/\varepsilon_{\perp n}$ - относительная поправка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кунашенко Ю.П. // Тезисы докладов XXXVII международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами - - Москва: Изд.-во Моск. Ун-та., 2007, с. 36.
2. Кунашенко Ю.П. // Известия вузов. Физика, 2007, Т.50, с.55.

КИНЕТИКА ПРОЦЕССОВ В СИСТЕМЕ «ВНЕДРЕННЫЕ АТОМЫ-КРИСТАЛЛ» С УЧЕТОМ ПРОТЯЖЕННЫХ ДЕФЕКТОВ

Л.К.Израилева, Э.Н.Руманов

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения

РАН

г. Черноголовка, РФ

Теоретически исследуется кинетика отжига имплантированного слоя при наличии внутренних (в том числе, динамических и термических) напряжений и протяженных дефектов (дислокаций, микротрещин и т.д.). Используется предложенная в [1,2] модель, где учтено изменение активационной энергии из-за напряжений. В настоящей работе рассматривается взаимодействие процессов образования новых фаз при химических реакциях с внедренными атомами и возможных изменений в системе дефектов (например, рост скоплений дислокаций, микротрещин, что, в свою очередь, ускоряет реакции и рост фаз). Наличие дислокаций и их роль для системы «монокристалл кремния-имплантированные атомы кислорода» отмечены в работе [3], где показано, как возникающая в результате имплантации и термообработки система дислокаций может оказаться полезной, улучшая параметры фотолюминесценции, хотя механизм этого эффекта авторам [3] ясен не вполне. Этот пример показывает, что изучение подобных дефектов представляет самостоятельный интерес.

Здесь исследуется возможность роста протяженных дефектов, напоминающего при определенных условиях взрывную неустойчивость. В этом случае зависимость деформации ε от времени t должна иметь точку перегиба. Пусть эта точка достигается при $t = t_i$. Тогда

$$\varepsilon(t) - \varepsilon(t_i) \propto \operatorname{tg}[a(tt_i^{-1} - 1)],$$

где a – безразмерный параметр, характеризующий скорость деформации $d\varepsilon/dt$. Условия, при которых имеет место эта стадия деформации и, как следствие, дополнительное ускорение отжига, изучены нами в зависимости от дозы облучения, температуры и времени процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Израилева Л.К., Руманов Э.Н. // Поверхность, 2007, №3, с.51.
2. Израилева Л.К., Руманов Э.Н. // В сб. Тезисы докладов XXXVII Международной конференции ФВЗЧК-2007, МГУ, 2007, с.157.
3. Соболев Н.А., Бер Б.Я. // ФТП, 2007, т.41, №9, с.295.

МЕХАНИЗМ ВЫНУЖДЕННОГО ПОДАВЛЕНИЯ (НЕЙТРАЛИЗАЦИИ) ПРОЦЕССА ДЕКАНАЛИРОВАНИЯ ПРИ ДВИЖЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ

В.И.Высоцкий, М.В. Высоцкий

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

Исследована возможность подавления (нейтрализации) процесса деканалирования при движении позитронов и электронов в различных каналах. Известно, что деканалирование связано с переходами между уровнями в канале за счет многократного упругого рассеяния частиц на тепловых флуктуациях атомов на стенках канала и является основной причиной выхода из режима каналирования и "распада" релятивистских квазиатомов, формируемых при квантовании поперечного состояния частиц в канале. Длина деканалирования $l_d \approx 10$ мкм очень мала по сравнению с областью торможения частиц $l_E = \int dE/(dE/dz) \geq 3-10$ см и областью $l_x = \tau_x v \approx 30-300$ см, в пределах которой происходит спонтанное излучение при переходе с вероятностью $W_x \equiv \tau_x^{-1} \approx 10^8-10^9$ с⁻¹ между уровнями каналирования. Это ведет к очень малой эффективности генерации КХИ при каналировании: $\eta \approx l_d/l_x \leq 10^{-4}$ (квантов/частицу).

Впервые рассмотрен механизм эффективной нейтрализации деканалирования за счет вынужденного охлаждения поперечного движения каналируемых частиц. Этот механизм связан с явлением аномально большого расщепления уровней за счет отдачи в области аномального эффекта Доплера $\beta n(\omega) \cos \theta - 1 \approx \{(\epsilon_c - \epsilon_g)[n^2(\omega) - 1]/\gamma^2 m c^2\}^{1/2}$ при встречном облучении кристалла лазерным излучением. Частота облучения должна соответствовать аномальному поглощению лазерных фотонов с сопутствующим переходом частиц на более низкий уровень каналирования и подавленным переходом вверх. В работе исследованы 3 режима вынужденного подавления (нейтрализации) деканалирования:

- а) вынужденное охлаждение каналируемых позитронов и длительное их удержание на нижних уровнях в параболическом канале;
- б) сжатие ("затягивание") квазистационарной функции распределения частиц в параболическом канале к заранее заданной паре уровней;
- в) долговременное "запирание" каналируемых электронов и позитронов в состояниях, находящихся ниже заданного уровня энергии в произвольном ангармоническом канале.

Показано, что рассмотренные режимы позволяют увеличить длину деканалирования электронов и позитронов в 3-5 и более раз с аналогичным увеличением интенсивности и сопутствующим сужением спектра КХИ. Кроме того, для этих режимов исследована возможность изменения угловой диаграммы выходящего из кристалла пучка частиц.

ФОРМИРОВАНИЕ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ КОРРЕЛИРОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ФИЗИКЕ КАНАЛИРОВАНИЯ В КРИСТАЛЛАХ

В.И.Высоцкий^{1),2)}, С.В.Адаменко²⁾, М.В. Высоцкий¹⁾

¹⁾Киевский национальный университет им. Т.Шевченко, Киев, Украина

²⁾Лаборатория электродинамических исследований "Протон-21",
Киев, Украина

Традиционный подход к физике каналирования заряженных частиц основывается на предположении о взаимной независимости состояний частицы, соответствующих каждому из уровней поперечного движения. Это предположение некорректно для участка канала, где происходит начальное взаимно-когерентное заселение состояний каналирования посредством когерентного расщепления волновой функции падающей частицы. Размер области взаимной когерентности на входе канала зависит от угловой и энергетической дисперсии падающего пучка, а также от энергии частиц и соответствует единицам мкм. В этой области типичным видом волновых функций являются так называемые когерентные некоррелированные состояния (КНС), которые близки к классическому пакету и для которых дисперсии поперечных значений координаты и импульса частицы определяются предельным соотношением неопределенностей $\delta r_{\perp} \delta p_{\perp} \approx \hbar/2$.

В настоящей работе рассмотрены эффекты, связанные с вынужденным формированием в той же области когерентных коррелированных состояний (ККС) каналируемых частиц, для которых соотношение неопределенностей имеет другой вид $\delta r_{\perp} \delta p_{\perp} \geq \hbar/2(1-r^2)^{1/2}$, причем при $|r| \rightarrow 1$ $\delta r_{\perp} \delta p_{\perp} \rightarrow \infty$. Здесь $r = \langle r_{\perp} p_{\perp} + p_{\perp} r_{\perp} \rangle / \delta r_{\perp} \delta p_{\perp}$ - коэффициент корреляции когерентных состояний частицы в кристаллическом канале и $0 \leq |r| \leq 1$.

В работе рассмотрены механизмы формирования коррелированных состояний частиц в канале за счет использования разных методов, включая действие продольно-неоднородных или нестационарных кристаллических каналов. Специфика использования коррелированных состояний связана с возможностью неограниченного возрастания дисперсий координаты и импульса заряженных частиц, что резко видоизменяет как характер их взаимодействия с кристаллическими плоскостями и осями, так и угловую диаграмму выходящего пучка частиц в том случае, когда продольный размер канала не превышает размера области взаимной когерентности.

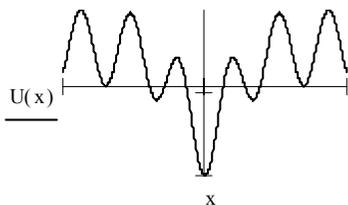
ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ ПРИ ИХ ОРИЕНТАЦИОННОМ ДВИЖЕНИИ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Н. В. Максютя, В. И. Высоцкий

Киевский национальный университет имени Т. Шевченко, Киев,
Украина

В работе исследуется возможность возникновения наведенного поляризационного потенциала, определяющего взаимодействие движущихся ионов с решеткой при их ориентационном движении в ионных кристаллах. Механизм такого взаимодействия связан с реакцией отклика кристаллической матрицы (ионного кристалла) на поле движущейся частицы и возникновением кильватерного потенциала при ориентационном движении заряженной частицы (иона) вдоль кристаллографических электронейтральных плоскостей или осей в ионных кристаллах [1]. Расчет этого потенциала удобно проводить с помощью вариационного метода по методике, аналогичной расчету поляритонов в работе [2].

Суть процесса формирования потенциала связана с тем, что возникающая под действием поля движущегося иона локальная поляризация ионного кристалла, которая связана со смещением и поворотом ионов кристалла, является инерционной и она не успевает следовать за быстро движущимся ионом. Эта особенность приводит к образованию потенциальной ямы $U(x)$, которая



изображена на рисунке на фоне "обычного" периодического плоскостного потенциала каналирования.

Из последовательного анализа задачи следуют две отличительные особенности рассматриваемого поляризационного потенциала:

1. вид потенциала не зависит от знака заряда,
2. глубина ямы этого потенциала не меняется при повышении температуры кристалла.

В докладе рассмотрены условия формирования этого потенциала для разных ионов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Оцуки Е.-Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. М.: Мир, 1985, 280 с.
2. Пекар С.И. Избранные труды. К.: Наукова думка, 1988, 512 с.

КРАТНОЕ ОТРАЖЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ СИСТЕМОЙ ИЗОГНУТЫХ КРИСТАЛЛОВ

Г.В. Ковалев

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

Эксперимент [1] кратного объемного отражения 400 ГэВ протонов двумя изогнутыми кристаллами Si показал потенциальную возможность применения системы кристаллов для коллимации пучков в ЛНС. В [2] получены аналитические выражения для отражения протонов в модели прямоугольных колец. В докладе рассматриваются ограничения механизма объемного отражения релятивистских частиц в системой изогнутых кристаллов. Показано, что для идеально коллимированного исходного пучка частиц угловое размытие при отражении положительных частиц составляет

$$(1) \quad \Delta\chi = 2\sqrt{2\bar{a}} - 2\bar{a}/\sqrt{\phi_0},$$

где $\bar{a} = a/R$, $\phi_0 = 2U_0E/(p^2c^2)$, a – толщина плоскости кристалла, R – радиус изгиба кристалла. При этом предполагается, что выполняется условие $\phi_0 \gg 2\bar{a}$. В то же время средний угол отражения есть [2]

Тогда максимальное число кратных отражений от системы кристаллов

$$(2) \quad \chi = 4\sqrt{\phi_0}/3.$$

не может превышать отношение $\chi/\Delta\chi$. Таким образом, эффективное число отражательных кристаллов ограничено этой величиной. Обсуждаются применение этого ограничения к эксперименту [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. Scandale, W. et al., /Phys. Lett. B658, p.109 (2008).
2. Ковалев Г.В. Письма в ЖЭТФ, 87, с.94 (2008).

ОБЪЕМНОЕ ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ

Г.В. Ковалев

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

Недавние эксперименты [1] подтвердили эффект объемного отражения протонов 1, 70 и 400 ГэВ в изогнутом кристалле Si, обнаруженный Таратиным и Воробьевым [2] численным методом, и продемонстрировали потенциальную возможность его применения для коллимации пучков ускорителей [3]. В [4] были получены аналитические выражения для отражения протонов, описывающие эксперименты. В докладе рассматриваются механизмы объемного отражения и преломления заряженных релятивистских частиц в изогнутом кристалле. Показано, что для отражения отрицательных частиц существенную роль играет эффект пустой сердцевинки [4]. Найдены средний угол отражения отрицательно заряженных частиц. Показано что преломление отрицательных и положительных релятивистских частиц тесно связано с явлением спирального (или орбитального) рассеяния [5]. Обсуждаются условия наблюдения отражения и преломления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ivanov Yu. M. et al. //Phys. Rev. Lett., 97, 144801, 2006; //JETP Letters, 84, 372, 2006; W. Scandale, et al., //Phys. Rev. Lett., 98, 154801, 2007.
2. Taratin A. M. //Phys. Particles Nuclei, v29, N5, p. 437–462, 1998.
3. Scandale W. et al., Phys. Lett. B, 658, 109, 2008.
4. Ковалев Г.В. Письма в ЖЭТФ, 87, 94, 2008.
5. Ford K.W. and Wheeler J.A. //Annals of Physics, 7, 259, 1959; //Annals of Physics, 7, 287, 1959

РАСХОДЯЩИЕСЯ ПУЧКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛАХ

А.Г. Кадменский
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

В последние годы в высоких технологиях важное место занимает использование пучков заряженных частиц при модификации кристаллов (например, имплантация ускоренных ионов (ИУИ) в микроэлектронике, радиационная деградация кристаллов БИС на борту космических аппаратов и др.). При этом используются неколлимированные пучки (в космосе – всенаправленные). ИУИ использует случайный режим, но распределение пробегов демонстрирует присутствие т.н. «сверх-хвостов», а при повышенной температуре – увеличение среднего пробега до 5 раз, что не имеет объяснения ни в статистической теории каналирования (СТК), ни в рамках газового приближения. В отказах аппаратуры на борту КА важную роль играют обратимые сбои (ОС), для которых в последние годы возникла проблема реализации при подкритических значениях линейных передач энергии (ЛПЭ).

Для решения этих проблем привлекается новая структура режимов /1/ в реальных анизотропных кристаллах. Она вместо традиционного «изотропного» описания в СТК осевого каналирования вводит режимы динамического хаоса («нормальное каналирование») и регулярной динамики («двойное каналирование») с их особыми свойствами, а также режим квазиканалирования в значительной части углов ($\theta_{cr} \leq \theta_0 \leq k\theta_{cr}$, θ_{cr} - критический угол каналирования, $k \sim 3 \dots 4$), ранее приписываемых случайному движению. Начальная большая расходимость пучков усиливает роль квазиканалирования с его характерным увеличением потерь энергии и сечений «близких» процессов, а повышение температуры приводит к переходам между режимами, в т.ч. к реканалированию из случайного режима. Получают объяснение экспериментальные эффекты повышенных потерь энергии для «критических» ионов в геометрии на прохождение /2/ и т.н. «проблема $m(x) > 2$ » для тонких слоев деканалирования ($m(x) = (\Delta E)_{ch} / (\Delta E)_{rand}$, x – глубина) в геометрии на отражение /3/. Обсуждается также квазиканалирование адронов космического пространства как причина появления подкритических ОС в кристаллах БИС на борту КА.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kadenskii A.G. et al. //Phys. Part. Nucl., 2003. V.34. No.4. P.411.
2. L'Hoir A., Adoui L., Barrué F., et al. //NIM B245, 2006, P.1.
3. Roslyakov V.I., Rudnev E.I., et al. //Phys. stat. solidi (a) 1977. V.43. P. 59.

Богданов Р.И.¹⁾, Богданов М.Р.²⁾¹⁾НИИЯФ МГУ²⁾МГУ ИЭ

Прохождение пучка электронов в неоднородной периодической среде может моделироваться отображением вида

$$x_{n+1} = x_n + y_{n+1}, y_{n+1} = y_n + kx_n(x_n - 1) + (\varepsilon + \mu x_n)y_n, \quad (1)$$

описывающим динамику пробной частицы в поле сил ангармонического осциллятора со слабодиссипативным возмущением ($k \sim 1$, $\varepsilon, \mu \sim 10^{-5}$)

(см.[1]). В модели (1) в течение пролетного времени Δt электрон движется прямолинейно и равномерно, а затем испытывает акт рассеяния с учетом потенциальных сил и аддитивной добавки, представляющей собой малое трение (или возбуждение).

Численные эксперименты показывают, что транспортируемый пучок распадается на компоненты: фокусирующиеся ансамбли частиц (состояния “out”) при $n \rightarrow \infty$ наряду с состояниями “in” фокусирующимися при $n \rightarrow -\infty$, а также рассеивающими состояниями типа “hyperbolic”. Каждая компонента хорошо отделяется от других такими физическими характеристиками как полная энергия, длина свободного пробега, средняя координата и т.п.

Присутствующие в модели (1) слабодиссипативные силы трения (или возбуждения) позволяют вычислять средний коэффициент трения. Как известно (см.[3]), коэффициент вязкости (трения) пропорционален коэффициенту теплопроводности. Оказывается, в зависимости от периода квазиравновесного состояния коэффициент теплопроводности падает на 2-3 порядка с ростом периода. Уместно отметить результаты П.Л. Капицы по экспериментальному измерению коэффициентов вязкости сверхтекучего гелия (см.[2]), для которых было получено значение : 10^{-5} , а при последующем уточнении : 10^{-9} .

ЛИТЕРАТУРА

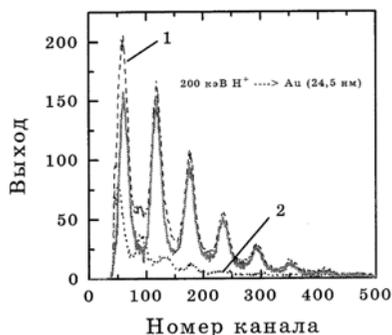
1. Богданов Р.И. Нелинейные динамические системы на плоскости и их приложения. -М.: Вузовская книга, 2003.
2. Капица П.Л. Научные труды. Физика и техника низких температур. - М.: Наука, 1989, 460 с.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Учебное пособие для вузов. Т.2. Термодинамика и молекулярная физика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, изд-во МФТИ, 2003 г., 576 с.

КИНЕТИЧЕСКАЯ ИОННО-ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ВБЛИЗИ МАКСИМУМА ТОРМОЗНОЙ СПОСОБНОСТИ ПРОТОНОВ

Г.А. Иферов, В.С. Куликаускас, В.Я. Чуманов, О.В. Чуманова
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Энергичный протон (с энергией в диапазоне 50 – 400 кэВ), ударяя твердотельную мишень, может выбить из нее один или несколько вторичных электронов одновременно. Среднее число таких электронов зависит от скорости протона и определяется энергией, потерянной им на единицу длины. Глубина, с которой вылетают вторичные электроны, составляет ~ 1,5-2 нм для металлов, порядка 8 нм для углерода и более 20 нм для диэлектрических мишеней [1]. Поэтому, измерение кинетической ионно-электронной эмиссии позволяет оценить потери энергии иона на электронное торможение в слоях указанной толщины.

В работе представлены предварительные результаты измерения выхода вторичных электронов из тонкой золотой поликристаллической пленки под воздействием протонов с энергиями вблизи максимума тормозной способности. Измерения проведены методом регистрации каждого выбитого и затем ускоренного до 20 кэВ кластера электронов полупроводниковым детектором излучения [2]. Пример спектра статистики актов эмиссии электронов показан на рисунке (1 – ионно-электронная эмиссия, 2 – полевая “холодная” эмиссия, сплошная кривая – разность 1 и 2 спектров).



Получены данные по корреляции выхода электронов и величине dE/dx протонов в золоте. Данные качественно согласуются с моделью Бора для электронных потерь энергии ионов.

Проводится сравнение наших результатов с ранее полученными [3]. Представлены оценочные расчеты торможения в полуклассическом приближении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брусиловский Б.А. Кинетическая ионно-электронная эмиссия. – М.: Энергоатомиздат, 1990, с. 183.
2. Yamazaki Y., Kuroki K. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1987. V. A262. P. 118.
3. Neugebauer R., Wuensch R., Jalowy T., Groeneveld K.O. et al. // Phys. Rev. 1999. V. B59. P.11113.

СВЯЗЬ КАСКАДНО-ВЕРОЯТНОСТНЫХ ФУНКЦИЙ С ЦЕПЯМИ МАРКОВА

А.А. Купчишин, А.И. Купчишин, Т.А. Шмыгалева
Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
г. Алматы, Казахстан

Процесс взаимодействия частиц с веществом, в том числе с твердым телом, атмосферой Земли описывается цепью Маркова, поскольку условные вероятности наступления каждого события при данном испытании однозначно определяются результатом предыдущего состояния. Цепь Маркова полностью описывается заданием всех возможных вероятностей перехода, которые записываются в виде квадратной матрицы k -го порядка.

Пусть на некоторой глубине h' под углом γ к выбранному направлению (относительно перпендикуляра к поверхности образца) генерирована частица (нуклон, электрон, позитрон, первично-выбитый атом). Будем считать, что после соударения она не изменяет направление своего движения. В этом случае пробег взаимодействия $\lambda(h)$ зависит от времени, а, следовательно, и от глубины проникновения, т.е:

$$\frac{1}{\lambda(h'')} = \frac{1}{\lambda_0} \left[1 - \frac{1}{a(E_0 - kh'')} \right].$$

Параметры λ_0 , a , E_0 и k – характеризуют параметры элементарного акта.

Используя известное уравнение Колмогорова-Чэпмена для Марковского процесса, получим рекуррентное соотношение для переходных вероятностей:

$$\psi_n(h', h, \alpha_0) = \int_{h'}^h \psi_{n-1}(h', h'', \alpha_0) \psi_0 \frac{1}{\lambda_0} \left[1 - \frac{1}{a(E_0 - kh'')} \right] dh'',$$

где $\psi_n(h', h, \alpha_0)$ - вероятность испытать частице n соударений, достигнув глубины h (вероятность перехода за n шагов); $\psi_{n-1}(h', h'', \alpha_0)$ - вероятность испытать частице $(n-1)$ соударение (вероятность перехода за $(n-1)$ шаг); $\psi_0(h'', h, \alpha_0)$ - вероятность того, что частица достигнет глубины h , не испытав при этом ни одного соударения (вероятность перехода за 1 шаг); $dh''/\lambda(h'')$ - вероятность того, что частица испытает одно соударение на глубине h'' .

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ РОРКИ ЭФФЕКТА ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ В КРЕМНИИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ СВЕТОМ

В.С. Куликаускас¹, В.Л. Левшунова², Г.П. Похил¹, Ю.А. Менделева²,
Д.И. Тетельбаум²

¹⁾ НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

²⁾ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ
им.Н.И. Лобачевского, Н.Новгород, Россия

Впервые применен метод резерфордского обратного рассеяния ионов (РОРКИ) для изучения эффекта дальнего действия влияния света. Эксперименты проводились с монокристаллическим кремнием на ускорителе ЭГ-8 НИИЯФ МГУ. Кристалл Si марки КЭФ-5 (толщиной 0,5 мм) с ориентацией (111) был сориентирован осью (111) вдоль пучка с точностью не хуже $0,02^\circ$. Измерялись энергетические спектры обратно рассеянных ионов He^+ с начальной энергией 2,4 МэВ. Плотность ионного тока составляла $0,1 \text{ мкА/см}^2$. Весь спектр занимал по энергии 550 каналов, а в качестве характеристики дефектности приповерхностного слоя использовалось значение интегрального выхода рассеянных ионов от 255 до 500 каналов. При этом толщина зондируемого слоя составляла $\sim 2 \text{ мкм}$. Чтобы повысить чувствительность к влиянию засветки, было улучшено качество мониторинга, и режим ионного облучения был выбран по возможности щадящим с точки зрения радиационного воздействия.

Облучение светом со стороны, обратной зондируемой, проводилось с использованием лампы накаливания мощностью 55 Вт, нить которой располагалась на расстоянии 55 мм от пластины. Сначала были измерены спектры до засветки, затем производилась засветка в течение определенных промежутков времени. Спектры РОРКИ регистрировались непосредственно после выключения света и затем через каждые 5 мин. При этом суммарная доза He^+ не превышала 10^{15} см^{-2} .

Установлено, что в результате засветки интегральный выход РОРКИ возрастает на несколько процентов и постепенно, на протяжении приблизительно 0,5 часа, спадает почти до исходного значения (с учетом повреждения Si ионами He^+). Возрастание выхода свидетельствует о появлении в зондируемом слое под действием облучения светом дополнительных дефектов, которые со временем исчезают или трансформируются в другое состояние, слабее влияющее на выход РОРКИ по сравнению с дефектами, существующими сразу после облучения. Такое поведение коррелирует с данными по микротвердости. Результаты экспериментов обсуждаются с позиции генерации акустических колебаний в системе кремний – естественный оксид.

МОДЕЛЬ УПРАВЛЕНИЯ ПУЧКОМ ИОНОВ С ПОМОЩЬЮ ПЛОСКОГО КАПИЛЛЯРА

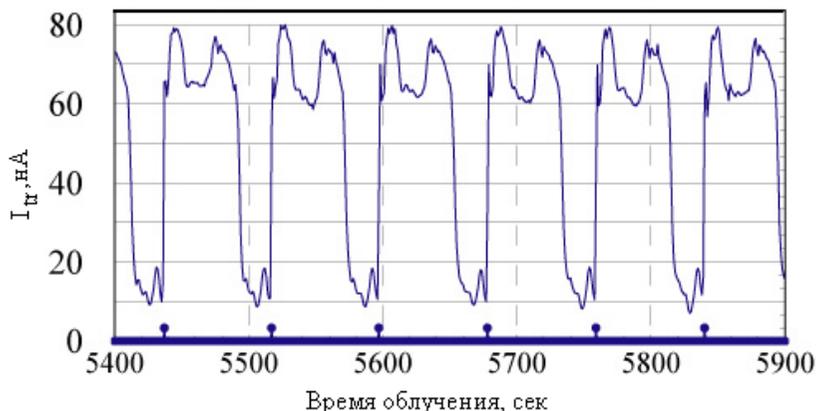
Г.П. Похил, К.А. Вохмянина
НИИЯФ МГУ, Москва

В настоящей работе предложена модель для объяснения экспериментально полученного поведения угловой зависимости тока ионов прошедших через плоский капилляр. Эта зависимость при различных условиях имеет либо форму параболы, либо трапеции. В основе модели лежит предположение, что поверхностная проводимость изолятора при воздействии на него пучка ионов имеет резкую ступенчатую зависимость от заряда создаваемого на поверхности, если плотность заряда превышает некоторую критическую величину (σ_0), то проводимость резко возрастает на порядки. При падении пучка ионов под углом φ к оси капилляра некоторая часть пучка, попадая на стенку, создает и поддерживает плотность заряда σ_0 на участке верхней пластины капилляра длиной l . Плотность заряда на всей длине l постоянна и равна σ_0 , т.к. при превышении этой величины благодаря ступенчатой зависимости проводимости излишек мгновенно сбрасывается. Величина необходимой части пучка определяется длиной l . А длина l определяется тем, какой путь необходимо пройти ионам в однородном поле $2\pi\sigma_0$, создаваемом зарядом на стенке, чтобы отклониться на угол φ . После этого остальные ионы пучка проходят, не касаясь стенки канала. В модели появляются два критических угла, что объясняет изменение формы в зависимости от условий. Первый соответствует ситуации, при которой полного пучка недостаточно, чтобы зарядить участок стенки достаточный по длине для отклонения ионов на угол φ . А второй критический угол соответствует ситуации, при которой вся длина верхней пластины капилляра уже заряжена до предельного значения, но ее поле не может отклонить пучок на угол φ .

МОДЕЛЬ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ИЗМЕНЕНИЯ ТОКА, ПРОШЕДШЕГО ЧЕРЕЗ КАПИЛЛЯР

Г.П. Похил
НИИЯФ МГУ, Москва

Периодическое поведение прошедшего через капилляр тока, оказалось характерным не только для плоского капилляра, но и для цилиндрического. Ток периодически падает почти до нуля. В настоящей работе предложен механизм, объясняющий такое поведение прошедшего тока. Когда заряд стенок и проходящий ток достигли величины насыщения, образованный на стенке заряд перераспределяется в результате радиационно стимулированной диффузии. Происходит перестройка поверхностных дефектов, о чем свидетельствует тонкая структура в верхней части осцилляций (см. рис). Происходит зарядка дефектов. Заряженные дефекты снижают электрическую прочность поверхности. Когда пробойное напряжение становится меньше разности потенциалов продольного поля создаваемого поверхностным зарядом, образуется пробойный канал и заряд быстро сбрасывается. И капилляр запирается. Получаются осцилляции близкие к прямоугольной форме, с узкими провалами тока между широкими максимумами тока.



О МЕХАНИЗМЕ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ

Д.И. Тетельбаум², Г.П. Похил¹, В.Л. Левшунова²

¹НИИЯФ МГУ, Москва

²НИФТИ, ННГУ, Н.- Новгород

Исследованию эффекта дальногодействия (ЭД) при воздействии ускоренными ионами на металлические фольги и пластины кремния посвящено уже много работ. Недавно было обнаружено, что ЭД имеет место и при воздействии сравнительно слабыми потоками света. Более того, эффект наблюдается и в стопках фольг. ЭД обладает рядом характерных особенностей, например, оказалось, что проявление эффекта дальногодействия в случае облучения светом существенно зависит от присутствия на поверхности кремния или металла окисного слоя. Существующие модели объясняют ЭД влиянием упругих волн, возбуждаемых либо термопиком при облучении ионами либо трансформацией части дефектов с выделением тепла при воздействии светом. Упругие волны перераспределяют дефекты, что приводит к упрочнению материала на стороне образца, противоположной облучаемой. В этих моделях речь идет об упругих волнах, испускаемых точечными источниками, поэтому их амплитуда быстро убывает с глубиной образца. Для объяснения ЭД необходимо привлекать идею испускания вторичных деформационных волн, которые как эстафетная палочка передаются на большие глубины. Понимание эффекта дальногодействия будет существенно облегчено, если удастся показать, что и при ионном, и при световом воздействии генерируются плоские упругие волны, которые практически не затухают по мере движения в глубь образца.

В настоящей работе обсуждаются возможные механизмы генерации плоских упругих волн, производящих эффект дальногодействия. Обсуждаются механизмы синхронизации момента трансформации приповерхностных дефектов, которая необходима для создания плоской волны. Эти механизмы сопоставляются с существующими экспериментальными данными, и предлагаются некоторые дополнительные эксперименты для проверки таких механизмов.

НАКОПЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В СПЛАВЕ ВАНАДИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ОБЛУЧЕНИЯХ И ПРОЯВЛЕНИЕ ЭФФЕКТА ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ

А.Н.Мансурова¹⁾, Л.С. Данелян¹⁾, В.В. Затекин²⁾, В.С. Куликаускас²⁾

¹⁾РНЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²⁾НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Проведено изучение накопления водорода и дейтерия после облучения ванадиевого сплава V–3,5Ga плазмой и ионами водорода ($E=6$ кэВ, доза $1,0 \cdot 10^{19} \text{см}^{-2}$). Элементный состав пленок определялся методом Резерфордского обратного рассеяния на ускорителе Ван-де-Граафа с помощью ионов гелия-4, концентрации атомов изотопов водорода измерялись методом регистрации ядер отдачи. Установлено, что происходит насыщение поверхностных слоев толщиной 15–40 нм водородом и дейтерием как с облученной (интегральная концентрация дейтерия — $(3-5) \cdot 10^{19} \text{м}^{-2}$), так и с необлученной стороны мишеней (интегральная концентрация дейтерия — $1,2 \cdot 10^{20} \text{м}^{-2}$). Эффект сверхглубокого проникновения изотопов водорода имеет большое значение при выборе материалов термоядерного синтеза, в том числе для первой стенки реактора. Сплав V–Ga по этой причине не может работать в условиях непосредственного контакта с плазмой без специальной защиты. В результате взаимодействия материалов с указанными видами облучения с обеих сторон повышается микротвердость образцов, причем в большей степени упрочняется ванадий (до 2,2 раза). Обсуждаются возможные механизмы наблюдаемых эффектов.

АНАЛИЗ СООТНОШЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ЗАХВАТА И ПОТЕРИ ЭЛЕКТРОНА ИОНАМИ УГЛЕРОДА

И.С.Дмитриев, Я.А.Теплова, Ю.А.Белкова, Н.В.Новиков
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

На основании полученных ранее экспериментальных данных проведены оценки сечений потери и захвата электрона σ_{ik} ионами углерода с различными начальными зарядами и скоростями 2,7, 4, 6 и $8 \cdot 10^8$ см/с в неоне. Соотношение между сечениями потери и захвата электрона ионами в различных зарядовых состояниях позволяет определить средние равновесные заряды, что необходимо для вычисления потерь энергии.

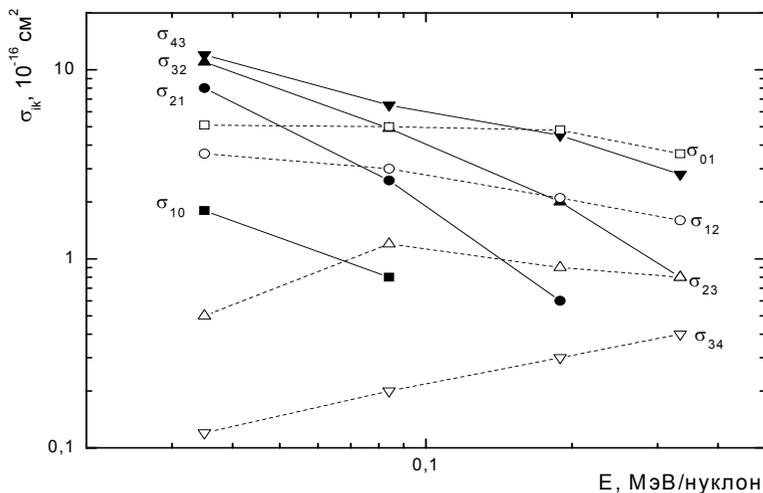


Рис. 1. Сечения захвата (-----) и потери (—) электрона ионами углерода в неоне.

В рассмотренном энергетическом диапазоне при некоторых значениях энергии сечения потери и захвата электрона становятся равными по величине. Для этих случаев анализируется величина среднего равновесного заряда ионов углерода в неоне и других средах/1/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дмитриев И.С. и др. // Поверхность, 2008. №4, с.11.

АСИМПТОТИКА СЕЧЕНИЯ ПОТЕРИ ЭЛЕКТРОНА АТОМАМИ И ИОНАМИ В ЛЕГКИХ СРЕДАХ

И.С. Дмитриев, Н.В. Новиков, Я.А. Теплова
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Экспериментально установлено, что при скоростях столкновения порядка скорости электрона во внешней оболочке налетающего иона в сечениях потери одного электрона $\sigma_{i,i+1}$ наблюдается максимум, а зависимость $\sigma_{i,i+1}$ от заряда ядра иона Z оказывается немонотонной /1/. С увеличением энергии столкновения E зависимость $\sigma_{i,i+1}$ от E становится универсальной

$$\sigma_{i,i+1}(Z, Z_c, E) = A_i(Z, Z_c)/E, \quad (1)$$

где Z_c – заряд ядра атома среды ($Z_c=1$ для водорода, $Z_c=2$ для гелия), i – заряд налетающего иона, $A_i(Z, Z_c)$ – коэффициент, определяющий асимптотическую зависимость сечения (1). Для исследования зависимости $\sigma_{i,i+1}$ от Z при быстрых столкновениях выполнены расчеты в борновском приближении /2/.

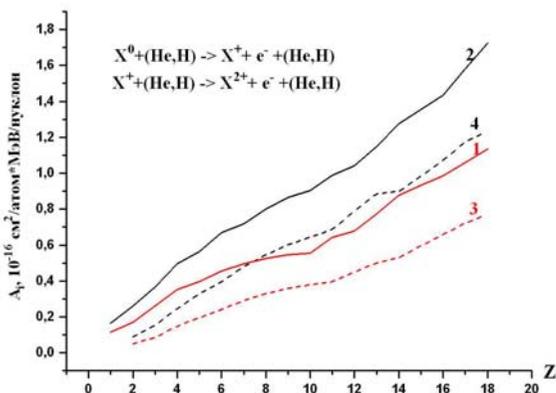


Рис.1 Коэффициент $A_i(Z, Z_c)$, определяющий асимптотическую зависимость сечения потери одного электрона (1). Результаты расчета для атомов ($i=0$) и ионов ($i=1$) в водороде ($Z_c=1$) и гелии ($Z_c=2$): 1 – [$i=0, Z_c=1$]; 2 – [$i=0, Z_c=2$]; 3 – [$i=1, Z_c=1$]; 4 – [$i=1, Z_c=2$].

Результаты расчетов показывают, что $\sigma_{i,i+1}$ увеличивается с увеличением Z . Ступенчатый характер этой зависимости при некоторых Z связан с началом заполнения новых подоболочек налетающего иона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Николаев В.С. // УФН, 1965. Т.85, с.679.
2. Новиков Н.В., Теплова Я.А. // Поверхность, 2008. N5, с.12.

КОГЕРЕНТНО-ШВИНГЕРОВСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ДАРБУ

Е. О. Поздеева
ИХФ РАН, Москва, Россия

Ранее преобразования Дарбу были применены к одномерному четырехкомпонентному уравнению Дирака [1].

- С помощью преобразований Дарбу n -го порядка построены точно решаемые гамильтонианы взаимодействия массивных частиц спина $\frac{1}{2}$ с периодическим полем решетки кристалла.
- Дана интерпретация построенных гамильтонианов в терминах ядро-ядерного [2,3,4,5] и когерентно-швингеровского [2,6] взаимодействий частиц с решеткой при их каналировании в кристалле.
- Обсуждается структура функций Ляпунова для задачи взаимодействия частиц с периодическим потенциалом решетки.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Поздеева Е. О. // Поверхность, 2007. Т. 3. С. 66.
2. Рябов В. А. // Эффект каналирования. - М.: Энергоиздат, 1994, С. 240.
3. Кадменский А. Г., Самарин В. В., Тулинов А. Ф. // ЭЧАЯ, 2003. Т. 34. С. 823.
4. Partovi F. and Lomon E. L. // Phys. Rev., 1972. D 5. P. 1192.
5. Donoghue J. F. // Phys. Lett. , 2006. B 643. P. 165.
6. Высоцкий В. И. , Кузьмин Р. Н. // УФН, 1992. Т. 162. С. 1.

ОБОБЩЁННЫЙ МЕТОД ВИРТУАЛЬНЫХ ФОТОНОВ

М.Х. Хоконов

Кабардино-Балкарский государственный университет,
г. Нальчик, Российская Федерация

Традиционный метод виртуальных фотонов (МВФ) даёт адекватные результаты при рассмотрении процессов излучения фотонов релятивистскими электронами в случае относительно малых времён взаимодействия их с внешним электромагнитным полем /1/, когда последнее можно представить в виде совокупности налетающих на электрон плоских волн (в системе покоя электрона). В качестве сечения рассеяния виртуальных фотонов, при этом, используется сечение Комптона, что соответствует процессу $e + \omega_0 \rightarrow e' + \omega'$, где e и e' обозначают электрон до и после взаимодействия с полем, ω_0 и ω' - частоты налетающего (виртуального) и рассеянного фотонов. Сравнительно недавно Линдхардом /2/ был предложен более общий метод, в котором не требуется знания спектра налетающих виртуальных фотонов и, следовательно, нет ограничений на длительность времени взаимодействия с внешним полем. В качестве сечения взаимодействия в методе Линдхарда также используется сечение Комптона.

Нами показано, что сечение Комптона в точности соответствует дипольному приближению, когда выполняется условие $\theta_e \gamma \ll 1$, здесь θ_e - угол отклонения электрона внешним полем, γ - Лоренц фактор. В общем случае больших времён взаимодействия и сильных внешних полей следует использовать сечения процессов, когда поглощается несколько виртуальных фотонов с последующим испусканием одного: $e + k\omega_0 \rightarrow e' + \omega'$, где k - число поглощённых электроном виртуальных фотонов. Величина k соответствует номеру излучаемой гармоники. Показана применимость такого подхода к синхротронному излучению, т.е. к случаю, противоположному тормозному излучению на атомах. В этом смысле получено обобщение результатов работы /3/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд-во АН АрмССР, 1969, 457 с.
2. Lindhard J. // Phys. Rev. A., 1991, V.43, P. 6032.
3. Lieu R., Axford W.I. and McKenzie J.F. // Phys.Rev. E, 1997, V. 55, P. 1872.

ЗАХВАТ И ПОТЕРЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ РАССЕЯНИИ КАНАЛИРОВАННЫХ ИОНОВ В КРИСТАЛЛЕ

В.С. Малышевский, А.А. Першин

Южный Федеральный университет, г. Ростов-на-Дону, Россия

В настоящей работе на основе стационарной многоканальной теории рассеяния рассмотрены процессы одноэлектронной перезарядки при столкновении тяжелых многозарядных ионов с кристаллической мишенью в области относительно больших энергий сталкивающихся частиц. Рассматривается система, состоящая из иона Z , движущегося в кристалле C , и в поле иона и кристалла находится электрон. Рассеяние с перераспределением можно символично представить в виде процессов потери или захвата электрона $(Z + e) + C \Rightarrow (C + e) + Z$ (или $Z + (C + e) \Rightarrow (Z + e) + C$). Вектор состояния, описывающий такую систему частиц, удовлетворяет стационарному уравнению Шредингера:

$$\left[\frac{\mathbf{p}_Z^2}{2m_Z} + \frac{\mathbf{p}_e^2}{2m_e} + V_{Ze}(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_Z) + \sum_j V_e(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_j) + \sum_j V_Z(\mathbf{r}_Z - \mathbf{r}_j) \right] \Psi(E) = E\Psi(E),$$

индексами Z и e обозначены, соответственно, массы и радиус-векторы иона и электрона в системе координат с центром в узле кристаллической решетки, (в дальнейшем Z – заряд каналированного иона), \mathbf{r}_j и V_e , V_Z – средняя координата атомного центра в кристалле и потенциал его взаимодействия с электроном и ионом, соответственно.

Для решения поставленной задачи необходимо задать асимптотические гамильтонианы входного и выходного каналов, которые определяют начальное и конечное состояния (*in* и *out*-состояния) сталкивающихся систем. Матрицы перехода имеют вид:

$$T^{(cap)}(\alpha, \beta \rightarrow \alpha', \gamma) = \int d\mathbf{r}_Z d\mathbf{r}_e \bar{\Phi}_\alpha^*(\mathbf{R}) \psi_\gamma^*(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_Z) V_{Ze}(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_Z) \Phi_\alpha(\mathbf{r}_Z) \varphi_\beta(\mathbf{r}_e);$$

$$T^{(loss)}(\alpha, \gamma \rightarrow \alpha', \beta) = \sum_j \int d\mathbf{r}_Z d\mathbf{r}_e \Phi_\alpha^*(\mathbf{r}_Z) \varphi_\beta^*(\mathbf{r}_e) V_e(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_j) \bar{\Phi}_\alpha(\mathbf{R}) \psi_\gamma(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_Z),$$

где $\Phi_\alpha(\mathbf{r}_Z)$ – волновая функция каналированного иона, $\bar{\Phi}_\alpha(\mathbf{R})$ – волновая функция движения центра масс системы $(Z+e)$, $\varphi_\beta(\mathbf{r}_e)$ – блоховская волновая функция электрона в поле кристаллической решетки и $\psi_\gamma(\mathbf{r})$ – волновая функция связанного состояния электрона с приведенной массой в поле каналированного иона. Приведены результаты некоторых численных расчетов.

ВЛИЯНИЕ КВАНТОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ НА СТОХАСТИЧЕСКУЮ ДИНАМИКУ ЭФФЕКТА КАНАЛИРОВАНИЯ

В.П. Кощев, Т.А. Панина, Д.А. Моргун
Сургутский государственный университет, г. Сургут, Россия

Уравнения Эренфеста линеаризованы с помощью метода малого шума, роль которого играют как квантовые флуктуации поперечной координаты, так и флуктуации поперечной силы, приводящие к процессу многократного рассеяния каналированных частиц.

Так как оператор квантовых флуктуаций поперечной координаты каналированных частиц является величиной сохраняющейся, то в решении линеаризованных уравнений Эренфеста он может быть учтен через начальные условия.

С помощью линеаризованных уравнений Эренфеста построена система уравнений, описывающая эволюцию средних квадратов флуктуаций поперечных координаты и импульса относительно классической траектории движения каналированных частиц в тонком кристалле.

Средние квадраты флуктуаций поперечных координаты и импульса в начальный момент времени, когда многократное рассеяние отсутствует, должны минимизировать соотношение неопределенностей Гейзенберга, чтобы обеспечить условие применимости метода малого шума к данной задаче.

В докладе показано, что квантовомеханическая неопределенность поперечных координаты и импульса является одной из причин возникновения динамического хаоса в потоке каналированных частиц.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАЕКТОРИЙ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В ПРОСТРАНСТВЕ ПОПЕРЕЧНЫХ ЭНЕРГИЙ В ОСЕВЫХ КАНАЛАХ КРИСТАЛЛА

Т.А. Панина, В.П. Кощев, Д.А. Моргун
Сургутский государственный университет, Сургут, Россия

Уравнение Фоккера-Планка в пространстве поперечной энергии E_{\perp} имеет вид

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial E_{\perp}}(Ap) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E_{\perp}^2}(Bp), \quad (1)$$

где $p = p(E_{\perp}, t)$ — функция распределения, $A = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\overline{\Delta E_{\perp}}}{\Delta t}$ — коэффициент сноса, $B = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\overline{\Delta E_{\perp}^2}}{\Delta t}$ — коэффициент диффузии. Если изменение поперечной энергии происходит вдоль небольших отрезков классических траекторий, то в первом порядке теории возмущений уравнение (1) примет вид уравнения диффузии

$$\frac{\partial p^{(1)}}{\partial t} = \frac{1}{2} \frac{d(\overline{\delta E_{\perp}})^2}{dt} \frac{\partial^2 p^{(1)}}{\partial E_{\perp}^2}. \quad (2)$$

Решением этого уравнения является функция распределения Гаусса

$$p^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\delta E_{\perp}^2}} \exp\left[-\frac{(E_{\perp} - E_{\perp 0})^2}{2\delta E_{\perp}^2}\right]. \quad (3)$$

Здесь

$$\frac{d(\overline{\delta E_{\perp}})^2}{dt} = D(\bar{x}, \bar{y}) (\dot{\bar{x}}^2 + \dot{\bar{y}}^2); \quad (4)$$

$D(\bar{x}, \bar{y})$ — коэффициент диффузии; \bar{x} , \bar{y} — решения уравнения Ньютона

$$\begin{cases} m\ddot{\bar{x}} = -\bar{U}_x(\bar{x}, \bar{y}) \\ m\ddot{\bar{y}} = -\bar{U}_y(\bar{x}, \bar{y}) \end{cases}, \quad (5)$$

где $\bar{U}(\bar{x}, \bar{y})$ — непрерывный потенциал осевого канала, $U_x = \frac{\partial U}{\partial x}$.

Решение уравнения Фоккера-Планка в толстом кристалле основано на решении системы уравнений (2) и (5). Начальные условия к уравнениям движения переопределяются после прохождения каналированной частицей отрезка траектории, длина которого ограничена неравенством $\overline{\delta E_{\perp}^2} \leq (0,05 \cdot V_{\max})^2$, где V_{\max} — максимальное значение потенциала изолированной атомной цепочки.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПАКЕТОВ ПРОГРАММ SRIM И GEANT4 ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ C^{12} В МЕДИЦИНСКИХ ЦЕЛЯХ

В.Р. Альтапова¹⁾, Е.В. Ещенко²⁾

¹⁾Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

²⁾Объединённый институт ядерных исследований, г. Дубна, Россия

В настоящее время терапия тяжелыми ионами является одним из эффективных методов лечения злокачественных образований. В Объединенном институте ядерных исследований уже несколько лет проводится лечение раковых опухолей пучками протонов, а также проводятся эксперименты по изучению пригодности пучков ускорителя Нуклотрон для использования в целях радиотерапии.

Ключевым преимуществом протонного и ионного пучков является их свойство выкладывать практически всю свою энергию на строго определенной глубине (так называемый пик Вульфа – Брэгга), зависящей от начальной энергии пучка.

В данной работе, в качестве инструмента для численного моделирования методом Монте-Карло были выбраны программа Geant4, разработанная в CERN и программа SRIM, разработанная в США J.F. Ziegler'ом [1].

Целью настоящей работы является получение теоретической кривой пика Брэгга смоделированной на основе эксперимента по использованию пучка ионов C^{12} , выведенного из ускорителя «Мед-Нуклотрон», с помощью пакетов Geant4 и SRIM, сравнение результатов эксперимента и моделирования. К настоящему моменту кривая пика Брэгга смоделированная на основе выше обозначенных пакетов программ не согласуется с экспериментальными данными. Экспериментальные данные получены при использовании двух различных детекторов – ионизационной камеры и алмазного детектора, что вносит значительную трудность при моделировании процесса прохождения C^{12} через вещество (плексиглас). Однако различаются также кривые пика Брэгга, полученные в каждом отдельном пакете программ.

Следовательно остается открытым вопрос о совместимости результатов полученных путем моделирования кривой пика Брэгга, а также дальнейшее сравнение данных с экспериментальными результатами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ziegler J.F., The Stopping of Energetic Light Ions in Elemental Matter, J. Appl. Phys / Rev. Appl. Phys., 1999, 85, 1249-1272

МОДЕЛИРОВАНИЕ С ПОМОЩЬЮ ПАКЕТА GEANT4 ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ ПУЧКА ИОНОВ C^{12} , ВЫВЕДЕННОГО ИЗ УСКОРИТЕЛЯ «МЕД-НУКЛОТРОН», ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ ЦЕЛЕЙ

Е.В. Ешенко¹⁾, В.А. Бабкин²⁾

¹⁾Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

²⁾Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, Россия

В настоящее время терапия тяжелыми ионами является одним из эффективных методов лечения злокачественных образований. В ОИЯИ имеется сверхпроводящий ускоритель Нуклотрон, который первоначально был построен для исследований в области релятивистской ядерной физики. Планируется использовать его для радиотерапии.

Целью настоящей работы является получение теоретической кривой пика Брэгга смоделированной на основе эксперимента по использованию пучка ионов C^{12} , выведенного из ускорителя «Мед-Нуклотрон», с помощью пакета Geant4 и сравнение результатов эксперимента и моделирования.

В качестве инструмента для численного моделирования взаимодействия методом Монте-Карло был выбран пакет программ Geant4, разработанный в CERN [1]. Пучок ионов C^{12} с энергией 500 МэВ/нуклон и интенсивностью 10^9 частиц за сброс выводился к установке. На выходе из замедлителя располагались алмазный детектор и ионизационная камера, которые измеряли дозу излучения.

Результаты измерения глубинного распределения относительной дозы и моделирования представлены на рис.1. Из графика видно, что две кривые, полученные с детекторов, практически совпадают.

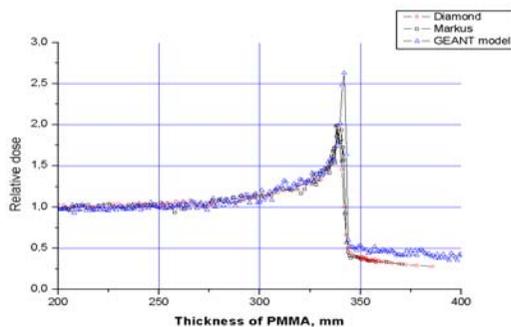


Рис.1. Результаты измерения и моделирования пика Брэгга.

ЛИТЕРАТУРА

1. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>

ЗАВИСИМОСТЬ ЧАСТОТЫ ТУННЕЛЬНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ЭЛЕКТРОНА ОТ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ КУЛОНОВСКИМИ ЯМАМИ

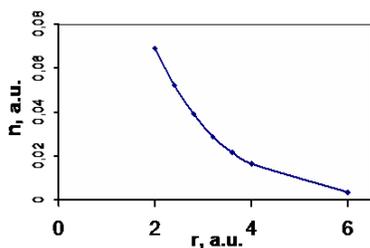
В.А. Александров¹⁾, И.В. Лысова³⁾, В.И. Савельев³⁾, А.С. Сабиров¹⁾,
Г.М. Филиппов²⁾

¹⁾ Чувашский госуниверситет, г. Чебоксары, Россия

²⁾ Чебоксарский институт (филиал) МГОУ, г. Чебоксары, Россия

³⁾ Чувашский госпедуниверситет, г. Чебоксары, Россия

Задача движения электрона в поле двух фиксированных кулоновских центров допускает разделение переменных в сфероидальных координатах /1/ и имеет в них точное решение. Если расстояние r между центрами превышает некоторую величину, то приближенное решение соответствующего уравнения Шрёдингера может быть получено с использованием метода Гайтлера-Лондона в виде линейной комбинации атомных волновых функций. В этом случае спектр будет содержать пары близко расположенных уровней, расстояние между которыми определяет время туннелирования электрона из одной ямы в другую. Для осуществления туннелирования первоначально электрон должен быть локализован в одной из ям. Время туннелирования, в свою очередь, позволяет определить частоту переходов n электрона между ямами, которая приобретает вполне определенное значение, если в процессе расчета пренебрегать диссипацией энергии системы за счет излучения. Данная простая картина может усложниться вследствие того, что, наряду с волновыми функциями двух выделенных близких уровней, начальное состояние может содержать примеси волновых функций других состояний



с другими временными характеристиками. Возникающие при этом возможности временной эволюции системы, как альтернатива довольно сложному аналитическому расчету, могут быть исследованы при помощи численного решения нестационарного уравнения Шрёдингера, причем не обязательно для двух ям. На приведённом рисунке показаны предварительные результаты численного решения уравнения Шрёдингера в случае двух ям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Комаров И.В., Пономарев Л.И., Славянов С.Ю. Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции. – М.: Наука, 1976. С. 320.

ЭФФЕКТ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПУЧКА ПРОТОНОВ В ПОЛЕ ЗАРЯЖЕННОГО КАПИЛЛЯРА

А.С. Камышан, Ф.Ф. Комаров, А.Е. Лагутин
Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко БГУ,
г. Минск, Беларусь

Интерес к микро- и нано- ионным пучкам обусловлен большими возможностями для приложений в физике, биологии, медицине. Капиллярные системы с микронными и нанометровыми размерами могут успешно конкурировать с существующими микронными лучевыми средствами /1/. Однако, разработка устройств, использующих капиллярную оптику, требует пристального изучения физических процессов, происходящих при транспортировке ионов через капилляры.

Измерено угловое распределение протонов с энергией 240 кэВ, прошедших боросиликатный капилляр диаметром 0,1 мм и длиной 30 мм при угле влета $0,15^{\circ}$ и токе на входе 0,8 пА. Распределение состоит из равноотстоящих пиков практически одинаковой ширины с амплитудой, плавно спадающей к краям распределения. Сравнение полученного углового распределения с угловым распределением исходного пучка позволяет выявить некоторые особенности:

- пучок протонов после прохождения через капилляр существенно шире исходного, что, вероятнее всего, обусловлено большим углом влета;
- непрерывное распределение исходного пучка трансформируется в линейчатое с расстоянием между линиями $0,06^{\circ}$.

Можно предположить, что при приведенных выше условиях эксперимента в поле заряженного капилляра происходит разделение исходного пучка на ряд линий, отличающихся поперечными энергиями на $\Delta E_{\perp} = E (\Delta\varphi)^2 \approx 0,24$ эВ. Обнаружен эффект перераспределения ионного пучка по углам вылета, то есть в поле заряженного капилляра происходит разделение исходного пучка на ряд линий, отстоящих друг от друга на $0,06^{\circ}$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Kamyshan A.S., Komarov F.F., Lagutin A.E. // Problems of theoretical and applied electron and ion optics: The 8-th All-Russian Seminar.- Moscow, 2007.-P. 67.

Секция II

**ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В ТВЁРДОМ
ТЕЛЕ**

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЖИМЕ СКОЛЬЗЯЩИХ УГЛОВ ВЫЛЕТА СЛАБОРЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОНА ИЗ ПЛОСКОЙ МИШЕНИ

А.С. Кубанкин

Белгородский государственный университет, лаборатория
радиационной физики, г. Белгород, Россия

Исследование углового распределения переходного излучения (ПИ) нерелятивистской заряженной частицы, нормально пересекающей границу раздела среда-вакуум /1/, показало, что положение максимума углового распределения ПИ нерелятивистских частиц определяется только величинами действительной $\varepsilon'(\omega)$ и мнимой $\varepsilon''(\omega)$ частей диэлектрической проницаемости среды, а максимум углового распределения находится вблизи угла полного внутреннего отражения света от границы раздела.

В настоящей работе исследуется случай слаборелятивистских заряженных частиц, в котором кулоновское поле излучающей частицы начинает деформироваться и угловое распределение ПИ становится чувствительным не только к $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$, но и к величине энергии излучающей частицы. Предсказан эффект существенного (в десятки раз) увеличения угловой плотности ПИ при уменьшении угла падения слаборелятивистского электрона на плоскость поверхности мишени. Выявлена существенная зависимость формы спектрально-углового распределения ПИ от диэлектрической восприимчивости мишени, угла вылета и энергии излучающего электрона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кобзев А.П., Михалык С., Рутковски Е., Франк И.М. Ядерная физика, 1973, 18(4), 865.

ГЕНЕРАЦИЯ ИНТЕНСИВНОГО ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ КАВИТАЦИИ БЫСТРОЙ СТРУИ ЖИДКОСТИ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КАНАЛАХ

А.А.Корнилова¹⁾, В.И.Высоцкий²⁾, Н.Н.Сысов¹⁾, А.В.Десятов³⁾

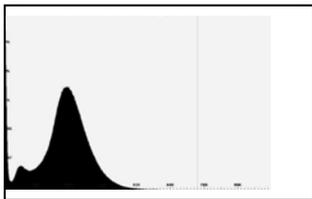
¹⁾Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

²⁾Киевский национальный университет им. Т.Шевченко, Украина

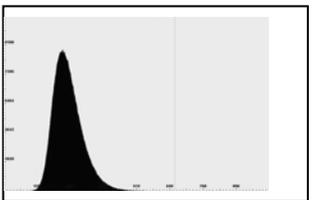
³⁾Унитарное федеральное предприятие "Центр Келдыша", Москва

В работе представлены результаты исследования комбинированных ударно-волновых радиационных процессов, связанных с генерацией интенсивного рентгеновского излучения, сопровождающего кавитационные явления при быстром направленном движении струи жидкости сквозь тонкие диэлектрические каналы.

При детальном исследовании был обнаружен и изучен критический режим кавитационных процессов, протекающих внутри толсто-стенной герметичной диэлектрической камеры в неоднородных диэлектрических каналах в быстро текущей жидкости. В этом режиме имеет место генерация интенсивного характеристического рентгеновского излучения, регистрируемого за пределами камеры.



Мягкая часть спектра этого излучения соответствует характеристическим переходам атомов вещества камеры (включая С,N,O). Оно не может проходить сквозь слой жидкости и стенки камеры и генерируется внешней поверхностью камеры. Более жесткое излучение соответствует атомам специального покрытия камеры, которое, в зависимости от степени покрытия, либо дополняет спектр излучения атомов камеры, либо экранирует его, оставляя только характеристическое излучение покрытия (Рис.1,2).



только характеристическое излучение покрытия (Рис.1,2).

В работе рассмотрен принцип формирования излучения на основе тандема кавитационного и ударно-волнового механизмов, посредством которого осуществляется передача энергии взрывной кавитации пузырьков в быстро текущей жидкости сквозь толстую стенку камеры к ее внешней поверхности, где происходит генерация рентгеновского излучения. Рассмотрены возможные методы оптимизации и использования этого излучения.

КОГЕРЕНТНОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ, ПЕРИОДИЧЕСКИ ДЕФОРМИРОВАННОМ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНОЙ

А.А. Асланян¹⁾, П.Н. Жукова²⁾, А.Г. Мкртчян¹⁾, А.Р. Мкртчян¹⁾,
Н.Н. Насонов²⁾, Г.К. Хачатурян¹⁾

¹⁾Институт прикладных проблем физики НАН Армении, г. Ереван,
Республика Армения.

²⁾Лаборатория радиационной физики, Белгородский госуниверситет,
г. Белгород, Россия.

Рассматривается когерентное тормозное излучение релятивистских электронов в кристалле с решеткой, периодически деформированной акустической волной. Анализируется наиболее привлекательный с точки зрения получения максимальной интенсивности излучения режим случайных столкновений излучающего электрона с атомными цепочками, реализующийся в условиях, когда вектор скорости электрона составляет малый угол с кристаллографической осью, а составляющая скорости в плоскости, ортогональной оси, лежит вдали от основных кристаллографических направлений в этой плоскости. Результаты выполненных исследований предсказывают резкую зависимость характеристик результирующего спектра когерентного излучения электрона на цепочках, деформированных акустической волной, от параметров волны, в частности показана возможность существенной монохроматизации спектра. При этом в области малых энергий спектра излучаемых фотонов $\omega \approx \gamma\omega_0$ (γ - Лоренц фактор быстрого электрона, ω_0 - плазменная частота мишени) формируется максимум, обусловленный влиянием эффекта Тер-Микаэляна. Амплитуда максимума зависит от мощности акустической волны и может превышать в несколько раз спектральную плотность когерентного тормозного излучения налетающего электрона на атомной цепочке. Обсуждаемый эффект является значительным уже при сравнительно небольших энергиях электронов порядка 100 МэВ и представляет интерес в области физики источников интенсивного квазимонохроматического рентгеновского излучения в диапазоне порядка 10 кэВ.

ЭФФЕКТ ФЛУКТУАЦИЙ ЗАРЯДА УСКОРЕННЫХ ИОНОВ В ЧЕРЕНКОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

В.С. Мальшевский

Южный Федеральный университет, г. Ростов-на-Дону, Россия

Впервые рассмотрены корреляционные эффекты в черенковском излучении, связанные с флуктуациями заряда многозарядных ускоренных ионов в среде. Показано, что стохастический процесс перезарядки приводит к размытию фронта волны излучения и к трансформации спектрально-угловой плотности. Эффект определяется среднеквадратичным отклонением заряда иона от его равновесного значения и дает ненулевой вклад в выход излучения при невыполнении порогового условия.

Влияние перезарядки на эффект черенковского излучения можно качественно описать на основе принципа Гюйгенса, обычно используемого для его интерпретации. А именно, компонента поля с частотой ω движущейся в среде частицы может быть представлена как суперпозиция полей осцилляторов с той же частотой, расположенных вдоль траектории частицы. Изменение заряда на некотором участке пути у частицы приведет к изменению энергии взаимодействия ее со средой и к изменению амплитуд полей осцилляторов. В результате чего интерференция полей осцилляторов на длине когерентности с участков траектории, соответствующих разным зарядовым состояниям, не погасит полностью результирующее поле вне черенковского конуса излучения. Если изменения заряда происходят случайным образом, то это приведет к размытию фронта волны излучения и к трансформации спектрально-угловой плотности. При равномерном и прямолинейном движении частицы в среде для потери энергии на излучение получим:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{\omega^2 v^2 e^2 \sqrt{\varepsilon'(\omega)} \sin^2 \theta}{(2\pi)^2} \Delta(\omega - \mathbf{kv}),$$

$$\Delta(\omega - \mathbf{kv}) = \int dt dt' \langle Z(t)Z(t') \rangle \exp[i(\omega - \mathbf{kv})(t - t')].$$

Существенным обстоятельством, отличающим последнюю формулу от известного результата [1], является появление в интегралах по времени автокорреляционной функции $\langle Z(t)Z(t') \rangle$. Оценки показывают, что выход излучения достаточен для экспериментального обнаружения эффекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tamm I.E., Frank I.M. //Dokl. Akad. Nauk SSSR, 1937, **14**, 107.

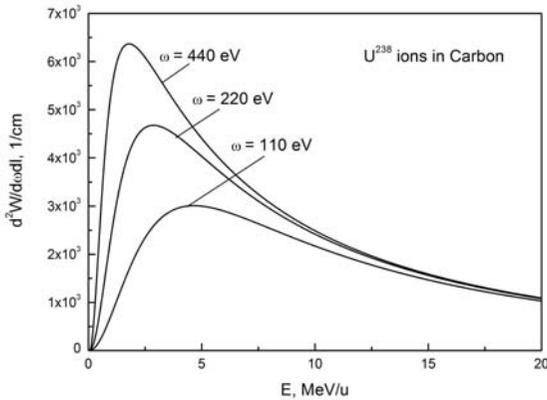
О ЧЕРЕНКОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В УГЛЕРОДЕ

В.С. Малышевский, П.В. Серба, А.А.Ольховский
Южный Федеральный университет, г. Ростов-на-Дону, Россия

Рассмотрены корреляционные эффекты [1] в черенковском излучении в рентгеновском диапазоне частот, связанные с флуктуациями заряда многозарядных ускоренных ионов в углеводе. Эффект определяется среднеквадратичным отклонением заряда иона от его равновесного значения и дает ненулевой вклад в выход излучения при невыполнении порогового условия черенковского излучения [2].

Проведены численные расчеты автокорреляционной функции $\langle Z(t)Z(t') \rangle$ ионов различных энергий и спектрально-угловой плотности корреляционного вклада в электромагнитное излучение.

Экспериментальное изучение влияния флуктуаций заряда и связанных с ним корреляционных эффектов на электромагнитное излучение



быстрых ионов в среде (в частности, измерение ширины углового распределения при различных условиях) могут быть полезны для получения дополнительной информации о процессах перезарядки.

ЛИТЕРАТУРА

- [1]. Малышевский В.С. // Письма в ЖТФ, 2008, **34**, n.7, 29.
- [2]. Tamm I.E., Frank I.M. //Dokl. Akad. Nauk SSSR, 1937, **14**, 107.

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ СГУСТКОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

Н.Ф. Шульга

Институт теоретической физики им. А.И.Ахиезера ННЦ ХФТИ,
г. Харьков, Украина

Ускоренный электрон всегда излучает. Этот вывод, однако, относится к точечной частице. Если заряд не является точечным и совершает периодическое движение относительно некоторого центра, то существуют такие распределения заряда, которые при таком периодическом (ускоренном) движении ничего не излучают /1,2/ (см. также ссылки к главе 1 в /3/).

В настоящей работе обращается внимание на то, что аналогичная ситуация возможна и при излучении сгустков релятивистских частиц, движущихся поступательно в периодических структурах. Обсуждаются условия возникновения эффекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schott G.// Phil. Mag. Suppl., 1933, v.15, 743.
2. Devaney A. , E.Wolf // Phys. Rev.D, 1973, v.8, 1044.
3. Ахиезер А.И., Шульга Н.Ф. Электродинамика высоких энергий в веществе. М.: Наука, 1993, 344с.

СТАТУС ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ПОИСКУ И ИССЛЕДОВАНИЮ ДИФРАГИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА МИКРОТРОНЕ НИИЯФ МГУ

Д.А. Бакланов¹⁾, И.Е. Внуков¹⁾, В.К. Гришин²⁾, А.Н. Ермаков²⁾,
Ю.В. Жандармов¹⁾, Р.А. Шатохин¹⁾

¹⁾БелГУ, г. Белгород, Россия

²⁾НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Обсуждается возможность обнаружения дифрагированного излучения каналированных электронов с энергией 15-40 МэВ в совершенных кристаллах. Приведена схема предполагаемой экспериментальной установки и описана методика проведения измерений. Сделаны оценки величины искомого эффекта и вклада фоновых процессов. Предложен новый способ ориентации кристалла на электронных ускорителях средних энергий с коротким временем цикла ускорения и сброса электронов на мишень (микротрон, линейный ускоритель) по интегральному выходу мягкого излучения из тонких металлических мишеней, устанавливаемых на фотонном пучке из кристалла, обеспечивающий существенное сокращение временных затрат на ориентацию. Проведен цикл подготовительных работ: написан комплекс программ для работы с аппаратурой в режиме реального времени, проведены тестовые измерения. То есть, выполнен весь комплекс работ, позволяющий уже в ближайшее время проводить экспериментальные исследования характеристик излучения, возникающего при взаимодействии быстрых электронов с упорядоченными и частично упорядоченными средами, и, в частности, начать эксперименты по проверке влияния динамических эффектов на спектр излучения при каналировании и поиску дифрагированного излучения каналированных электронов.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 05-02-17648 и 08-02-00816а) и программы внутренних грантов БелГУ.

ДИФРАГИРОВАННОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ОСЕВОМ КАНАЛИРОВАНИИ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ Si и LiF

К.Б. Коротченко, Т.А. Тухфатуллин, Ю.Л. Пивоваров, Е. И. Фикс
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Рентгеновское излучение при плоскостном каналировании релятивистских электронов с учетом дифракции (в рамках кинематической теории) впервые обсуждалась в /1, 2, 3/. Возникающий комбинационный эффект был назван DCR (Diffracted Channeling Radiation) /4/. Детальные расчеты DCR при плоскостном каналировании в кристаллах Si и LiF представлены в работах /5, 6/.

Однако эффект DCR для осевого каналирования не изучен. В докладе на основе динамической теории DCR представлены результаты численных расчетов угловых распределений DCR при осевом каналировании. При квантовомеханических расчетах учитывались все возможные переходы между подбарьерными энергетическими уровнями поперечного движения каналированных электронов и начальные заселенности всех энергетических зон.

Результаты:

- Структура углового распределения сильно зависит от угла падения электронов θ_0 и при $\theta_0 > \theta_c$ (критический угол каналирования) трансформируется в структуру PXR.
- Изучена эволюция DCR и углового распределения в зависимости от γ .
- Проводится сравнительный анализ углового распределения DCR при плоскостном и осевом каналировании.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Baryshevsky V.G. and Dubovskaya I.Ya. // J. Phys. 1983. С 16. P. 3663.
2. Ikeda T., Matsuda Y., Nitta H., Ohtsuki Y.H. // Nuclear Instruments & Methods in Physics Research. 1996. B115. P. 380-383
3. Matsuda Y., Ikeda T., Nitta H., Minowa H., Ohtsuki Y.H. // Nuclear Instruments & Methods in Physics Research. 1996. B115. P. 396-400.
4. Yabuki R., Nitta H., Ikeda T., Ohtsuki Y.H. // Physical Review B. 2001. V.63. P. 174112.
5. Богданов О.В., Коротченко К.Б., Пивоваров Ю.Л. // Письма в ЖЭТФ. – 2007. – т. 85. вып. 11. – С. 684.
6. Bogdanov O.V., Korotchenko K.B., Pivovarov Yu.L., Tikhfatullin T.A. //International Symposium «Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures» (RREPS-07): Book of Abstracts - Prague, Czech Republic, September 24-28, 2007. - p. 81

ТЕОРИЯ ДИФРАГИРОВАННОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОСЕВОМ КАНАЛИРОВАНИИ

К.Б. Коротченко¹⁾

¹⁾Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Рентгеновское излучение при плоскостном каналировании релятивистских электронов с учетом дифракции (в рамках кинематической теории) впервые обсуждалась в /1, 2, 3/. В рамках динамической теории дифракции возникающий комбинационный эффект был назван в /4/ DCR (Diffracted Channeling Radiation). Детальные расчеты DCR при плоскостном каналировании в кристаллах Si и LiF представлены в работах /5, 6/.

Однако эффект DCR для осевого каналирования не изучен. В докладе представлены результаты теоретических расчетов вероятности излучения DCR при осевом каналировании заряженных частиц. Матричные элементы для эмиссии дифрагированных фотонов, как и в /4/, рассчитаны в приближении двухволновой аппроксимации.

Результаты:

- Получены формулы, описывающие вероятность излучения DCR на единицу длины при осевом каналировании заряженных частиц.
- Показано, что в дипольном приближении формулы, описывающие вероятность излучения DCR на единицу длины при осевом каналировании заряженных частиц, аналогичны формулам, полученным в /4/, для плоскостного каналирования.

Полученные результаты использованы при численных расчетах дифрагированного рентгеновского излучения при осевом каналировании электронов в кристаллах Si и LiF (представлен доклад на ФВЗЧК-2008).

ЛИТЕРАТУРА

1. Baryshevsky V.G. and Dubovskaya I.Ya. // J. Phys. 1983. С 16. P. 3663.
2. Ikeda T., Matsuda Y., Nitta H., Ohtsuki Y.H. // Nuclear Instruments & Methods in Physics Research. 1996. B115. P. 380-383
3. Matsuda Y., Ikeda T., Nitta H., Minowa H., Ohtsuki Y.H. // Nuclear Instruments & Methods in Physics Research. 1996. B115. P. 396-400.
4. Yabuki R., Nitta H., Ikeda T., Ohtsuki Y.H. // Physical Review B. 2001. V.63. P. 174112.
5. Богданов О.В., Коротченко К.Б., Пивоваров Ю.Л. // Письма в ЖЭТФ. – 2007. – т. 85. вып. 11. – С. 684.
6. Bogdanov O.V., Korotchenko K.B., Pivovarov Yu.L., Tukhfatullin T.A. // International Symposium «Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures» (RREPS-07): Book of Abstracts - Prague, Czech Republic, September 24-28, 2007. - p. 81

СХОДСТВА И РАЗЛИЧИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ И В ПОЛЕ ИНТЕНСИВНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ВОЛНЫ

И.З.Бекулова, Р.М.Кешев, М.Х. Хоконов
Кабардино-Балкарский государственный университет,
г. Нальчик, Россия

Аналогия в характере движения релятивистских электронов в ондуляторах, при каналировании в кристаллах и в поле лазерной волны хорошо известна /1,2/ и приводит к аналогии в характеристиках спектров излучения, возникающего в этих случаях. Например, выражения, описывающие спектрально-угловые характеристики позитронов при плоскостном каналировании в точности совпадают с формулами для излучения электронов, движущихся в поле плоскополяризованной лазерной волны /1,3/. В данной работе рассматриваются интенсивные лазерные пучки с $\nu \geq 1$ ($\nu = E/\omega_0$ - инвариантный параметр лазерного поля с напряжённостью E и частотой ω_0). В отличие от обратного комптоновского рассеяния электромагнитные процессы в таких полях носят нелинейный характер /4/.

Напряжённость поля в фокусе тераваттного лазера имеет тот же порядок величины, что и напряжённость электростатического поля в кристалле /3/, соответственно, при взаимодействии электронов с петаваттными лазерами (1 пВт = 10^{15} ватт) /5/ следует ожидать существенного увеличения выхода излучения по сравнению с ориентированными кристаллами (ОК). Спектр излучения в поле такого лазера будет иметь синхротронный вид (с учётом квантовых эффектов) при энергиях электронов вплоть до нескольких сот ГэВ. В данной работе показано, что в отличие от ОК степень дипольности излучения в поле интенсивной лазерной волны растёт с ростом энергии электронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М. Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах. Новосибирск: «Наука», 1989, 399 с.
2. Khokonov M.Kh., Carrigan R.A. Jr. // Nucl. Inst. and Meth. B, 1998, V.145, P.133.
3. Хоконов А.Х., Хоконов М.Х., Киздермишов А.А. // ЖТФ, 2002, Т.72, В.11, С. 69.
4. Ритус В. И. // Труды ФИАН, 1979, Т.111, С. 5-151.
5. Hernandez-Gomez C., Brummitt P.A., Canny D.J., et. al. Vulkan petawatt-operation and development // J.Phys. IV France, 2006, V. 133, P. 555.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА СО СФЕРОЙ

В.А. Александров¹⁾, Г.М. Филиппов²⁾

¹⁾Чувашский госуниверситет, г. Чебоксары, Россия

²⁾Чебоксарский институт (филиал) МГОУ, г. Чебоксары, Россия

При пролете заряженной частицы вблизи однородной проводящей или диэлектрической сферы возникает электромагнитное излучение. Ранее в аналогичной задаче, в пренебрежении явлением запаздывания переменных электромагнитных полей, был проанализирован вопрос о поляризационных явлениях на сфере /1/. При более точном подходе, принимающем во внимание эффект запаздывания, следует учитывать более сложную структуру электромагнитного поля и граничных условий на поверхности сферы. В случае цилиндрической симметрии аксиально-несимметричные компоненты полей, вообще говоря, не могут быть разделены на независимые E - и H - волны. Аналогичное положение имеет место и в случае сферы. Для аксиально-симметричных компонент такое разделение оказывается возможным. Соответствующие граничные условия для них были выписаны в нашем предыдущем сообщении /1/. Для аксиально-несимметричных компонент полей граничные условия приводятся к бесконечной системе линейных алгебраических уравнений. В каждом из рассматриваемых случаев, наряду с необходимостью вычисления частот собственных колебаний, мы сталкиваемся с необходимостью определения всех компонент векторного потенциала электромагнитного поля, который проще всего задается в калибровке с равным нулю скалярным потенциалом. Находя потенциал \vec{A}_{lm}^α каждой парциальной волны с определенной поляризацией α , мы строим потенциал электромагнитного поля $\vec{A}(\vec{r}, t)$ в виде разложения по парциальным полям. В качестве функции Гамильтона взаимодействия между движущейся сторонней частицей и независимыми колебаниями в принятой калибровке следует выбрать выражение $H_{\text{int}} = -(1/c) \int \vec{A}(\vec{r}, t) \vec{j}(\vec{r}, t) d^3r$, где \vec{j} - плотность тока сторонней частицы. В работе, на основе указанных соображений, рассматриваются некоторые типы излучающихся волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Филиппов Г.М., Александров В.А., Никитин А.В., Лысова И.В. //Тезисы докладов 37-й Международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. – М.: Университетская книга, 2007. С. 38.

ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА С ЦИЛИНДРОМ

А.С. Сабиров¹⁾, Г.М. Филиппов²⁾

¹⁾Чувашский госуниверситет, г. Чебоксары, Россия

²⁾Чебоксарский институт (филиал) МГОУ, г. Чебоксары, Россия

В работе рассчитывается излучение, генерирующееся при пролете заряженной частицы вблизи однородного проводящего или диэлектрического цилиндра. Ранее в аналогичной задаче, в пренебрежении явлением запаздывания переменных электромагнитных полей, был проанализирован вопрос о поляризационных явлениях на цилиндре. При более точном подходе, принимающем во внимание эффект запаздывания, следует учитывать более сложную структуру электромагнитного поля и граничных условий на поверхности цилиндра. Аксиально-несимметричные компоненты полей, вообще говоря, не могут быть разделены на независимые E - и H - волны. Для аксиально-симметричных компонент такое разделение оказывается возможным. Соответствующие граничные условия для всех компонент полей были выписаны в нашем предыдущем сообщении. В каждом из рассматриваемых случаев, наряду с вычислением частот собственных колебаний, мы сталкиваемся с необходимостью определения векторного потенциала электромагнитного поля, который проще всего задается в калибровке с равным нулю скалярным потенциалом. Находя потенциал \vec{A}_{lm}^α каждой парциальной волны с определенной поляризацией α , мы строим потенциал электромагнитного поля в виде

$$\vec{A} = \sum_{\alpha, k, m} \left[\vec{e}_{km}^{\alpha} c_{km}^{\alpha} g_{km}^{\alpha}(r) e^{ikz + im\varphi} e^{-i\omega_{\alpha} t} + \vec{e}_{km}^{*\alpha} c_{km}^{*\alpha} g_{km}^{*\alpha}(r) e^{-ikz - im\varphi} e^{i\omega_{\alpha} t} \right],$$

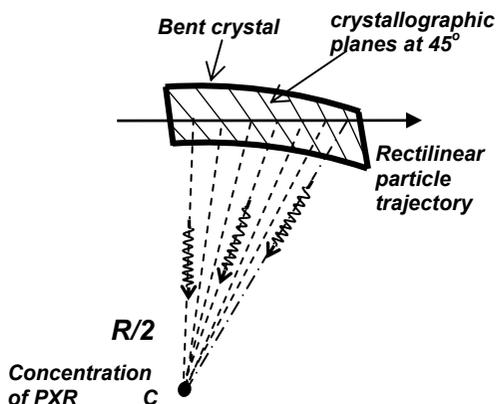
где \vec{e}_{km}^{α} - векторы поляризации парциальных компонент полей, ортогональные друг к другу, c_{km}^{α} - коэффициенты разложения, $g_{km}^{\alpha}(r)$ - радиальные нормированные функции независимых колебаний цилиндра. В качестве функции Гамильтона взаимодействия между движущейся стороной частицы и независимыми колебаниями в принятой калибровке следует выбрать выражение $H_{\text{int}} = -(1/c) \int \vec{A}(\vec{r}, t) \vec{j}(\vec{r}, t) d^3r$, где \vec{j} - плотность тока стороны частицы. В работе, на основе указанных соображений, рассматриваются некоторые типы излучающихся волн.

ФОКУСИРОВКА (КОНЦЕНТРАЦИЯ) ИЗЛУЧЕНИЯ ЧАСТИЦЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ПРЯМОЛИНЕЙНО В ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ

А.В. Щагин

Харьковский физико-технический институт, г. Харьков, Украина

Ранее нами были показаны возможности испускания сфокусированного излучения релятивистской частицы, движущейся через изогнутый кристалл в режиме каналирования. Такое излучение фокусируется на расстоянии от R кристалла. В настоящей работе мы показываем возможность фокусировки параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) и других видов (дифрагированного) излучения частицы, движущейся прямолинейно в изогнутом кристалле. Схема фокусировки (концентрации) изображена на рисунке.



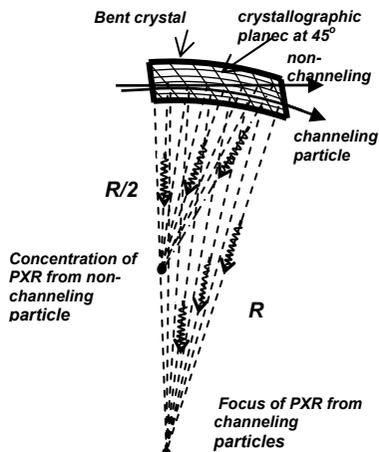
Релятивистская частица движется прямолинейно вдоль изогнутого кристалла. Рефлексы ПРИ, испускаемого на показанных кристаллографических плоскостях, концентрируются вблизи точки C . Другие виды излучения испускается вдоль траектории частицы, затем подвергается дифракции на тех же плоскостях и концентрируются также вблизи точки C . Концентрация излучения происходит в точке C на расстоянии $R/2$ от кристалла, где R – радиус изгиба кристалла. Таким образом, рентгеновское излучение с энергиями Брэгга извлекается из длинного изогнутого радиатора и фокусируется. При этом излучение каналированных частиц, движущихся вдоль изогнутого кристалла, фокусируется на расстоянии R от кристалла. Эксперименты можно проводить на пучке протонов гэвных энергий или позитронов (электронов) с энергией десятки и более МэВ.

ПРИМЕНЕНИЕ ФОКУСИРОВКИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ КАНАЛИРУЮЩЕЙ И НЕКАНАЛИРУЮЩЕЙ ФРАКЦИЙ ПУЧКА В ИЗОГУТОМ КРИСТАЛЛЕ

А.В. Щагин

Харьковский физико-технический институт, г. Харьков, Украина

Ранее нами были показаны возможности испускания сфокусированного излучения релятивистской частицы, движущейся через изогнутый кристалл в режиме каналирования и фокусировки (концентрации) излучения частицы движущейся прямолинейно через изогнутый кристалл. В первом случае излучение фокусируется на расстоянии R , а во втором на расстоянии $R/2$ от кристалла, где R – радиус изгиба кристалла. В настоящей работе мы показываем возможность диагностики каналированной и неканалированной фракций пучка в изогнутом кристалле а также состояния изогнутого кристалла. Схема эксперимента изображена на рисунке.



Два рентгеновских детектора следует установить на расстояниях R и $R/2$ от кристалла. Обработка спектрометрической информации с этих детекторов (энергии, интенсивности, ширины спектральных линий) позволит проводить диагностику. Эксперименты можно проводить на пучке протонов с энергией более десятка ГэВ или позитронов (электронов) с энергией десятки и более МэВ.

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ВЫСОКОСИММЕТРИЧНОЙ ОРИЕНТАЦИИ ПУЧКА В КРИСТАЛЛЕ

О.А. Подсвиров, С.В. Поплёвкин
Государственный политехнический университет,
Санкт-Петербург, Россия

Аналитические решения для многоволновых задач дифракции электронов в кристалле встречаются редко и, в основном, относятся к частным случаям высокосимметричной ориентации пучка и кристалла /1/. Ранее /2/ одним из авторов была аналитически решена в общем виде трёхволновая задача динамической дифракции электронов на центросимметричном кристалле с учетом основного и двух систематических брэгговских отражений $\pm g$. В настоящей работе проводится сравнение аналитического и численного решения такой задачи, которое показало совпадающие результаты, свидетельствующие, в частности, о правильности выбранных алгоритмов решения и вычислений. В то же время наблюдались некоторые отличия в поведении блоховских амплитуд вблизи симметричной ориентации пучка, то есть при ориентации пучка параллельно отражающим плоскостям. В частности, в этом случае не наблюдается вырождения блоховских функций, как считалось ранее и объяснялось влиянием условий симметрии /1/. В работе обсуждаются возможные физические причины этого явления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хирш П., Хови А., Николсон Р., Пэшли Д., Уэлан М. Электронная микроскопия тонких кристаллов. -М.: Мир, 1968, 575 с..
2. Подсвиров О.А. Аналитическое решение проблемы трёхволновой динамической дифракции электронов в кристалле //Тезисы докладов XXXVI международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, Москва, изд. Московского университета, 2006, с.64.

ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ ЧЕРЕЗ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КАПИЛЛЯРЫ

В.П. Петухов

НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

До настоящего времени процессы прохождения заряженных частиц через диэлектрические капилляры изучались только для положительных ионов. Представляется интересным продолжить эти эксперименты применительно к электронам, т.к. в этом случае можно предположить некоторое различие в механизмах взаимодействия частиц с диэлектриками.

Исследовано прохождение электронов с энергией от 1 кэВ до 30 кэВ через стеклянные поликапилляры, поликапиллярные конусы и кварцевые трубки. Измерены спектры электронов и выход рентгеновского излучения. Поликапиллярные столбики и конусы изготовлены М.А. Кумаховым (Институт рентгеновской оптики).

Из результатов измерения спектра электронов на входе и выходе трубки следует, что энергия электронов практически не меняется после прохождения через трубку. Это говорит о том, что электроны проходят через диэлектрический канал без столкновений со стенкой, которая, видимо, заряжается предыдущими электронами.

Измерение спектра рентгеновского излучения на выходе кварцевой трубки и на выходе поликапиллярного столбика указывает на то, что в результате столкновений части электронов пучка со стенкой канала происходит ионизация атомов стенки. Исследование этих спектров позволяет получить дополнительную информацию о механизме транспортировки заряженных частиц в диэлектрических каналах.

Трансмиссия электронов через трубки и капилляры уменьшается с увеличением тока электронного пучка. Видимо процессы зарядки стенки канала и стекания заряда, которые определяют распределение потенциала внутри канала, существенно зависят от величины тока.

Результаты измерений зависимости коэффициента трансмиссии от времени показали, что вначале степень прохождения электронов очень высока, потом медленно спадает и выходит на плато. Очевидно за это время устанавливается некое равновесие в процессах зарядки стенок и стекания заряда.

Работа выполнена при частичной поддержке INTAS Grant № 06-1000012-8972

РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НАВСТРЕЧУ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ, ПАДАЮЩИХ НА ПЛОСКУЮ НЕСТРУКТУРИРОВАННУЮ МИШЕНЬ

В.К.Гришин
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Рассматриваются особенности рентгеновского излучения, генерируемого навстречу скорости умеренно релятивистских электронов при их падении на тонкую плоскую однородную мишень. Подобная геометрия обсуждается ныне при поиске оптимальных фоновых условий в структурных рентгеновских исследованиях. Оценивается вклад различных механизмов в общий радиационный поток с учетом его отражения и преломления на границе мишени, в частности, переходного (ПИ) и поляризационного тормозного излучения (ПТИ). Отмечаются эффекты осцилляции интенсивности последнего, возникающие при различных соотношениях толщины мишени и когерентной длины излучения. При этом когерентное и некогерентное ПТИ имеют не только различную интенсивность, но и различную угловую зависимость. Так, слабую угловую зависимость сохраняет некогерентное ПТИ. При малых толщинах мишени когерентное ПТИ имеет также отличные от ПИ и обычного тормозного излучения (ТИ) частотные зависимости интенсивности: в рентгеновском диапазоне интенсивность ПТИ падает обратно пропорционально квадрату, ПИ – обратно пропорционально четвертой степени частоты, а ТИ – практически постоянно.

О НЕКОГЕРЕНТНОМ ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ

В.В. Сыщенко¹⁾, А.И. Тарновский¹⁾, Н.Ф. Шульга²⁾

¹⁾Белгородский государственный университет, Белгород, Россия

²⁾Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера ННЦ ХФТИ,
Харьков, Украина

Сечение излучения релятивистских электронов в кристалле распадается на сумму сечений когерентного и некогерентного излучения /1/. Для электронов с энергией ~ 1 ГэВ в жесткой области спектра тормозного излучения вклад некогерентной части является определяющим. В предлагаемом докладе с помощью развитой в /2,3/ процедуры моделирования некогерентного излучения, дополненной учетом коллимации излучения, исследована ориентационная зависимость эффективности некогерентного излучения быстрых электронов, движущихся под малым углом φ к плотно упакованной атомами кристаллографической оси. Результаты моделирования как в случае тонких, так и толстых кристаллов находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными /4/.

Работа частично поддержана РФФИ (проекты 08-01-00288-а и 08-02-00173-а), Министерством образования и науки РФ (проект РНП.2.1.1.1.3263) и внутриуниверситетским грантом БелГУ.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Ереван, Изд-во АН Арм. ССР, 1969, 457 с.
2. Shul'ga N.F., Syshchenko V.V. // Nucl. Instr. and Meth. 2005. V. B227. P. 125.
3. Сыщенко В.В., Тарновский А.И., Шульга Н.Ф. // Поверхность. 2008. № 3. С. 1.
4. Sanin V.M. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 1992. V. B67. P. 251.

РЕЗОНАНСНОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ОБЛАСТИ ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТА

М.С. Ладных, Н.Н. Насонов

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

Проблема генерации интенсивных остронаправленных пучков квазимонохроматических фотонов в области вакуумного ультрафиолета является весьма актуальной в связи с экспериментальными исследованиями биологических структур, кинетики химических реакций, полимеров и т.д. Современные синхротроны вполне решают указанную проблему, однако являются сравнительно дорогими и малодоступными источниками. Поэтому большой интерес представляют поиски альтернативных источников, использующих компактные и недорогие электронные ускорители на энергию порядка 10 МэВ, что в сотни раз меньше характерной энергии электронов в синхротронах.

В настоящей работе исследуется возможность создания эффективного источника на основе резонансного переходного излучения (РПИ) релятивистских электронов в периодической системе фольг. Принципиальным затруднением на пути реализации механизма РПИ в области вакуумного ультрафиолета является фотопоглощение излучаемых квантов в материале фольг, исключающее практически возможность применения традиционной схемы РПИ, в которой излучаемые фотоны распространяются вместе с излучающими электронами через всю систему фольг. В работе анализируется другая схема, основанная на радиаторе из фольг малого размера, установленных наклонно к траектории пересекающих их электронного пучка. При этом фотоны выводятся в сторону из каждого элемента периодичности радиатора, состоящего из двух соседних фольг. Возникающая в данной схеме проблема эффективного отражения фотонов от фольги для вывода фотонного пучка решается именно в исследуемой области вакуумного ультрафиолета, в которой реальная часть диэлектрической восприимчивости ряда веществ принимает большие отрицательные значения (порядка 0.1 - 0.4). Указанное обстоятельство позволяет реализовать эффект полного внешнего отражения фотонов надлежащим выбором угла падения электронов на поверхность фольги, что обеспечивает вывод фотонов из радиатора практически без потерь. Выполненные расчеты показывают, что результирующие формулы, описывающие спектрально-угловое распределение интенсивности рассматриваемого излучения, совпадают с аналогичными формулами для РПИ в традиционной схеме. Таким образом, исследования настоящей работы предсказывают возможность создания простого и эффективного источника рентгеновских квантов, основанного на модифицированной схеме РПИ.

ОЦЕНКА СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ С ПОМОЩЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭТОМ ОБРАЗЦЕ

Д.А. Бакланов, И.Е. Внуков, Ю.В. Жандармов, Р.А. Шатохин
Белгородский госуниверситет, г. Белгород, Россия

Исходя из анализа результатов экспериментов /1-4/ по исследованию характеристик параметрического рентгеновского излучения быстрых электронов в совершенных и мозаичных кристаллах для разных углов наблюдения, предложен способ оценки структуры образцов и размеров микроблоков, из которых они состоят. Обсуждается возможность оценки размеров микроблоков по соотношению интенсивностей разных порядков отражения для одного угла наблюдения. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 05-02-17648 и 08-02-00816а), и программы внутренних грантов БелГУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Адищев Ю.Н. и др. // ЖЭТФ, 1987, Т.93, вып. 6(12), с.1942-1950.
2. Балдин А.Н. и др. // Письма ЖТФ, 2007, Т.33, вып.14, с.87-94.
3. Балдин А.Н. и др. // Поверхность. Рентгеновские синхротронные и нейтронные исследования, 2006, N 4, с. 72-85.
4. Внуков И.Е. и др. // Известия ВУЗов, Физика, N 3, 2001, с.53-65.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ КИЛОВОЛЬТНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В КОНДЕНСИРОВАННОМ ВЕЩЕСТВЕ

Н.Н. Михеев¹⁾, Е.В. Широкова²⁾, М.А. Степович²⁾

¹⁾ Научно-исследовательский центр «Космическое материаловедение»
Института кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, г. Калуга,
Россия

²⁾ Калужский государственный педагогический университет
им. К.Э. Циолковского, г. Калуга, Россия

Ранее /1, 2/ показано, что потери энергии киловольтными электронами в конденсированном веществе можно описывать в виде суммы двух слагаемых, одно из которых отвечает за потери энергии электронами, испытавшими малоугловое рассеяние и поглощенными мишенью, а второе описывает потери энергии обратно рассеянными электронами. Показано что такой подход дает хорошее согласие между расчетными и экспериментальными результатами и допускает учет других эффектов, уточняющих математическую модель рассматриваемого физического явления (см. /2/).

В настоящей работе рассмотрены некоторые возможности уточнения модели потерь энергии моноэнергетическими электронами в кристаллах, описанные в /1, 2/. Показано, как учет вводимых поправок влияет на характер изучаемой функциональной зависимости и для различных мишеней выполнены количественные оценки такого влияния. Проведена оценка некоторых возможностей использования изучаемых математических моделей для диагностики материалов и структур микро- и наноэлектроники.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и правительства Калужской области (проект № 07-02-96406).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Михеев Н.Н., Петров В.И., Степович М.А. // Изв. АН СССР. Сер. физ., 1991, т. 55, № 8, с. 1.
2. Михеев Н.Н., Степович М.А. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов, 1996, Т. 62, № 4, С.20.

ОБРАБОТКА СПЕКТРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ИНДУЦИРУЕМОГО ЭЛЕКТРОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ ПОВЕРХНОСТИ, С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЕЙВЛЕТОВ

С.Е. Степанов¹⁾, М.А. Сергеева¹⁾

¹⁾ Калужский филиал Московского государственного технического университета имени Н.Э. Баумана, г. Калуга, Россия

Одним из видов информации о полупроводниковых материалах являются спектры электромагнитного излучения, индуцируемого электронной бомбардировкой поверхности. Количественной информацией о спектре можно считать дискретные наборы данных $\{(x_i, y_i)\}$. Эти значения могут быть неточными в силу ошибок в измерениях, возможных предшествующих вычислениях и т.п. Для уменьшения влияния погрешностей следует провести обработку данных.

Для фильтрации и анализа экспериментально полученной информации применяются различные методы. Одним из новых методов, хорошо зарекомендовавших себя на практике, является использование вейвлетов /1/. Появление вейвлетов второго поколения дало еще большие возможности для обработки данных /2/.

В данной работе рассматривается применение вейвлетов второго поколения для обработки спектров катодолюминесценции (КЛ), в том числе поверхностных. Предлагается алгоритм обработки спектров КЛ, который позволяет определить область локализации сигнала, выявив систематическую погрешность измерений, и сгладить исходную информацию, уменьшив влияние случайных погрешностей. Кроме того, равенство нулю многих вейвлет-коэффициентов после сглаживания дает возможность эффективного сжатия данных.

Установлена область применения полученного алгоритма, сформулированы требования на количественные характеристики значений и предложена модификация стандартных вейвлетов для корректной обработки данных в граничных точках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Малла С. Вейвлеты в обработке сигналов - М.: Мир, 2005, с.672
2. Степанов С.Е., Степович М.А. // Прикладная физика, 2004. Т.3, с.

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛИКРИСТАЛЛА

Н.А.Гостищев¹⁾, А.С.Кубанкин¹⁾, Н.Н. Насонов¹⁾, В.В. Полянский²⁾
В.И. Сергиенко²⁾, В.А. Хабло²⁾.

¹⁾Белгородский Государственный университет, г. Белгород, Россия

²⁾Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Продолжены теоретические и экспериментальные исследования спектров рентгеновского поляризованного тормозного излучения (ПТИ), направленные на разработку нового метода диагностики по ПТИ атомной структуры поликристаллов. Положение когерентных пиков в спектрах ПТИ зависит от угла измерения (угол между осью электронного пучка и направлением, под которым рентгеновский детектор регистрирует фотоны из мишени). Это крайне важно для идентификации пика, поскольку в измеренных спектрах обычно проявляется много пиков, имеющих различную природу. Например, пики характеристического излучения атомов мишени и элементов конструкции установки, положение которых не зависит от угла. Необходимым этапом разработки метода диагностики являются количественные измерения зависимости положения и формы когерентных пиков в спектре ПТИ от угла измерения и сравнение их с расчетными. Эксперимент был выполнен на электронном пучке с энергией 7 МэВ с использованием в качестве мишеней поликристаллических фольг алюминия, меди и никеля. Измерены абсолютные значения выхода фотонов в спектрах ПТИ под углами 90^0 , 83^0 и 75^0 . Приведены теоретические кривые, рассчитанные на основе общей формулы для спектрально-углового распределения ПТИ релятивистских электронов в поликристалле /1/. Представленные результаты показывают согласие экспериментальных данных и теоретической модели, развитаемой с участием авторов данной работы, и возможность идентификации когерентных пиков ПТИ по их положению в спектрах в зависимости от угла измерения.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (грант № РНП.2.1.1.3263) и фонда РФФИ (грант РФФИ № 07-02-12226-офи).

ЛИТЕРАТУРА

1. Astapenko V., Nasonov N., Zhukova P. // J. Physics. 2007. V.B40. P.1337

ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТКИХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С УЧЕТОМ ТОРМОЖЕНИЯ

В.Р. Альтапова¹⁾, О.В. Богданов¹⁾, Ю.Л. Пивоваров¹⁾
¹⁾Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

В работе /1/ были предсказаны дифракционно подобные эффекты в угловом распределении черенковского излучения релятивистских тяжелых ионов в тонких радиаторах. При вычислениях использовался приближенный метод учета торможения ионов в веществе (dE/dx). Ключевым параметром, определяющим ширину углового распределения излучения вблизи черенковского конуса /1/ являются потери энергии тяжелыми ионами при прохождении через радиатор. Мы развиваем новый метод, основанный на более точном учете торможения (dE/dx) с использованием пакета программ SRIM'06 /2/. Проводится сравнение с результатами работы /1/ и обсуждаются новые особенности угловых распределений излучения вблизи черенковского конуса, в частности зависимость от заряда иона, начальной энергии пучка, длины волны излучения и типа радиатора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kuzmin E.S., Tarasov A.V. // Diffractionlike effects in angular distribution of Cherenkov radiation from heavy ions, Rapid Communications JINR №4, 1993, с.64.
2. Ziegler J.F. // The Stopping of Energetic Light Ions in Elemental Matter - J. Appl. Phys / Rev. Appl. Phys., 85,1999, p.1249-1272.

СЛОЖНАЯ СТРУКТУРА ПИКОВ РЕЗОНАНСНОГО КОГЕРЕНТНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ ИОНОВ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ

А. А. Бабаев, Ю. Л. Пивоваров
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

При каналировании водородоподобных ионов вдоль плоскостей кристалла возможен резонансный переход электрона в соответствующее возбужденное состояние /1/ (резонансное когерентное возбуждение - RCE). Зависимость вероятности возбуждения от энергии (либо от угла между импульсом иона и кристаллографическими осями в плоскости каналирования) имеет четко выраженный максимум (см., например, /2/, /3/).

В ряде последних экспериментов по RCE была обнаружена сложная структура максимума RCE — один максимум на самом деле представляет собой несколько близко расположенных пиков /4/. В /5/ было предложено объяснить расщепление пика RCE тонкой структурой уровней энергии орбитальных электронов иона.

В данной работе предложена модель, позволяющая получать характеристики RCE при плоскостном каналировании тяжелых релятивистских водородоподобных ионов. Модель учитывает тонкую структуру уровней энергии электрона иона, эффект Штарка, возникающий благодаря влиянию непрерывного потенциала плоскостей кристалла на уровни энергии электрона иона. Также учтена ионизация ионов в кристалле. Расчет проведен для реальных, искривленных, траекторий ионов в канале.

Полученные резонансные кривые характеризуются несколькими близко расположенными пиками, обусловленными переходами электрона из основного состояния в возбужденные состояния, соответствующие различным компонентам тонкой структуры данного главного квантового числа. Полученные результаты находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом /4/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Okorokov V. V. et al. // Phys. Lett., 1973, A43, 485.
2. Shindo S. and Ohtsuki Y. H. // Phys. Rev. B, 1976, 14, №9, 3929.
3. Оцуки Ё.-Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. М.: Мир, 1985. 280 с.
4. Azuma T., Ito T., Takabayashi Y., Komaki K., Yamazaki Y., Takada E., and Murakami T. // Physica Scripta, 2001, T92, 61.
5. Pivovarov Yu. L. // Nucl. Instrum. Methods, B, 1998, 145, 96.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ С ПОВЕРХНОСТЬЮ (0001) СЛОИСТОГО КРИСТАЛЛА MoS_2 : ТОНКАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ И ПРОХОЖДЕНИЯ

О.Ф. Панченко, Л.К. Панченко
Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина
НАН Украины, г. Донецк, Украина

Одним из методов изучения приповерхностных состояний кристаллов является низкоэнергетическая спектроскопия поглощения и прохождения низкоэнергетических электронов (ППНЭ), в которой измеряется производная по энергии первичных электронов от полного тока в цепи образца или тока прохождения как функция этой энергии. Согласно существующим представлениям /1-2/, наблюдаемая в экспериментах тонкая структура (ТС) спектров ППНЭ обусловлена многократным рассеянием дифракционного пучка на поверхностном потенциальном барьере и отражает особенности незаполненных высоколежащих состояний. Для интерпретации опытных данных необходимо решать задачу о рассеянии электронов с заданным импульсом на кристалле в рамках динамической теории дифракции медленных электронов. Расчеты спектров ППНЭ монокристалла MoS_2 проводились в приближении /3/, когда вероятность рассеяния пропорциональна числу конечных состояний на данном уровне энергии в заданном направлении квазиимпульса. Результаты расчетов удовлетворительно описывают основные особенности ТС экспериментальных спектров ППНЭ /1/. Показана преобладающая роль эффектов объемной зонной структуры (экстремумы в спектрах отражают энергетическое положение критических точек типа краев (границ) энергетических зон или точек экстремальной кривизны дисперсионных ветвей) в формировании спектров ППНЭ. В этих спектрах также могут проявляться пороговые характеристики возбуждения твердого тела при электронном воздействии: плазменные колебания, состояния примесных атомов, вакансий и др., которые приводят только к размытию и уменьшению амплитуды спектральной структуры. Развиваемый метод позволяет отделить объемные эффекты в спектрах ПТ от поверхностных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Komolov S.A. Total Current Spectroscopy of Surface.-Philadelphia, USA: Gordon & Breach, 1992.
2. Strocov V.N. // In: Electron Spectroscopies Applied to Low-Dimensional Materials /Edited by H.I. Starnberg, H.P. Hughes./.-Netherlands: Kluwer, 2000, p.161.
3. Panchenko O.F., Panchenko L.K. // Surf. Sci., 2006. V.600. P.3830.

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ СКАЧКОВ В СПЕКТРЕ КОГЕРЕНТНОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛЕ ИЗОГНУТЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛОСКОСТЕЙ АТОМОВ

Н.Ф. Шульга, В.В. Бойко
Институт теоретической физики им. А.И.Ахиезера ННЦ ХФТИ,
г. Харьков, Украина

При движении релятивистских электронов в кристалле под малым углом к одной из кристаллографических плоскостей атомов возможны когерентный и интерференционный эффекты в излучении. Благодаря этим эффектам спектральная плотность излучения содержит резкие максимумы с высокой интенсивностью в них [1,2]. Эти же эффекты проявляют себя и при движении частицы в поле периодически изогнутых кристаллических плоскостей атомов [3]. При этом положение максимумов в сечении излучения определяется как периодом расположения кристаллических плоскостей атомов, так и периодом деформации этих плоскостей. Механизм возникновения максимумов в обоих случаях обусловлен законами сохранения энергии и импульса при излучении.

В настоящей работе обсуждается, предсказанный в [4], новый механизм формирования резких скачков в спектре излучения, при движении заряженной частицы вдоль оси модуляции кристаллических плоскостей атомов. Этот механизм связан не с законами сохранения энергии и импульса при излучении, а со структурой асимптотик суммируемых в сечении функций. Он проявляется в области больших частот излученных фотонов и не связан с периодичностью деформаций кристалла. Анализируются выражения для положения, величины и ширины этих скачков.

ЛИТЕРАТУРА

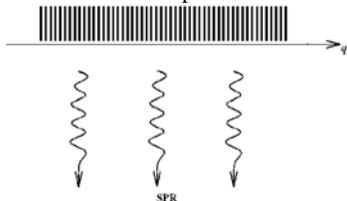
1. Ter-Mikaelian M. L., High-Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media, Wiley Interscience, New-York, 1972.
2. Akhiezer A. I., Shul'ga N. F., High-Energy Electrodynamics in matter, Gordon and Breach, Amsterdam, 1996.
3. Shul'ga N.F., Boyko V.V. //JETP Letters, 2006, Vol. 84, No. 6, pp. 305-307.
4. Shul'ga N.F., Boyko V.V., Esaulov A.S. //Phis.Lett. A, 2008 (in press)

ГЕНЕРАЦИЯ СФОКУСИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СМИТА-ПАРСЕЛА

А.В. Щагин

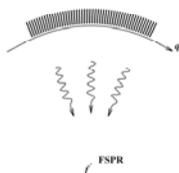
Харьковский физико-технический институт, г. Харьков, Украина

На первом рисунке показана хорошо известная схема испускания излучения Смита-Парсела. Нерелятивистская частица движется прямолинейно вблизи периодической структуры и испускает наиболее интенсивное излучение приблизительно в перпендикулярном направлении.



испускание наиболее интенсивное излучение приблизительно в перпендикулярном направлении.

На втором рисунке показана предлагаемая схема генерации сфокусированного излучения Смита-Парсела /1/. Частица движется по криволинейной траектории в перпендикулярном магнитном поле вблизи изогнутой периодической структуры. Излучение Смита-Парсела фокусируется в центре изгиба структуры и траектории частицы. Формирование сфокусированного излучения Смита-Парсела аналогично построению Гюйгенса-Френеля,



приведенному в /2/ для формирования сфокусированного параметрического рентгеновского излучения. Применение предлагаемой схемы может позволить получить сфокусированное излучение в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне.

ЛИТЕРАТУРА

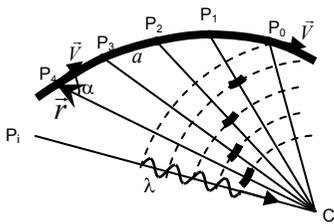
1. Shchagin A.V. Focusing of radiation from relativistic particles. Book of Abstracts. 2nd International Conference on Quantum Electrodynamics and Statistical Physics, September 19-23, 2006, Kharkov, Ukraine. National Scientific Center "Kharkov Institute of Physics and Technology", 2006, P. 93.
2. Щагин А.В. // Письма в ЖЭТФ 2004. Т.80. С.535-540.

ФОКУСИРОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ВДОЛЬ ЛОГАРИФМИЧЕСКОЙ СПИРАЛИ

А.В. Щагин, В.В. Сотников

Харьковский физико-технический институт, Харьков 61108, Украина

В работе показана возможность фокусировки излучения заряженной частицы, движущейся вдоль периодической структуры по траектории логарифмической спирали. Формирование фокусированного излучения показано на рисунке с помощью построения Гюйгенса-Френеля в момент времени, когда частица достигла точки P_0 .



Частица движется с постоянной скоростью V вдоль логарифмической спирали $r = r_0 \exp(\varphi / tg \alpha)$, где φ - полярный угол радиус-вектора \vec{r} , α - постоянный угол между вектором скорости частицы и направлением на центр спирали C . Вспышки излучения возникают в точках P_i , расположенных с периодом a вдоль спирали, и формируют сферические волновые фронты. Участки этих фронтов, движущиеся к центру спирали, показаны толстыми линиями. Фронты пересекают центр спирали с частотой $\omega = 2\pi c V a^{-1} [c - V \sqrt{\epsilon_0} \cos \alpha]^{-1}$, не зависящей от времени. Таким образом, в центре логарифмической спирали фокусируется монохроматическое излучение движущегося источника (частицы). Источник движется вдоль спирали с постоянной скоростью.

Рассмотрены два примера. В первом примере в центре спирали фокусируется излучение из рефлекса параметрического рентгеновского излучения релятивистской частицы, движущейся в режиме каналирования вдоль кристалла, изогнутого в форме логарифмической спирали. В этом случае a есть расстояние между кристаллографическими плоскостями с ненулевым структурным фактором вдоль траектории частицы. Угол излучения α может быть выбран произвольно в случае траектории частицы вдоль логарифмической спирали. Во втором примере фокусируется излучение из максимума выхода излучения Смита-Парсела частицы, движущейся по логарифмической спирали в поперечном магнитном поле $H = (EV \sin \alpha) / (ecr)$ вблизи изогнутой периодической структуры. Частота излучения Смита-Парсела, сфокусированного в центре спирали, также выражается приведенной выше формулой, где a есть период периодической структуры.

Работа выполнена частично благодаря поддержке по грантам УНТЦ 1030 и 1911.

СЕЧЕНИЕ ИОНИЗАЦИИ К-ОБОЛОЧКИ КРЕМНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

А.В. Шагин, В.В. Сотников

Харьковский физико-технический институт, г. Харьков, Украина

Кристаллы кремния используются во многих экспериментах по взаимодействию релятивистских частиц с кристаллами, например для генерации когерентного тормозного излучения, излучения при каналировании, параметрического рентгеновского и других видов излучения (см, например, /1/), для поворота и фокусировки пучков и т.п. При этом релятивистские частицы ионизируют К-оболочку атомов кремния и возникает характеристическое излучение с энергией 1.74 кэВ (см., например, /2/). Его можно регистрировать рентгеновским детектором и использовать для мониторинга числа частиц, прошедших через мишень. Для такого мониторинга необходимо знать абсолютную величину сечения К-ионизации. В работе анализируются данные по сечению К-ионизации кремния релятивистскими электронами. Экспериментальные данные, приведенные в /3/, сравниваются с расчетами по приведенным формулам из литературы и по базе данных /4/. Получена формула для расчета сечения, аппроксимирующая имеющиеся экспериментальные данные по сечению К-ионизации кремния. Обсуждается влияние эффекта плотности на поведение сечения при высоких энергиях. Предложенная формула может быть использована в анализе экспериментальных данных в диапазоне энергий налетающих электронов от единиц до сотен МэВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shchagin A.V., Pristupa V.I., Khizhnyak N.A. // Phys. Lett. 1990. A148. P. 485-488.
2. Шагин А.В. // Письма в ЖЭТФ, 2004. Т.80. С. 535-540.
3. Shchagin A.V., Pristupa V.I., Khizhnyak N.A. // NIM 1994. B48. P. 9-13.
4. LLNL Evaluated Electron Data Library (EEDL)

УСТАНОВКА НА УСКОРИТЕЛЕ ЭЛИАС (ХФТИ) ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 0.5 – 3.0 МЭВ

А.В. Щагин, В.А. Воронко, В.И. Нагайченко, В.В. Сотников,
В.В. Сидоренко, В.Н. Борисенко
Харьковский физико-технический институт, г. Харьков, Украина

В работе описана экспериментальная установка, собранная в течение 2005 – 2007 гг. на выходе электростатического ускорителя электронов ЭЛИАС (ННЦ ХФТИ, Харьков). Установка предназначена для проведения экспериментальных исследований свойств рентгеновского и других видов излучения, возникающих при взаимодействии электронов с энергией 0.5 – 3.0 МэВ с монокристаллами, текстурированными и обычными поликристаллами, и иными мишенями. Установка построена на базе двухосевого гониометра с возможностью вывода мишени из пучка и рентгеновского спектрометра на основе Si(Li) детектора. Установка позволяет измерять спектры рентгеновского излучения при различных ориентациях мишени, контролировать ток пучка с помощью цилиндра Фарадея и ток вторичной эмиссии из мишени. На установке можно проводить исследования характеристического и параметрического рентгеновского излучения и в перспективе излучения при каналировании, когерентного тормозного излучения. Приведена схема установки и первые полученные спектры характеристического излучения монокристалла Si и поликристалла Nb при энергии электронов 2.5 МэВ.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО УСКОРИТЕЛЯ И ГЕНЕРАТОРА ИЗЛУЧЕНИЯ

В.И. Нагайченко, В.А. Воронко, В.В. Сотников, В.В. Сидоренко,
А.М. Егоров, А.В. Щагин
Харьковский физико-технический институт, г. Харьков, Украина

В работе описана экспериментальная установка, собранная в течение 2006 – 2007 гг. в ННЦ ХФТИ, Харьков. Установка предназначена для исследования свойств пироэлектрического ускорителя и генератора рентгеновского излучения. В перспективе возможно также проведение экспериментов с пироэлектрическим генератором нейтронов. Установка построена на основе вакуумной камеры рассеяния, которая ранее была изготовлена для исследования взаимодействия ускоренных заряженных частиц с веществом. На установке можно измерять спектры рентгеновского излучения с помощью Si(Li) и Ge(Li) детекторов, спектры ускоренных электронов с помощью поверхностно-барьерного и сцинтилляционного (CsI) детекторов. На установке проводятся экспериментальные исследования свойств пироэлектрического ускорителя и пироэлектрического рентгеновского генератора в зависимости от состава и давления остаточного газа внутри камеры, размеров и формы LiNbO_3 кристалла, качества поверхности кристалла, геометрических факторов и т.д. Рабочее давление в экспериментальной камере регулируется в диапазоне от 10^{-2} до 10^{-4} Торр. Допускается заполнение камеры различными газами. Температурный диапазон при нагревании и охлаждении пироэлектрического кристалла от -50°C до $+150^{\circ}\text{C}$. Приведена схема установки и некоторые первые результаты исследований [1,2].

Работа выполнена, благодаря частично гранту УНТЦ 1911.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нагайченко В.И., Сотников В.В., Иванов Б.И., Егоров А.М., Щагин А.В. // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения» 2006. Т.5. С.254 – 259.
2. Нагайченко В.И., Сотников В.В., Иванов Б.И., Егоров А.М., Щагин А.В. // Поверхность. 2007. Т.3. С.1-9.

ВОЗМОЖНОСТИ УВЕЛИЧЕНИЯ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ УСКОРИТЕЛЕ

В.И. Нагайченко¹⁾, В.А. Воронко¹⁾, В.В. Сотников¹⁾, В.В. Сидоренко¹⁾,
П.С. Кизим²⁾, А.М. Егоров¹⁾, А.В. Щагин¹⁾

¹⁾Харьковский физико-технический институт, г. Харьков, Украина

²⁾Харьковский национальный университет, г. Харьков, Украина

В работе рассматриваются экспериментальные возможности увеличения потенциала на поверхности пироэлектрического кристалла LiNbO_3 в пироэлектрическом генераторе. Увеличение потенциала до величины, существенно превышающей 100кВ, позволит повысить энергию ускоренных электронов, максимальную энергию и выход рентгеновского излучения, а в перспективе и выход нейтронов. Обсуждаются экспериментально наблюдавшиеся влияния высоты, площади и шероховатости пироэлектрического кристалла на величину потенциала /1,2/. Описаны эксперименты по созданию секционированной колонны из пироэлектрических кристаллов. Описано наблюдавшееся существенное увеличение потенциала в широком диапазоне давлений при заполнении пироэлектрического генератора газом дейтерий по сравнению с другими газами, включая водород, воздух, криптон, ксенон. Рассматривается наблюдавшееся увеличение потенциала с увеличением площади кристалла. Работа выполнена частично благодаря гранту УНТЦ 1911.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нагайченко В.И., Сотников В.В., Иванов Б.И., Егоров А.М., Щагин А.В. // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения» 2006. Т.5. С.254 – 259.
2. Нагайченко В.И., Сотников В.В., Иванов Б.И., Егоров А.М., Щагин А.В. // Поверхность. 2007. Т.3. С.1-9.

ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОНКОМ СЛОЕ ВЕЩЕСТВА

А.С. Фомин, С.П. Фомин, Н.Ф. Шульга

Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера
ННЦ "ХФТИ", г. Харьков, Украина

При прохождении релятивистского электрона через тонкую по сравнению с длиной когерентности пластинку возможен эффект подавления тормозного излучения /1/, аналогичный эффекту Ландау-Померанчука-Мигдала подавления излучения в безграничной аморфной среде /2/. Причиной возникновения обоих эффектов является нарушение условия дипольности процесса тормозного излучения, обусловленное влиянием многократного рассеяние релятивистских электронов на атомах вещества, поэтому условия возникновения обоих эффектов подавления излучения совпадают. При этом характеристики спектра излучения, его зависимость от толщины мишени имеют существенные отличия /1, 2/.

Впервые эффект подавления излучения в тонком слое вещества наблюдался, фактически случайно, в ходе эксперимента SLAC E-146 /3/. Относительно невысокие значения энергии электронов 8 и 25 ГэВ определили достаточно узкую область в спектре излучения для наблюдения этого эффекта, к тому же в условиях перекрытия с двумя другими эффектами: поляризационного подавления (эффект Тер-Микаеляна) и переходного излучения /4/. Недавно на ускорителе SPS CERN коллаборацией NA-63 /5/ проведена серия измерений спектров излучения электронов и позитронов с энергиями около 200 ГэВ в различных наборах тонких и сверхтонких мишеней.

Теоретическому анализу полученных в CERN экспериментальных данных посвящена настоящая работа. Обсуждаются также особенности угловых распределений излучения релятивистских электронов в недипольном режиме, а также возможность использования этих особенностей для получения линейно поляризованных гамма-квантов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шульга Н.Ф., Фомин С.П. // Письма в ЖЭТФ, 1978, Т. 27, С. 117.
2. Akhiezer A.I., Shul'ga N.F. and Fomin S.P. Landau-Pomeranchuk-Migdal Effect - UK, Cambridge Scientific Publishers, 2005, 215 P.
3. Anthony R.L. et al. // Phys. Rev. Lett., 1995, V.75, P. 1949.
4. Klein S. // Rev. Mod. Phys., 1999, V.71, P. 1501.
5. Uggerhoj U.I. et al. // Phys. Rev. D, 2005, V.72, P. 112001.

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН И ПОЛЯРИЗАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ ПРИ ОБЪЕМНОМ ОТРАЖЕНИИ В ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ

Г.В. Ковалев

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

Рассматриваются эффекты, которые должны сопровождать когерентное объемное отражение - электромагнитное излучение при низких частотах и возникновение поворота спина (аналог прецессии Томаса) при отражении релятивистских частиц в однородно изогнутом кристалле.

Найдено спектральное и угловое распределение полного излучения, возникающего при когерентном объемном отражении ультрарелятивистских протонов (позитронов) в однородно изогнутом кристалле. Получены оценки эффективности спиновой прецессии частиц при когерентном отражении.

ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНОВ В ДВУХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНО РАСПОЛОЖЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ

О.В. Богданов¹⁾, Ю.Л. Пивоваров¹⁾

¹⁾Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Известно, что излучение при плоскостном каналировании релятивистских электронов и позитронов линейно поляризовано /1/.

В работе рассматривается возможность получения эллиптически поляризованного излучения в результате каналирования позитронов в двух последовательно расположенных кристаллах. Эллиптически поляризованное излучение определяется несколькими параметрами: величиной и расположением осей эллипса поляризации, направлением поляризации; как следствие появляются дополнительные возможности диагностики параметров пучка.

Получены следующие результаты.

- Исследованы поляризационные свойства излучения, возникающего при каналировании релятивистских позитронов в двух последовательно расположенных скрещенных кристаллах.
- Указаны условия при которых излучение может быть эллиптически поляризованным.
- Проведен качественный анализ исследования поляризационных свойств излучения при каналировании позитронов в реальных кристаллах /2/.

ЛИТЕРАТУРА

2. Байер В.Н., Катков В. М., Страховенко В. М. Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных кристаллах. – Новосибирск: Наука, 1989 – 400 с.
2. Bogdanov O. V., Korotchenko K. B., Pivovarov Yu. L. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **41**, 2008

Секция III

**РАССЕНИЕ, РАСПЫЛЕНИЕ И ЭМИССИЯ ВТОРИЧНЫХ
ЧАСТИЦ**

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ РАСПЫЛЕНИЯ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ КЛАСТЕРОВ МЕДИ НА ПОВЕРХНОСТИ ГРАФИТА ДИМЕРАМИ Cu_2

Вал.Г. Корнич¹⁾, Г. Бетц²⁾, Г.В. Корнич¹⁾

¹⁾Запорожский национальный технический университет,
г. Запорожье, Украина

²⁾Institut für Allgemeine Physik, Technische Universität Wien, Wien,
Austria

За последние десять лет появились работы, в которых обсуждается активизация приповерхностных столкновительных процессов при бомбардировке мишеней многоатомными частицами кэВ-ных энергий по сравнению с одноатомными, в том числе кластерами атомов /1/. Большой выход распыления в случае многоатомных налетающих частиц - одно из внешних проявлений этого эффекта.

В работе на основе молекулярно-динамической модели рассмотрено распыление кластера, состоящего из 27 и 75 атомов меди на поверхности графита димерами Cu_2 с энергиями 100, 200 и 400 эВ. Результаты сравниваются с ранее полученными расчетными данными бомбардировки аналогичных мишеней ионами Хе и распыления кластеров одноатомными частицами Cu с энергиями 50, 100 и 200 эВ.

Показано, что больший коэффициент распыления в случае Cu_2 по сравнению с удвоенным коэффициентом распыления для бомбардирующих мономеров Cu обусловлен перекрытием столкновительных атомных последовательностей, инициализированных обоими атомами налетающего димера. При этом отличия потерь энергии в кластерах для обоих типов частиц с учетом их удвоения для налетающих мономеров Cu несущественны.

Еще одна возможная причина увеличения коэффициента распыления в случае Cu_2 при сравнении с Хе проявляется в различии результатов распыления для бомбардирующих мономеров Cu и Хе и связана с отличием потерь энергии налетающих частиц в кластере. Потери энергии в кластере в случае димеров Cu_2 больше в ~ 1.2 - 1.3 раза по сравнению с потерями энергии частиц Хе, практически идентичных димеру меди по массе. Очевидно, это связано с меньшей средней глубиной проникновения атома Cu в мишень и более эффективной передачей энергии между одинаковыми атомами, один из которых – бомбардирующий, чем между атомами Cu и Хе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bouneau S., Brunelle A., Della-Negra S., Depauw J., Jacquet D., et al. // Phys. Rev. 2006. В 65. P.144106-144112.

МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ КЛАСТЕРОВ МЕДИ ДИМЕРАМИ Cu_2

Г.В. Корнич¹⁾, Г. Бетц²⁾, Вал.Г. Корнич¹⁾

¹⁾Запорожский национальный технический университет,
г. Запорожье, Украина

²⁾Institut für Allgemeine Physik, Technische Universität Wien, Wien,
Austria

Как было показано в /1/, обратное рассеяние относительно тяжелых по сравнению с углеродом частиц Ag и Xe при их взаимодействии с металлическими кластерами на поверхности графита может быть использовано для определения степени покрытия поверхности и других физических характеристик массивов кластеров. При этом важно понимание особенностей механизмов формирования полярных распределений обратнорассеянных частиц и их кинетических энергий /2/.

В работе на основе молекулярно-динамической модели /1-2/ рассмотрено обратное рассеяние, включая угловое распределение кинетических энергий частиц (см. рис.), мономеров от бомбардирующих димеров Cu_2 с начальными энергиями 100, 200 и 400 эВ на кластерах, состоящих из 27 и 75 атомов меди на поверхности графита. Результаты сравниваются с ранее полученными расчетными данными бомбардировки аналогичных мишеней ионами Ag, Xe при тех же энергиях, а также мономерами Cu с энергиями 50, 100 и 200 эВ.

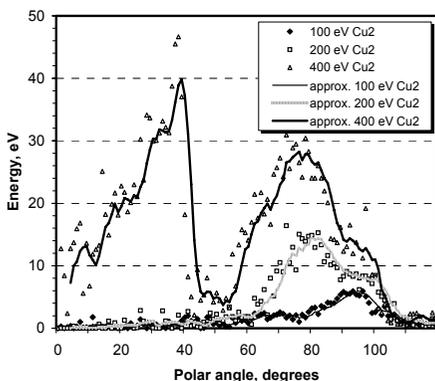


Рис.1. Полярные угловые распределения кинетических энергий обратно рассеянных на кластере Cu_{27} одноатомных составляющих для бомбардирующих с энергиями 100, 200 и 400 эВ димеров Cu_2 . Выполнена полиномиальная 5-точечная аппроксимация результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kornich G.V., Betz G., Zaporotchenko V.I., Bazhin A.I., Faupel F. // Nucl. Instr. and Meth. B. 2005. V.227. P.261.
2. Kornich G.V., Betz G., Zaporotchenko V.I., Pugina K.V. // Surface Science. 2007. V.601. P.209.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПЫЛЕНИЯ И ДЕСОРБЦИИ
НАНОКЛАСТЕРОВ ЗОЛОТА ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ
НАНОКЛАСТЕРАМИ Au₄₀₀ С ЭНЕРГИЕЙ 180 ЭВ/АТОМ МЕТОДОМ
КЛАССИЧЕСКОЙ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Е.Е.Журкин

С.-Петербургский Государственный Политехнический Университет,
Санкт-Петербург, Россия

В настоящей работе с помощью метода классической молекулярной динамики проведено компьютерное моделирование взаимодействия кластерных ионов Au₄₀₀ (при энергии 180 эВ/атом) с золотыми нанокластерами сферической формы (диаметром от 6 до 12 нм), находящимися в свободном состоянии либо осажденными на подложку. Проведен анализ зависимости поглощенной энергии и выхода распыления от прицельного параметра удара, а также полного выхода распыленных частиц (включая кластеризованную составляющую). Показано, что с вероятностью ~10% облучаемый нанокластер может быть эжектирован (как единое целое) за счёт “эффекта отдачи” /1/. Суть данного эффекта заключается в том, что периферический удар налетающего иона в боковую область нанокластера вызывает вторичную эмиссию атомов по направлению к подложке. В результате нераспыленная часть кластера может получить импульс в противоположном направлении. Оценка вероятности десорбции вследствие вышеупомянутого “эффекта отдачи” по порядку величины согласуется с результатами недавно проведенных экспериментов /2/, в которых наблюдалось явление десорбции изолированных золотых нанокластеров диаметром (2÷12)нм (находящихся на углеродной подложке) при бомбардировке нанокластерами Au₄₀₀ с энергией 180 эВ/атом (т.е. в режиме преобладания упругого торможения). В связи с этим обсуждаются возможные механизмы десорбции нанокластеров при кластерной бомбардировке в низкоэнергетическом режиме.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Журкин Е.Е.//Тезисы докладов XXXVII международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами (Москва, 29-31 мая 2007 г.). Под ред. А.Ф. Тулинова. – М.: Изд-во Моск. Ун-та, М.: Изд-во МГУ, 2007, 177 С. – С.88
2. Varanov I.A. et al. // Proc. Int. Conf. “Desorption 2006”, September 3-7/ 2006 Athens, Greece, Book of Abstracts, P01.

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОКЛАСТЕРОВ МНОГОЗАРЯДНЫМИ ИОНАМИ

П.В. Серба, Ю.Ф. Блинов, Д.А. Серебряков
Южный федеральный университет, Технологический институт,
г. Таганрог, Россия

Многозарядные ионы обладают большой потенциальной энергией 10- 100 кэВ, в то время как потенциальная энергия однозарядных ионов составляет примерно 10 эВ. В этом случае механизм взаимодействия многозарядных ионов с поверхностью должен существенно отличаться от обычного каскадного механизма распыления поверхности. Недавние эксперименты показали возможность образования нанопористых областей после обработки поверхности многозарядными ионами. Одним из возможных механизмов формирования наноструктурных областей является эффект кулоновского взрыва. В этом случае сильное кулоновское поле многозарядного иона может вытягивать электроны из поверхности твердого тела. Электроны могут быть захвачены ридберговскими состояниями иона. Если процесс релаксации многозарядного иона происходит достаточно быстро, высокозаряженная зона формируется в окрестности налетающего иона. Между ионизированными атомами материала твердого тела возникает сильно отталкивающее взаимодействие, которое приводит к так называемому кулоновскому взрыву, который, в свою очередь, приводит к формированию нанократеров на поверхности и стимулированию распыления. Длительность процесса кратерообразования составляет несколько сотен фемтосекунд, размер кратера – несколько нанометров. Для моделирования процесса образования кратеров методом Монте-Карло определялось распределение ионизированных атомов материала мишени. Динамика роста кратера исследовалась с использованием метода молекулярной динамики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kentsch U., Landgraf S., Schmidt M., Tyrroff H., Zschornack G., Grossmann F., Ovsyannikov V.P., Ullmann F. //Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. 2004. V. B 216, p. 196.
2. Masahide Tona, Hirofumi Watanabe, Satoshi Takahashi, Nobuyuki Nakamura, Nobuo Yoshiyasu, Makoto Sakurai, Chikashi Yamada, Shunsuke Ohtani Nucl. //Inst. and Meth. Phys. Res. 2007. V. B 258, p. 163.
3. Insepov Z., Allain J.P., Hassanein A., Terasawa M. //Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. 2006. V. B 242, p. 458.
4. M. Terasawa, Z.A. Insepov, T. Sekioka, A.A. Valuev, T. Mitamura //Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. 2003. V. B 212, p. 436.

ТОРМОЗНАЯ СПОСОБНОСТЬ ВЕЩЕСТВА ДЛЯ ПУЧКА МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ОТ 1 КЭВ ДО 10 МЭВ

Н.Н. Михеев

Научно-исследовательский центр "Космическое материаловедение"
Института кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, г. Калуга,
Россия

Представлены результаты статистического моделирования дискретного и многократно повторяющегося процесса одночастичного неупругого рассеяния для нахождения наиболее вероятной потери энергии ΔE_p пучка моноэнергетических протонов, прошедших пленку вещества заданной толщины. Возможность применения и эффективность использования статистического подхода определяется вероятностным характером рассеяния, наличием минимальной однократной потери энергии ε_{\min} и возможностью выделить некоторый параметр J , представляющий среднеквадратичное от ε_{\min} и величины $(m_e v^2 / F_M)$, который не зависит от энергии E протона в процессе многократного неупругого рассеяния; здесь: m_e – масса покоя электрона, v – скорость протонов, F_M – функция, учитывающая зависимость вероятности однократного рассеяния от отношения скорости v протона и эффективной скорости v_{ef} атомных электронов атома мишени. Для протонов максимальные однократные потери энергии ε_{\max} много меньше их энергии E , поэтому, согласно /1/, асимметрия их энергетических распределений (в не слишком толстых мишенях) мала и суммарные средние потери энергии ΔE_m практически равны наиболее вероятным ΔE_p . Полученные в ходе моделирования аналитические зависимости для ΔE_p используются для расчета тормозной способности S ряда элементов: ${}_6C$, ${}_{13}Al$, ${}_{22}Ti$, ${}_{47}Ag$, ${}_{79}Au$ и для пучка моноэнергетических протонов с энергией в диапазоне от 1 кэВ до 10 МэВ. Проводится сопоставление расчетов с обобщенными экспериментальными результатами измерений величины S /2, 3/, а также с результатами теоретических оценок S /4/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Михеев Н.Н. // Материалы XXI Российской конференции по электронной микроскопии, Черноголовка, 2006, с. 103.
2. Northcliffe L.C., Schilling R.F. // Nucl. Data Tabl., 1970, Vol. 7A, No. 3/4, p. 233-273.
3. Andersen H.H., Ziegler J.F. Hydrogen: Stopping Powers and Ranges in all Elements, Pergamon Press, 1977.
4. Kaneko T. // Phys. stat. sol. (b), 1989, v 156, No. 1, p. 49-63.

СПЕКТРЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ПУЧКА БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ПРОШЕДШИХ ПЛЕНКУ ВЕЩЕСТВА ЗАДАННОЙ ТОЛЩИНЫ

Н.Н. Михеев¹⁾, М.А. Степович²⁾, С.Н. Юдина²⁾

¹⁾ Научно-исследовательский центр “Космическое материаловедение”
Института кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, г. Калуга,
Россия

²⁾ Калужский государственный педагогический университет
им. К.Э. Циолковского, г. Калуга, Россия

Известно, что большая часть электронов в атоме с номером Z находится на расстояниях от ядра порядка $a_B Z^{-1/3}$ (a_B – боровский радиус, равный $0,529 \text{ \AA}$). Численный расчет показывает, что половина полного электрического заряда атома находится внутри сферы радиуса $r_{0,5} = 1,33 a_B Z^{-1/3} / 1$. Для $_{13}\text{Al}$ величина $r_{0,5} = 0,299 \text{ \AA}$ при атомном радиусе $r_{\text{ат.}} = 1,43 \text{ \AA}$, в $_{29}\text{Cu}$ величина $r_{0,5} = 0,229 \text{ \AA}$ при $r_{\text{ат.}} = 1,28 \text{ \AA}$, в $_{47}\text{Ag}$ $r_{0,5} = 0,195 \text{ \AA}$ при $r_{\text{ат.}} = 1,44 \text{ \AA}$ и в $_{79}\text{Au}$ $r_{0,5} = 0,164 \text{ \AA}$ при $r_{\text{ат.}} = 1,44 \text{ \AA}$. Поэтому в тонких слоях, толщина h которых много меньше величины транспортного пробега L_{tr} , неупругое одночастичное взаимодействие быстрой заряженной частицы будет с большей вероятностью происходить с той половиной полного заряда атома, которая находится вне $r_{0,5}$. С увеличением пробега частиц в веществе степень участия атомных электронов области экранирования в суммарных потерях энергии возрастает. И только после прохождения пути, превышающего L_{tr} , энергетические потери пучка заряженных частиц с равной вероятностью обусловлены всеми Z атомными электронами. Возможности такого подхода и его эффективность для описания энергетических спектров пучка быстрых электронов при их транспорте в веществе показаны в работе [2]. В данной работе представлены результаты применения такой двухканальной модели для описания спектров энергетических потерь быстрых протонов и электронов, прошедших пленку вещества заданной толщины, с использованием новой функции распределения. Показано, что учет пространственного распределения атомных электронов позволяет достигнуть хорошего соответствия между расчетом и экспериментом во всем диапазоне возможных значений h .

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М: Наука, 1974, 607 с.
2. Mikheev N.N., Stepovich M.A. // Materials Science and Engineering. B, 1995, v. 32, No. 1-2, p. 11-16.

ВЫСОКОДОЗНОЕ РАСПЫЛЕНИЕ ВОЛЬФРАМА ПОД ПУЧКОМ ИОНОВ He⁺ и Ag⁺ С ШИРОКИМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ СПЕКТРОМ

Б.А.Калин, Н.В.Волков, Хейн Мин Латт
Московский инженерно-физический институт
(государственный университет), Москва, Россия

В работе представлены результаты изучения состояния поверхности и распыления образцов вольфрама (спеченного – W1 и сплава W-1%Re – W2) под пучком ионов He⁺ и Ag⁺ со средней энергией $\langle E \rangle = 10$ кэВ при температурах облучения 100 и 500 °С в интервале доз облучения (Φ) от 1×10^{18} до 1×10^{20} ион/см². Топография поверхности изучалась с помощью растровой электронной микроскопии. Величины коэффициентов распыления Sp измерялись весовым методом и методом ступеньки.

Из таблицы 1, представляющей данные изменения величин Sp образцов вольфрама при различных дозах облучения, видно, что распыление ионами He⁺ образцов W1 приводит к снижению величины Sp, а образцов W2 не приводит к заметному изменению величины Sp. При этом величина Sp для образцов W1 оказывается выше, чем образцов W2 и, по-видимому, связано с особенностями структуры спеченного вольфрама (наличием мелких пор). В случае облучения ионами Ag⁺ обнаружено снижение величин Sp с увеличением дозы облучения для обоих типов образцов.

Таблица 1.

Величины Sp, ат./ион при различных дозах облучения Φ , ион/см² пучком ионов He⁺ и Ag⁺ с широким энергетическим спектром $\langle E \rangle = 10$ кэВ

Φ	$(1-2) \times 10^{18}$	$(5-7) \times 10^{18}$	$(1-2) \times 10^{19}$	$(0,8-1) \times 10^{20}$
He → W1	$(9,0 \pm 1,0) \times 10^{-2}$	$(9,0 \pm 0,3) \times 10^{-2}$	$(8,0 \pm 0,5) \times 10^{-2}$	$(7,3 \pm 0,5) \times 10^{-2}$
He → W2	$(1,1 \pm 0,5) \times 10^{-2}$	$(1,3 \pm 0,3) \times 10^{-2}$	$(1,4 \pm 0,5) \times 10^{-2}$	$(1,0 \pm 0,5) \times 10^{-2}$
Ag → W1	4,0±0,5	3,5±0,2	3,6±0,2	3,3±0,2
Ag → W2	3,7±0,5	3,2±0,2	3,1±0,2	3,2±0,2

Анализ состояния распыленной поверхности показал, что под облучением пучком ионов с широким энергетическим спектром формируется развитый рельеф поверхности на обоих типах образцов. При дозах облучения выше 5×10^{18} ион/см² обнаружено формирование «конусных» образований, которые в сечении имеют форму шести- и восьмигранников. На основе электронно-микроскопических исследований сделано предположение о том, что образование конусов связано с особенностями состояния модифицированного приповерхностного слоя под облучением и требует дальнейших исследований. Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ грант 06-08-08180-офи.

ВЛИЯНИЕ ПЛОТНОСТИ КАСКАДОВ СМЕЩЕНИЙ, СОЗДАВАЕМЫХ ИОНАМИ, НА ОБРАЗОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ В SiC

А.Ю. Азаров¹⁾, А.И. Титов¹⁾, П.А. Карасев¹⁾, А. Hallén²⁾

¹⁾ Санкт-Петербургский государственный политехнический
университет, Россия

²⁾ Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden

Хотя процессы, происходящие в карбиде кремния под воздействием ионного облучения, изучаются уже достаточно давно, многие аспекты образования дефектов в SiC остаются не до конца изученными и понятными. Ранее/1/ было показано, что эффекты, связанные с плотностью каскадов смещений, весьма существенны, и могут быть изучены при внедрении атомарных и кластерных ионов, когда условия облучения удовлетворяют требованиям эквивалентности. Эквивалентность подразумевает равенство энергии ионов в расчете на а.е.м. и полного числа смещений за время облучения, а также скорости генерации первичных дефектов.

В данной работе 6H-SiC, облучался при комнатной температуре ионами PF_n^+ ($n = 0, 2$ и 4) с энергией 1.3 кэВ / а.е.м.. Распределения дефектов по глубине измерялись с помощью спектрометрии резерфордовского обратного рассеяния в сочетании с каналированием.

Установлено, что во всех случаях распределения нарушений по глубине бимодальны, т.е. максимальное накопление дефектов происходит как в объеме, так и вблизи поверхности SiC. Переход от атомарных к кластерным ионам при соблюдении эквивалентных условий имплантации приводит к значительному росту повреждения между объемным и поверхностным максимумами нарушений. Такое поведение разупорядочения при росте плотности каскадов смещений существенно отличается от накопления дефектов при облучении кластерными ионами других широкозонных полупроводников (ZnO и GaN)/2/.

Дальнейшие исследования причин увеличения радиационного повреждения при росте плотности каскадов смещений будут направлены на выяснение роли нелинейных процессов динамического отжига и нелинейных энергетических пиков при перекрытии каскадов атомов, составляющих кластерные ионы, внедряемые в SiC.

Работа поддержана грантом РФФИ 08-08-00585.

ЛИТЕРАТУРА

1. Азаров А.Ю., Титов А.И. // ФТП 2007, Т.41, с. 7
2. Azarov A.Yu., Titov A.I., Kucheyev S.O. // Материалы XVIII Международной конференции по взаимодействию ионов с поверхностью ВИП-2007, Звенигород, т. 2, с. 235.

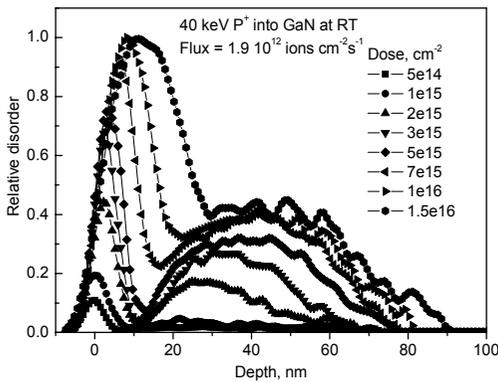
РОЛЬ ПЛОТНОСТИ КАСКАДОВ СТОЛКНОВЕНИЙ В НАКОПЛЕНИИ СТРУКТУРНЫХ НАРУШЕНИЙ ПРИ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ В GaN

С.О. Кучеев¹⁾, А.Ю. Азаров²⁾, П.А. Карасёв²⁾, А.И. Титов²⁾,

¹⁾ Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, USA

²⁾ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Россия

Облучение ионами GaN приводит к образованию бимодального распределения структурных нарушений по глубине. Типичный вид распределений показан на рисунке, где представлены результаты имплантации ионов P^+ с энергией 40 кэВ в GaN. Все условия бомбардировки показаны на врезке. Поверхностный пик соответствует аморфному слою (АС), нарастающему на поверхности. Положение объёмного пика при



экстремально малых дозах близко к положению максимума генерации первичных смещений (~17 нм для показанного случая) и смещается вглубь GaN по мере роста дозы. Существенную роль при накоплении устойчивых нарушений в полупроводниках должна играть плотность каскадов смещений, возникающих вокруг траекторий внедряемых ионов. В

настоящей работе рассмотрено влияние этой плотности на радиационное повреждение GaN. Разработан алгоритм расчёта плотностей атомных смещений в каскадах, базирующийся на данных, получаемых из программы TRIM /1/. Получены зависимости скорости нарастания АС на поверхности и эффективности роста величины объёмного максимума от этой плотности. Оказалось, что подобные зависимости имеют пороговый характер. При малых плотностях смещений зависимость от них отсутствует, а при достижении порогового значения наблюдается увеличение этих двух параметров, что связывается нами с образованием нелинейных каскадов смещений.

Работа поддержана грантом РФФИ 08-08-00585

ЛИТЕРАТУРА

1. <http://www.srim.org/>

РАДИАЦИОННОЕ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В КАРБИДЕ КРЕМНИЯ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ И ПРОТОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

В.В.Козловский¹⁾, А.А.Лебедев²⁾

¹⁾Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

²⁾Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН

Для карбида кремния, в отличие от кремния, информация об образовании радиационных дефектов (РД) намного скуднее и противоречивей [1]. Это связано со значительными трудностями при выращивании материала и сильным различием исходных материалов.

В настоящей работе впервые проведено сравнение воздействия электронного (с энергией 900 кэВ) и протонного облучений (с энергией 8 МэВ) на образцы, изготовленные из FZ-Si и 4H-SiC (CVD). Электрические измерения на исходных и облученных образцах проводились по методу Ван дер Пау (для кремния) и вольт-емкостным методом на частоте 1 кГц (для карбида кремния). Дополнительно в случае SiC спектр вводимых уровней дефектов контролировался методом DLTS.

Выполнены аналитические расчеты образования РД в Si и SiC при обоих видах облучения. Показано, что скорость генерации РД в подрешетке кремния составляет $\sim 2.0 \text{ см}^{-1}$, а в подрешетке углерода 1.3 см^{-1} при электронном облучении, и соответственно, 610 и 285 см^{-1} - при протонном облучении.

Показано, что спектр РД, вводимых в каждый политип карбида кремния, практически не зависит от технологии роста материала и уровня легирования. Это свидетельствует в пользу гипотезы о том, что РД в карбиде кремния являются дефектами собственного, а не примесного типа. Под действием облучения происходило образование глубоких акцепторных центров, на которые переходили электроны с более мелких донорных уровней. Были определены величины скорости удаления носителей и скорости введения дефектов для двух материалов. Было установлено, что скорости введения акцепторных центров радиационного происхождения в FZ-Si и в 4H-SiC (CVD) близки между собой ($\sim 0.1 \text{ см}^{-1}$ для электронов и $\sim 150 \text{ см}^{-1}$ для протонов), что в значительной мере определяется близкими пороговыми энергиями возникновения радиационных дефектов.

Работа выполнена при поддержке Швейцарского национального научного фонда (SNSF IB7420-111116).

ЛИТЕРАТУРА

1. Козловский В.В. Модифицирование полупроводников пучками протонов. - СПб.: Наука, 2003, 268 с.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИОННО-ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ВЫСОКООРИЕНТИРОВАННОГО ПИРОГРАФИТА

Н.Н. Андрианова¹⁾, А.М. Борисов¹⁾, Ю.С.Виргильев²⁾, Е.С. Машкова¹⁾,
А.С. Немов¹⁾, Е.А.Питиримова³⁾

¹⁾ НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

²⁾ ФГУП «НИИГРАФИТ», Москва, Россия

³⁾ Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

Приводятся результаты измерения температурных зависимостей коэффициента γ кинетической ионно-электронной эмиссии высокоориентированного пирографита марки УПВ-1Т при различных углах ($\theta = 0 - 80^\circ$) падения ионов Ar^+ энергии 30 кэВ с флюенсами $10^{18} - 10^{19}$ ион/см² в диапазоне температур от -180°C до 400°C с целью проследить эволюцию радиационных повреждений и морфологии поверхностных слоев в условиях непрерывного облучения. Анализ поверхности производили при помощи дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО), растровой электронной микроскопии (РЭМ) и лазерной гониофотометрии (ЛГФ). Зависимости $\gamma(T)$ найдены сильно немонотонными, характер немонотонности изменяется с увеличением угла падения ионов на мишень, и отличается как от случая облучения поликристаллических графитов ионами Ar^+ и N_2^+ , так и УПВ-1Т при облучении ионами N_2^+ . Анализ, основанный на теории Парилиса-Кишиневского, показал, что характер зависимостей $\gamma(\theta, T)$ связан в основном с изменением длины свободного пробега вторичных электронов по мере упорядочения структуры решетки при увеличении температуры, при которой происходит облучение. Обсуждаются причины изменения характера температурных и угловых зависимостей коэффициента γ при облучении ионами аргона базовой плоскости УПВ-1Т. В рассматриваемом случае анализ с помощью ДБЭО показал отсутствие полной аморфизации облучаемой поверхности при низких температурах и более полное восстановление исходной структуры при повышенных температурах облучения. Это определяет как возможность влияния каналирования бомбардирующих частиц на процесс образования вторичных электронов, так и усиливающееся влияние на транспорт электронов анизотропии проводимости.

СЕГРЕГАЦИЯ АТОМОВ Cu ПРИ РАСПЫЛЕНИИ СПЛАВА CuPt ИОНАМИ Ar С ЭНЕРГИЕЙ 1–80 кэВ

В. И. Шульга
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Распыление является сопутствующим процессом разнообразных ионно-лучевых технологий и имеет многочисленные применения в различных областях науки и техники. Недавно ученые нанотехнологического института Рассела Берри (Израиль) – с целью рекламы возможностей метода ионной литографии, основанном на распылении – записали сфокусированным пучком ионов галлия весь текст Ветхого завета на кремниевой пластинке площадью $0,5 \text{ мм}^2$, покрытой слоем золота толщиной 20 нм, – получилась своеобразная «нанобиблия».

При распылении сплавов и соединений важную роль играет поверхностная сегрегация, при которой атомы одного сорта «выдавливаются» атомами другого сорта на поверхность и образуют там полностью или частично заполненный монослой. В данной работе изучается влияние сегрегации на распыление сплава CuPt ионами Ar с энергией 1–80 кэВ. Расчеты проведены методом компьютерного моделирования для условий эксперимента [1], в котором измерены угловые распределения атомов Cu и Pt в стационарном режиме распыления. Концентрация атомов в поверхностных слоях описывалась моделью, использованной ранее в расчетах распыления Ni-Pd сплавов [2]. Установлено, что хорошее согласие с экспериментом дает модель, в которой верхний слой атомов содержит 5–14 at.% Cu, а второй слой обогащен платиной и представляет собой соединение типа Cu_2Pt_3 . Концентрация поверхностных атомов меди изменяется с энергией немонотонно и достигает минимальных значений в интервале энергий 10–40 кэВ, где коэффициент распыления проходит через максимум. Отмечена высокая чувствительность параметров угловых распределений к составу поверхностных атомных слоев.

ЛИТЕРАТУРА

1. Andersen H.H., Stenum B., Sorensen T., Whitlow H.J. //Nucl. Instr. and Meth. 1983. V.209/210. P.487
2. Shulga V.I. //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B (in press)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ ЗА СЧЕТ РАСПЫЛЕНИЯ И ПЕРЕПЫЛЕНИЯ

Н.Н. Трифонов, Г.А. Белогорцев, Д.К. Когут, В.А. Курнаев
МИФИ (технический университет), Москва, РФ

Была проведена модификация компьютерного кода SCATTER /1/ для моделирования изменения рельефа поверхности за счет распыления и перепыления.

Создана модель, в которой поверхность задается в плоскости XZ (см. рис.), ось Z направлена от поверхности и для случая плоской поверхности перпендикулярна ей. Поверхность определяется конечным набором точек $z(x_i)$, где $x_i = i\Delta x$. В промежутках между точками для задания поверхности используется

линейная интерполяция. При вылете или падении на поверхность частицы, рассчитывается изменение координат двух ближайших к месту вылета (падения) «узловых» точек. Исходя из заданного флюенса, количества моделируемых частиц и плотности материала мишени рассчитывается эквивалентное количество выбитых/перепыленных частиц на одну моделируемую частицу.

Выполнен расчёт изменения рельефа поверхностей различной конфигурации для нескольких вариантов состава образца и начального рельефа поверхности. Показана динамика изменения профиля поверхности под действием ионной бомбардировки. На примере распыления конуса показано, что при определенных условиях существенное влияние на форму конуса помимо распыления оказывает перепыление материала мишени с окружающей поверхности на конус.

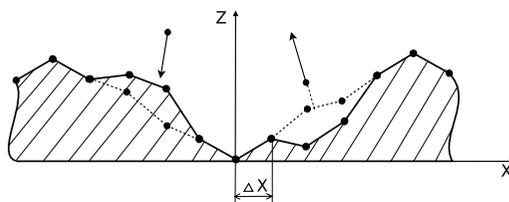


Рис. Модель поверхности, используемая в коде SCATTER.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kurnaev V.A., Trifonov N.N. // Physica Scripta, 2003, v. T103, p. 85.

ВЛИЯНИЕ ВОДОРОДА, ТЕРМИЧЕСКОГО ОТЖИГА И РАДИАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ТЕКСТУРУ МЕТАЛЛОВ

Ю.П. Черданцев, И.П. Чернов, А.М. Лидер, Г.В. Гаранин,
А.К. Ган, А.С. Чупина
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Пластическое деформирование металлов в сочетании с термическим воздействием ведет к объемной анизотропии их физико-механических свойств, возникновению текстур. Вид и выбор направления текстуры, играет важную роль для безопасной эксплуатации элементов конструкций, работающих в условиях радиационного воздействия, контакта с водородосодержащей средой, механических нагрузок. Известно, что прочностные свойства металлов существенно отличаются для разных ориентаций текстуры. Вследствие разной скорости диффузии водорода вдоль различных кристаллографических направлений, время накопления критической концентрации водорода будет зависеть от направления и вида текстуры металла. В настоящей работе рассмотрены вопросы, связанные с разработкой методов и методик измерения функций распределения ориентаций текстуры (ФРОТ) по углам. Показано, что для измерений ФРОТ кроме традиционного метода рентгеновской спектроскопии можно использовать чувствительные к анизотропии физико-механических свойств акустические, магнитные и вихретоковые методы неразрушающего контроля. Исследованы ФРОТ образцов листовой ферритной стали 65г, эп450 и аустенитной стали 12x18n10t до и после наводороживания, термического отжига, быстрого охлаждения до азотных температур и радиационного воздействия. Установлено, что угловое распределение скорости распространения и потерь энергии звуковых волн в исследованных металлах, определяемое ФРОТ, совпадает с угловым распределением магнитной проницаемости, коэрцитивной силы и амплитуды вихретокового напряжения. Измеренные значения углового распределения амплитуды шумов Баркгаузена также определяются ФРОТ ферритных сталей. Таким образом, для исследованных сталей ориентации магнитной и механических текстур практически совпадают и определяются интегральной кристаллической ориентацией осей зерен металла. Вакуумный термический отжиг образцов при температуре 600°C в течение часа привел к изменению физико-механических свойств за счет снижения числа дефектов, но не изменил ФРОТ. Насыщение текстурированных металлов водородом привело практически к тем же результатам, ФРОТ остались неизменными. Неожиданный результат был получен при облучении насыщенной водородом стали 12X18N10T рентгеновскими квантами: максимум ФРОТ сдвинулся на 7 градусов, что указывает на разворот зерен при снятии внутренних напряжений.

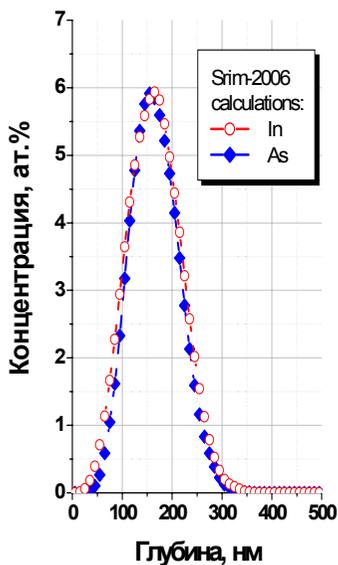
МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ In, As И НАНОСТРУКТУР ПО ГЛУБИНЕ В Si и SiO₂

Ф.Ф. Комаров¹⁾, А.И. Купчишин²⁾, А.К. Тогамбаева²⁾, Т.А. Шмыгалева²⁾

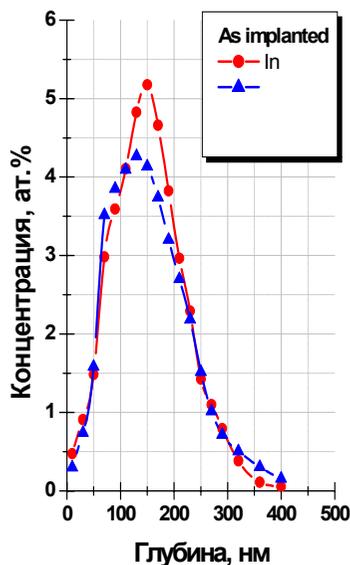
¹⁾НИИПФП им. А.Н. Севченко, Белгосуниверситет, Минск, Беларусь

²⁾Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
г. Алматы, Казахстан

Расчет распределения примесей по глубине проводился путем моделирования на ПЭВМ с использованием программы SRIM'2006. Результаты сравнивались с экспериментально измеренными профилями (рис.), полученными по спектрам Резерфордского обратного рассеяния (видно неплохое согласие). «Горячие» условия имплантации примеси приводят к «размытию» профилей In и As в Si и снижению максимальной концентрации имплантированной примеси (аналогично имеем и для SiO₂).



а



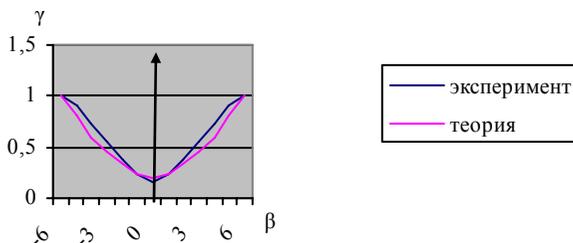
б

Рисунок. Расчетные (а) и экспериментальные (б) профили In и As в слоях кремния после имплантации

ЗАВИСИМОСТЬ ВЫХОДА ОЖЕ-ЭЛЕКТРОНОВ ОТ АЗИМУТАЛЬНОГО УГЛА ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ МОНОКРИСТАЛЛА Ni (110) ИОНАМИ H⁺

В.Ю Китов
ВФМГИУ, Вязьма, Россия

В /1/ описан поверхностный ориентационный эффект. В /2/ получена зависимость выхода $L_3 \rightarrow VV$ оже-электронов $\Gamma_{L \rightarrow VV}(\alpha, \beta)$ ($\alpha = 89^\circ$, β) с поверхности Ni (110) под действием H⁺ с энергией $E_0 = 150$ кэВ (φ – угол падения пучка, β -азимутальный угол вращения кристалла). В настоящей работе проведен расчет функции $\Gamma_{L \rightarrow VV}(\alpha, \beta)$ по данным [2]. Экспериментальная и расчетная кривые даны на рис.1.



H⁺ → Ni(110), E₀ = 150 кэВ

Рис.1.

При $E_0 = 150$ кэВ радиус тени – $R_T = 0,19 \text{ \AA}$, а максимальный параметр ионизирующего столкновения – $b_m = 0,21 \text{ \AA}$, $\sigma_L = 4,6 * 10^{-22} \text{ м}^2$, $d_{100} = 3,52 \text{ \AA}$ – межатомное расстояние.

Расстояние от центра тени до центра атома $\delta(\beta) = d(1 - \cos^2 \psi * \cos^2 \beta)^{1/2}$. При углах скольжения $\psi \geq \psi_0 \approx \arcsin(R_T + b_m)/d = 6^\circ$. Атомы второго и последующих слоев затенены и наблюдается азимутальный ориентационный эффект. С изменением β последующий атом ряда [100] выходит из тени предыдущего. Так как $b_m > R_T$, то $\gamma(\beta=0) = 0,018$ (абс. ед.). Поверхностный эффект представляет интерес для определения расположения примесей на поверхности. Так как при этом измеряются оже-пики примеси и матрицы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Китов В.Ю., Парилис Э.С. // Поверхность, 1984, №6, с.22-28.
2. Schuster M., Varelas C. // Nucl. Instrum. And Methods. Phys. Res. 1985. Vol.B9, N2. P.145-162.

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЭМИССИИ ОЖЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ ЭЛЕКТРОНАМИ

В.Ю. Китов
ВФ МГИУ, Вязьма, Россия

Интенсивность $I(R)$ рассеянных электронов на расстоянии d позади рассеивающего центра на плоскости перпендикулярной движению электронов имеет вид: $I(R)=I_1(R)+I_2(R)$. Введем параметр удара b_m , при котором электрон попадает в эпицентр. $I_1(R)$ определяет распределение электронов с параметрами удара $b \leq b_T$; $I_2(R)$ – с $b \geq b_T$.

$$I(R) = \frac{1}{4} \left[\left(1 + \frac{4\alpha(A-d)}{R^2} \right)^{1/2} + \left(1 + \frac{4\alpha(A+d)}{R^2} \right)^{1/2} + \frac{A+2\alpha}{A \left(1 + \frac{4\alpha(A-d)}{R^2} \right)^{1/2}} + \frac{A+2\alpha}{A \left(1 + \frac{4\alpha(A+d)}{R^2} \right)^{1/2}} \right]$$

$$A = (R^2 + d^2)^{1/2}; \quad \bar{\sigma} = \frac{Z_{\text{эф}} e^2}{8\pi e_0 E_0},$$

где $Z_{\text{эф}}$ – эффективный заряд ядра, e – элементарный заряд, E_0 – энергия бомбардирующих электронов.

$$I(R) = \begin{cases} \infty, & R \rightarrow 0 \\ 1, & R \rightarrow \infty \end{cases}$$

При совпадении направления движения электронного пучка с одним из направлений в монокристалле, интенсивность первичных электронов в окрестности эпицентра резко возрастает, что обуславливает ориентационные эффекты. Расчет коэффициента эмиссии γ оже-электронов $M_{45}N_{23}V$ из $M_0(110)$ дан на рис.1.

$E_0=1,5\text{кэВ}$, θ – азимутальный угол, $\varphi=45^\circ$ – полярный угол $\gamma(\theta=45^\circ) \approx 5 \cdot 10^{-4}$ (абс. ед.)

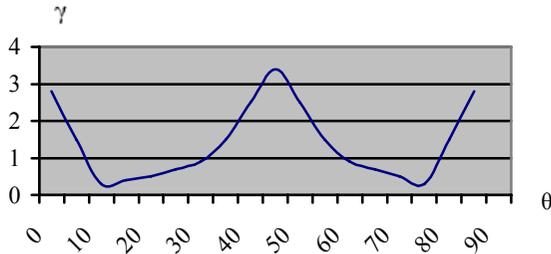


Рис.1.

АНАЛИТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ КАТОДНОГО ПЯТНА НА ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОДА В ДУГОВОМ РАЗРЯДЕ

В.И. Кристя

Калужский филиал Московского государственного технического
университета им. Н.Э. Баумана, Калуга, Россия

В установившемся режиме работы приборов дугового разряда катод в результате бомбардировки ионами, приходящими из плазмы, нагревается до температуры $(2-3) \cdot 10^3$ К, обеспечивающей эмиссию достаточного для поддержания разряда количества электронов. При малых разрядных токах, недостаточных для нагрева всего катода, разряд стягивается в узкий шнур и нагревает до температуры, обеспечивающей необходимый ток термоэмиссии, лишь небольшую область на его поверхности, называемую катодным пятном /1/. Равновесный радиус пятна определяется процессами поступления тепла вследствие ионной бомбардировки и его потери в результате эмиссии электронов и теплопроводности в объеме катода. Моделирование катодного пятна проводилось численными методами в работах /2-5/.

В данной работе в предположении постоянной плотности ионного тока в пятне /3-4/ аналитически рассчитано распределение температуры по поверхности катода и найдена средняя температура катодного пятна как функция основных параметров катодного слоя разряда и теплофизических характеристик материала катода. Получена система уравнений, связывающая температуру пятна с его радиусом, и найдено ее приближенное аналитическое решение. Рассчитана зависимость радиуса катодного пятна от величины разрядного тока, согласующаяся с результатами численного моделирования /2/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. - М.: Наука, 1970.
2. Benilov M.S. // Phys. Rev. E. 1998. V.58. P.6480.
3. Botticher R., Botticher W. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. V.33. P.367.
4. Botticher R., Botticher W. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V.34. P.1110.
5. Juttner B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V.34. P.R103.

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННЫХ НАРУШЕНИЙ НА МИКРОСТРУКТУРУ И ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ВЫСОКООРИЕНТИРОВАННОГО ПИРОГРАФИТА

Н.Н. Андрианова¹⁾, А.М. Борисов¹⁾, Ю.С. Виргильев²⁾, Е.С. Машкова¹⁾,
А.С. Немов¹⁾, Н.Л. Семенова¹⁾

¹⁾ НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

²⁾ ФГУП «НИИГРАФИТ», Москва, Россия

Приводятся результаты сравнительного анализа микроструктуры поверхности высокоориентированного пиролитического графита до и после различных видов радиационного воздействия – высокодозного облучения ионами азота N_2^+ с энергией 30 кэВ и нейтронного облучения при различных температурах. В работе использовали пластинки высокоориентированного пирографита марки УПВ-1Т производства НИИ-графит. Мозаичная структура УПВ-1Т характеризуется осевой текстурой в направлении [001], нормальном к поверхности пластинок. Разориентировка базисных плоскостей не превышает 50'. Облучение нейтронами производили в реакторе ВВР-М при температурах 70-90°C и 700°C и соответственно флюенсах $1.4 \cdot 10^{19}$ нейтрон/см² и $5 \cdot 10^{20}$ нейтрон/см². Микроструктуру поверхности образцов исследовали на оптическом микроскопе AxioStar plus. Съем поверхностного слоя с помощью скотча показал, что слоистая структура образцов сохраняется после всех видов радиационного воздействия. Поверхность необлученных образцов является близкой к зеркальной. Нейтронное облучение при температуре 70-90°C и флюенсе $1.4 \cdot 10^{19}$ приводит к холмистой морфологии поверхности. Нейтронное облучение при повышенной температуре и флюенсе приводит еще к появлению на поверхности сетки дислокаций. Аналогичная сетка дислокаций, обусловленная двойникованием кристаллитов графита, является характерной для ионного облучения поверхности кристаллитов графита и наблюдается в зависимости от сорта ионов в определенных интервалах флюенса ионного облучения и температуры мишени /1/. Сравнение результатов мониторинга ионно-индуцированных структурных изменений в материале с помощью измерения коэффициента γ ионно-электронной эмиссии показало, что температурные зависимости $\gamma(T)$ для необлученных и облученных нейтронами образцов являются близкими. Полученные результаты обсуждаются в рамках существующих представлений и моделей накопления и отжига радиационных нарушений в графите и их влияния на эмиссионные процессы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Niwase K., Tanabe T. // J. Nucl. Mater. 1991. V.179-181. P.218.

РАСПЫЛЕНИЕ ВЫСОКООРИЕНТИРОВАННОГО ПИРОГРАФИТА ИОНАМИ АРГОНА ЭНЕРГИИ 30 КЭВ

Н.Н.Андрианова, А.М.Борисов, Е.С.Машкова, А.С.Немов
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Известно, что при облучении базисной плоскости высокоориентированного пиролитического графита марки УПВ-1Т ионами N_2^+ энергии 30 кэВ под углом 60° относительно направления [001] при температуре $\sim 400^\circ C$ происходит подавление распыления более, чем в три раза по сравнению с распылением при комнатной температуре /1/. Предполагается, что причиной подавления распыления является столбчато-игольчатая морфология поверхности, развивающаяся при ионном облучении. Чтобы понять, зависит ли этот эффект от сорта бомбардирующих ионов, в настоящей работе экспериментально исследованы закономерности распыления пирографита УПВ-1Т ионами аргона. В работе измерены зависимости коэффициента распыления от флюенса облучения $Y(\Phi)$ исходно гладкой поверхности пластинок УПВ-1Т ионами Ar^+ энергии 30 кэВ при комнатной температуре и $T = 400^\circ C$ в геометрии наибольшего подавления распыления, обнаруженного в /1/. Исследование морфологии поверхности производили при помощи оптической микроскопии, растровой электронной микроскопии (РЭМ) и лазерной гониофотометрии. Найдено, что при распылении ионами аргона коэффициент распыления как при $T = 400^\circ C$, так и при комнатной температуре почти в два раза меньше соответствующих экспериментальных данных для поликристаллических графитов и стеклоуглерода, а также данных моделирования по программе TRIM.SP. При этом коэффициент распыления оказался близким к соответствующему значению Y углеродных материалов при нормальном падении ионов на мишень. Анализ данных оптической микроскопии, РЭМ и распределений локальных углов падения ионов аргона на топографические элементы ионно-индуцированной поверхности, определенных при помощи лазерной гониофотометрии, говорят об идентичности морфологии поверхности УПВ-1Т, развивающейся при комнатной температуре и $T = 400^\circ C$. На поверхности наблюдается гребневидная структура, образованная сросшимися столбчато-игольчатыми элементами, сильно поглощающими свет в направлении падения ионного пучка, как это наблюдалось и при облучении ионами N_2^+ при $T = 400^\circ C$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Borisov A.M., Mashkova E.S., Nemov A.S., Virgiliev Yu.S. // Nucl.Instr. Meth. In Phys.Res. B. 2007. V. 256. P. 363.

ИЗУЧЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ УГЛЕРОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ, МОДИФИЦИРОВАННЫХ ОБЛУЧЕНИЕМ ИОНАМИ АЗОТА И АРГОНА

Л.Д. Богомолова, А.М. Борисов, Н.А. Красильникова, В.С.Куликаускас,
Е.С. Машкова, А.С.Немов, В.В.Тарасова
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Целью работы является исследование модифицированных поверхностных слоев поликристаллических графитов и высокоориентированного пиролитического графита марки УПВ-1Т в результате облучения их ионами N_2^+ и Ar^+ с энергией 30 кэВ и флюенсами $10^{18} - 10^{19}$ ион/см². Для анализа облученных поверхностей использованы различные методы - электронный парамагнитный резонанс (ЭПР), резерфордовское обратное рассеяние (РОР), дифракция быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Выбор температур облучения проведен на основе мониторинга радиационных повреждений при помощи ионно-электронной эмиссии. Согласно данным ДБЭО увеличение температуры, при которой происходит облучение базисной плоскости УПВ-1Т, обуславливает переход от разупорядоченного состояния ко всё менее поврежденной и близкой к турбостратной структуре поверхностного слоя. Концентрация имплантированного азота, определенная при помощи РОР составляет ~ 20 ат.% при комнатной температуре (RT) и примерно в два раза меньше при повышенных температурах облучения. При низких температурах облучения и близких к RT парамагнитные дефекты в модифицированных слоях найдены как типичными для углерода (одиночные ЭПР линии с $g = 2.0027 - 2.0029$), так и принадлежащими атомам углерода, связанным с атомами азота. ЭПР спектры этих дефектов обнаруживают в случае поликристаллических графитов сверхтонкую структуру (СТС), состоящую из семи компонент с отношением интенсивностей 1:3:6:7:6:3 вследствие взаимодействия неспаренного электрона С с тремя ядрами ¹⁴N. Для УПВ-1Т обнаружены две группы линий со сверхтонкой структурой, одна из которых также состоит из семи компонент с константой расщепления $A = 0,3$ мТ, другая – менее интенсивная с $A = 0,1$ мТ. Ширины линий компонент СТС предполагают наличие неоднородного распределения азота в облученных слоях и объединение дефектов в наноструктуры. Обсуждается влияние анизотропии проводимости высокоориентированного пирографита и проводится сравнение с результатами облучения ионами аргона и данными исследования для поликристаллических графитов.

ЭРОЗИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛИМЕРОВ В ПОТОКЕ КИСЛОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

В.Н. Черник¹⁾, А.А. Пасхалов¹⁾, А.И. Гайдар²⁾

¹⁾НИИЯФ МГУ, Москва, Россия;

²⁾НИИПМТ МИЭМ, Москва, Россия

Полимерные материалы (ПМ) широко используются на наружных поверхностях космических аппаратов (КА). При полете в ионосфере наибольшим повреждающим действием на ПМ обладает набегающий поток атомарного кислорода (АК) с энергией 5 эВ. Для тестирования материалов на ресурс работы порядка 20 лет необходима разработка методов ускоренных испытаний. В данной работе исследуется возможность использования ускоренных до 13-16 км/с потоков кислородной плазмы для имитации воздействия набегающего потока АК и оценки стойкости некоторых ПМ, используемых на КА. Исследовались распространенные в конструкции КА пленки полиимида (ПИ), полиэтилентерефталата (ПЭТФ) (майлара) и полиэтилена (ПЭ), как базового полимера с простым строением и составом. В процессе облучения АК производилось измерение удельных потерь массы (УПМ) образцов непосредственно в вакуумной камере на вакуумных микровесах. После облучения АК регистрировался рельеф поверхности на растровом электронном микроскопе «EVO 40» (Zeiss). Массовый состав ионов в потоке плазмы измерялся масс-спектрометром МХ-7305. Для определения интенсивности воздействия использовался метод эффективного флюенса (ЭФ), стандартный в мировой практике имитационных испытаний материалов КА. Количественная оценка степени разрушения ПМ производилась по величине коэффициента эрозии (КЭ), вычисляемому по отношению УПМ к ЭФ, который определяется по УПМ образца-свидетеля из эталонного материала –ПИ (каптона) с $KЭ = 4,3 \cdot 10^{-24}$ г см⁻² при 5 эВ. При этом фактически определяется КЭ ПМ относительно ПИ. Для исследованных пленок ПЭ и ПЭТФ измеренные в потоке плазмы относительные КЭ составили соответственно 0,76 и 1,07. Полетные данные в эксперименте NASA PEACE на Международной космической станции показали близкие значения соответственно 0,79 и 0,97. Это свидетельствует о достаточно высокой степени адекватности плазменного эксперимента натурным условиям при определении стойкости исследуемых типов ПМ. Сравнение рельефа, формирующегося на поверхности ПМ при воздействии потока плазмы, с топологией поверхности образцов, экспонированных на КА, показало их подобие.

В докладе приводятся микрофотографии поверхности исследованных ПМ и проводится обсуждение полученных результатов. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №07-08-13656.

ТЕРМОДЕСОРБЦИЯ ДЕЙТЕРИЯ ИЗ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ВОЛЬФРАМА

С.О. Степанов, Ю.М. Гаспарян, А.А. Русинов, Н.Н. Трифонов,
А.А. Писарев

МИФИ (технический университет), Москва, Россия

Исследовалось газовыделение дейтерия из поликристаллического вольфрама. Для измерений использовались образцы размером $1 \times 1 \text{ см}^2$, отрезанные от трех фольг, отличающихся толщиной (20, 50, 100 мкм) и производителем. Образцы предварительно полировались механически или электрохимически. Часть образцов отжигалась перед облучением при температуре $1600 \text{ }^\circ\text{K}$ в вакууме $< 10^{-5} \text{ Па}$.

Облучение образцов проводилось двумя способами: сепарированным по массе пучком ионов D_2^+ с энергией 10 кэВ и ионами из плазмы с энергией 300 эВ, преимущественно D_3^+ . Облучение ионным пучком проводилось при комнатной температуре, а облучение из плазмы – при температуре менее $350 \text{ }^\circ\text{K}$.

Измерения термодесорбции проводились в сверхвысоковакуумном стенде через 1-2 дня после облучения. Как показывают измерения, проведенные непосредственно в камере облучения, часть захваченного дейтерия при этом теряется, однако спектр после $400 \text{ }^\circ\text{K}$ остается практически неизменным.

Измерения показывают, что при облучении различных видов образцов ионным пучком положение пиков на спектрах практически одинаковое. Спектры состоят преимущественно из трех пиков $450\text{-}500 \text{ }^\circ\text{K}$, $600 \text{ }^\circ\text{K}$ и $750 \text{ }^\circ\text{K}$. Часто можно видеть также слабый пик $950\text{-}1050 \text{ }^\circ\text{K}$. Однако амплитуды пиков у разных образцов сильно отличаются, особенно для неотожженных образцов. Это может говорить о том, что основную роль в неотожженных образцах играли не радиационные, а технологические дефекты. В целом, природа пиков во всех образцах одинаковая. После отжига полное захваченное количество снижается, а формы спектров для разных видов образцов становятся близкими между собой. При этом положение пиков остается тем же.

При облучении из плазмы полное количество захваченного дейтерия на порядок меньше, а положение максимумов пиков смещается в сторону низких температур.

РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ИОНОВ ПРИ НОРМАЛЬНОМ ПАДЕНИИ НА ПОВЕРХНОСТЬ МИШЕНИ

А. И. Толмачев

Российский новый университет, Москва, Россия

Одной из важных характеристик явления отражения является зависимость коэффициента отражения от энергии бомбардирующих ионов. В случае нормального падения ионов на мишень коэффициент отражения ведет себя немонотонным образом при малых и больших энергиях ионов он стремится к нулю, а в области средних энергий достигает максимума /1/. В настоящей работе дано объяснение данной закономерности, основанное на решении кинетического уравнения Больцмана в диффузионном приближении, которое предполагает рассеяние ионов на атомах мишени преимущественно на малые углы. Сначала методом дискретных потоков /2/ находится распределение отраженных ионов по пробегам в веществе. В случае трех дискретных потоков распределение может быть найдено в аналитическом виде /3/. Более достоверное распределение по пробегам определяется численными методами путем увеличения числа дискретных потоков. Затем найденное распределение пересчитывается на энергетическое распределение отраженных ионов, которое после интегрирования дает значение коэффициента отражения ионов. При этом учитываются зависимости упругих и неупругих потерь энергии от энергии ионов, полученные в явном виде на основании атомного потенциала Менсинга (усеченный кулоновский потенциал). В теории присутствуют два параметра – отношение транспортной длины к длине свободного пробега и параметр неупругих потерь энергии. В результате для коэффициента отражения ионов получается немонотонная кривая с максимумом. Положение и высота максимума хорошо согласуются с данными компьютерного моделирования и эксперимента для различных комбинаций ион – мишень.

ЛИТЕРАТУРА

1. Машкова Е. С. Физические основы взаимодействия ионов с материалами. – Москва: Изд-во Моск ун-та, 2005. – С. 102
2. Tolmachev A. I. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1994, V. B 93, P. 415.
3. Falcone G., Forlano L., Tolmachev A. I. // Physical Review, 1999, v. B 60, P. 6352.

АНАЛИТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ЭМИССИИ АТОМОВ С ПОВЕРХНОСТИ ГРАНЕЙ (111) Ni И (001) Ni В РАМКАХ ТРЕХМЕРНОЙ МОДЕЛИ

Ф.Л. Левкович-Маслюк, В.Н. Самойлов

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Ранее с помощью метода молекулярной динамики были детально исследованы эффекты блокировки и фокусировки распыленных атомов, эмитируемых с поверхности граней (111) и (001) г.д.к. монокристаллов. Целью настоящей работы было выяснить, можно ли с помощью простой трехмерной аналитической модели корректно описать блокировку эмитируемых атомов и фокусировку распыленных атомов по полярному углу. В рамках аналитической модели рассчитана эмиссия атомов из узла на поверхности граней (111) Ni и (001) Ni в азимутальном направлении на центр линзы из двух ближайших атомов в плоскости поверхности. Использовано приближение жестких сфер.

Для эмиссии с грани (111) Ni наблюдается сильное отклонение атома в направлении нормали к поверхности при начальной энергии атомов E_0 от 5 эВ до 55 эВ. Для энергий $E_0 \leq 6$ эВ наблюдается вылет атомов “назад” и эффективная фокусировка распыленных атомов в направлении нормали к поверхности. Для эмиссии с грани (001) Ni блокировка оказывается выраженной только для энергий $E_0 \leq 5$ эВ в связи с тем, что атомы линзы для этой грани расположены на большем в $\sqrt{2}$ раза расстоянии, чем для грани (111) Ni. Пусть $2b$ – расстояние между атомами рассеивающей линзы, d – диаметр атомов, зависящий от энергии E_0 и потенциала взаимодействия атом-атом. Анализ формул, полученных в рамках настоящей модели, показал, что при малых энергиях E_0 ($0.5 < \cos^2 \xi < 0.75$, где $\sin \xi = b/d$) возможно рассеяние эмитируемого атома линзой “назад”, при этом наблюдается фокусировка атомов в направлении нормали к поверхности. При более высоких энергиях E_0 ($0 < \cos^2 \xi < 0.5$) происходит рассеяние всегда “вперед”, при этом происходит фокусировка атомов под углом к нормали. При увеличении энергии E_0 до значений, при которых $d < b$, линза в рамках настоящей модели теряет блокирующие свойства для атомов, эмитируемых в азимутальном направлении на центр линзы. Зависимости, полученные в рамках настоящей модели, сравниваются с зависимостями, рассчитанными методом молекулярной динамики.

СТРУКТУРА И СВОЙСТВА СЛОЕВ GaN И GaAs, СФОРМИРОВАННЫХ ИМПЛАНТАЦИЕЙ ИОНОВ Mn⁺

Е.А. Питиримова, Ю.А. Данилов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950, г. Нижний Новгород, Россия

Исследование структурного совершенства слоев GaN и GaAs, облученных ионами $^{55}\text{Mn}^+$ с энергией 50, 100 или 200 кэВ, проведено методом дифракции быстрых электронов (ускоряющее напряжение составляло 50 кВ) на отражение на электронографе ЭМР-102. В качестве исходных материалов использованы: полуизолирующий GaAs с ориентацией (100) и слои нелегированного высокоомного GaN толщиной 1 мкм, выращенные на сапфировой подложке. Дозы ионов марганца варьировались от 1×10^{13} до 5×10^{16} см⁻². После внедрения в GaAs ионов Mn⁺ с дозой 1×10^{13} см⁻² дифракция показывает наличие тонкого приповерхностного аморфного слоя. При энергии ионов Mn⁺, равной 50 кэВ, сплошной аморфный слой образуется для дозы имплантации 1×10^{14} см⁻². Дальнейшее увеличение дозы ионов до 5×10^{16} см⁻² приводит к расширению аморфного слоя до глубины $\sim (3 \div 4) \times R_{dm}$, где R_{dm} – глубина залегания максимума распределения дефектов, рассчитанного по программе TRIM. Аморфная фаза для всех доз облучения сохраняется вплоть до температуры отжига (T_a) равной 400°C. В образцах, отожженных при 600°C, аморфная фаза уже отсутствует, а в приповерхностном слое присутствуют поликристаллическая и монокристаллическая фазы. В диапазоне температур $T_a = 700 \div 900^\circ\text{C}$ с ростом дозы ионов до 5×10^{16} см⁻² интенсивность колец поликристаллической фазы увеличивается по сравнению с интенсивностью Кикучи – линий монокристаллической фазы. Указанные особенности структурных превращений легированных ионами Mn⁺ слоев GaAs при отжиге могут быть обусловлены распадом пересыщенного твердого раствора марганца. В облученном слое присутствует значительное количество атомов марганца (до ~ 20 ат. % при самых высоких дозах из указанного диапазона), которые при достаточно высокой температуре отжига образуют преципитаты. Существенно иное поведение обнаруживает GaN, облученный ионами Mn⁺. Аморфная картина соответствует дифракции электронов от слоя, имплантированного с дозой 5×10^{16} см⁻². В результате ионной имплантации заметно изменились оптические свойства слоев: поверхность приобрела металлический блеск, а сами слои стали полупрозрачными. Отжиг одиночным импульсом АИГ:Nd лазера (длительность 14 нс, длина волны 532 нм, а мощность в импульсе ~ 0.3 Вт/см²) привел к значительному возрастанию проводимости слоя. Картина дифракции указывает на формирование поликристалла. Можно предполагать выход на поверхность марганца в результате имплантации высокой дозы и лазерного нагрева.

ОСОБЕННОСТИ ИОННО-ИМПЛАНТАЦИОННОЙ ИЗОЛЯЦИИ СИЛЬНОЛЕГИРОВАННЫХ АКЦЕПТОРНЫМИ ПРИМЕСЯМИ СЛОЕВ GaAs

Ю.А. Данилов, В.П.Лесников

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ,
603950, г. Нижний Новгород, Россия

Ионно-имплантационное формирование дефектов, имеющих глубокие энергетические уровни в запрещенной зоне полупроводников типа GaAs, является достаточно распространенным приемом создания изолирующих областей. Этот процесс используется, в частности, для формирования полосковых лазеров на основе гетеросистем In-GaP/GaAs/InGaAs с квантовой ямой, для межприборной изоляции в интегральных GaAs схемах, для создания "скрытого" изоляционного слоя и др. В обрабатываемой структуре, как правило, имеются слои разного типа проводимости и/или с существенно различающейся концентрацией электрически активной примеси. Если для слоев *n*- и *p*-типа проводимости с невысокой (порядка или меньше $1\text{-}2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$) процесс ионно-имплантационной изоляции достаточно хорошо изучен и предсказуем, то для сильнолегированных слоев информации недостаточно. В данном сообщении приводятся результаты исследования процессов изменения электрического сопротивления тонких (до 0.1-0.15 мкм) слоев GaAs, легированных акцепторной примесью до концентраций $> 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в процессе МОС-гидридной эпитаксии (углерод) или ионной имплантации (Mg, Mn). Подложкой являлся полуизолирующий GaAs (100). Имплантация выполнялась при комнатной температуре мишени ионами He^+ с энергией 80 кэВ. При концентрации исходной примеси до $2\text{-}3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ дозовая зависимость слоевого сопротивления R_s образцов имеет 4 характерных участка: (1) участок медленного увеличения R_s вплоть до дозы $\sim 1 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$; (2) участок резкого (примерно на 5 порядков величины) увеличения R_s ; (3) плато на уровне $R_s \sim 10^9 \text{ Ом}$, связанное с шунтирующим действием полуизолирующей подложки и (4) участок монотонного спада R_s , связанный с прыжковой проводимостью в области максимума распределения радиационных дефектов (на глубине 0.38 мкм от поверхности). Характерной особенностью сильнолегированных ($> 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) слоев является исчезновение плато (участка 3) на дозовых зависимостях R_s . При этом значение R_s проходит через максимум. С увеличением концентрации исходной примеси величина R_s в максимуме снижается. Можно полагать, что прыжковая проводимость увеличивается ранее, чем достигается достаточно высокое значение удельного сопротивления самого имплантируемого легированного слоя.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НИКЕЛЯ С КАРБИДОМ КРЕМНИЯ ПРИ ПРОТОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

О.В.Александров¹⁾, В.В.Козловский²⁾

¹⁾Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»

²⁾Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

В работе промоделированы процессы, происходящие на межфазной границе (МФГ) раздела металлобинарный полупроводник при высокотемпературном протонном облучении, которое, как известно, резко увеличивает локальную концентрацию собственных точечных дефектов (СТД).

Простейший случай взаимодействия на МФГ сводится к эффекту перемешивания. Взаимная диффузия металла в полупроводник и компонентов полупроводника в металл при различии коэффициентов диффузии встречных потоков частиц приводит к появлению эффекта Киркендалла. Эффекты перемешивания в диффузионной паре (ДП), образующей непрерывный твердый раствор, хорошо описываются теорией Даркена. Если же в ДП образуется новое химическое соединение, то вопрос о применимости теории Даркена остается открытым.

В предложенной модели предполагается, что в паре Ni-SiC никель взаимодействует только с кремнием, образуя моно- и дисилициды. Это химическое взаимодействие является основной причиной, разрушающей прочную решетку карбида кремния. Подвижными компонентами являются никель и, возможно, углерод. При сильном различии коэффициентов диффузии имеет место перемещение МФГ к поверхности вследствие эффекта Киркендалла. Интерфейсное взаимодействие никеля с карбидом кремния описывается с помощью системы диффузионно-кинетических уравнений для всех компонентов химических реакций образования силицидов. Влияние протонного облучения сводится к увеличению парциальных коэффициентов диффузии металла и к увеличению скорости химических реакций за счет увеличения концентрации генерируемых протонным облучением СТД - собственных междоузельных атомов и вакансий, соответственно. Численные расчеты, проведенные в рамках предложенной модели, позволяют удовлетворительно описать наблюдаемые в экспериментах основные закономерности перераспределения компонентов при протонном облучении системы Ni-SiC.

РАСЧЁТ ПЛОТНОСТИ СМЕЩЕНИЙ В УСРЕДНЁННЫХ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ КАСКАДАХ СТОЛКНОВЕНИЙ ИОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

П.А. Карасёв, А.И. Титов, А.Ю. Азаров
Санкт-Петербургский государственный политехнический
университет, Санкт-Петербург, Россия

Образование структурных нарушений при облучении полупроводников ускоренными ионами является одной из основных проблем ионной модификации и анализа свойств этих материалов. Одним из ключевых параметров данного процесса является плотность смещений в индивидуальных каскадах, создаваемых ионами. Зависимость эффективности дефектообразования от данного параметра, однако, пока количественно не исследована. Хотя, при достаточно большой плотности, пики смещений должны становиться нелинейными, то есть количество нарушений после стабилизации каскада, должно быть не прямо пропорционально энергии, израсходованной ионом, а это должно приводить к росту числа устойчивых дефектов.

Попытки количественного анализа плотности смещений в усреднённых индивидуальных каскадах производились ранее при недостаточно разработанном аппарате. Более поздних и более реалистических расчетов не проводилось, несмотря на фундаментальное значение плотности смещений в энергетических пиках. Заметим, что ситуация с определением такой плотности особенно осложняется, если каждый ион создаёт не единый каскад, а несколько субкаскадов.

В настоящей работе предложен и осуществлён алгоритм определения плотности смещений, позволяющий получать её в усреднённых индивидуальных каскадах. В качестве исходных данных для наших расчётов используются пространственные распределения вакансий для отдельных каскадов, получаемые из стандартной программы TRIM /1/. В результате статистической обработки таких распределений по предлагаемому алгоритму удаётся получать, как усреднённые плотности, так и отклонения центров каскадов от первоначального направления движения иона в функции от глубины. Последнее очень важно для случаев бомбардировки атомарными и кластерными ионами. Пример реализации одной из версий программы представлен в работе /2/ для имплантации в ZnO ионов PF_n .

Работа поддержана грантом РФФИ 08-08-00585

ЛИТЕРАТУРА

1. <http://www.srim.org/>
2. A.Yu. Azarov, S.O. Kuchyev, A.I. Titov, P.A. Karaseov // J. Appl. Phys. 2007. V. 102. P. 083547.

ПОВЕРХНОСТНО-ЭКСИТОННЫЙ МЕХАНИЗМ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО РАСПЫЛЕНИЯ ИОННЫХ И КОВАЛЕНТНЫХ КРИСТАЛЛОВ МНОГОЗАРЯДНЫМИ ИОНАМИ

Б.Г. Атабаев

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

Потенциальное распыление ионных и ковалентных кристаллов при нейтрализации многозарядных ионов МЗИ на поверхности происходит вследствие распада самозахваченных экситонов и кулоновского взрыва /1-2/. Нами приводятся экспериментальные результаты по исследованию атомарной и ионной эмиссии кристаллов ЩГК и широкозонного полупроводника SiC в зависимости от кинетической и потенциальной энергии бомбардирующих МЗИ аргона. Показано, что эмиссия катионов и двухкратно ионизованных анионов ЩГК и положительных ионов кремния и углерода пропорциональна энергии нейтрализации бомбардирующих ионов. Эмиссия двухзарядных ионов, которые подтверждают механизм кулоновского взрыва, в ЩГК и SiC не обнаружена. Механизм распада самозахваченных двухгалоидных экситонов реализуется только в ЩГК и оксиде кремния. Поэтому вышеуказанные результаты позволили обосновать предложенный нами механизм кооперативного экситонного и столкновительного распыления карбида кремния при перекрытии времени рекойлинга и времени жизни двухдырочного состояния поверхностного атома. Температурные зависимости эмиссии катионов, анионов и их кластеров с поверхности ЩГК описываются уравнением Аррениуса. При повышенной температуре происходит термоионизация самозахваченного экситона, поэтому стимулированное дефектами распыление объясняется электронно-дырочной рекомбинацией диффундирующих к поверхности дефектов с последующей эмиссией катионов и анионов. Электронно-микроскопические исследования топографии ямок травления поверхности ЩГК многозарядными ионами показали сложное распыление с нормальной эмиссией атомов и ионов катионной и анионной подрешеток. Этот экспериментальный результат позволил нам предложить механизм потенциального распыления галогена вследствие распада поверхностного одногалоидного экситона и атомов металла за счет ионизации образованного поверхностного дефекта при оже-нейтрализации МЗИ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Aumayr F., Winter H.P. //Phil. Trans. R. Soc. Lond. .2004. A 362 p.77.
2. Ghose D., Karmaker P. , Parilis E. // Nucl. Instr. Meth. 2003. B212 p. 420.

ОПРЕДЕЛЕНИЯ КИНЕТИКИ ПРОЦЕССА ДИССОЦИАТИВНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ИОНИЗАЦИИ МНОГОАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ

Г.Т. Рахманов, И.М. Саидумаров, Х.К. Худаева
Институт электроники им. У.А. Арифова АН РУз, Ташкент, Узбекистан

Диссоциативная поверхностная ионизация (ПВИ) молекул предполагает десорбцию в виде ионов продуктов реакции диссоциации исходных молекул на поверхности адсорбента(эмиттера). В соответствии с этим она включает в себя следующие стадии: поступление молекул на поверхность (например, из пара или в виде пучка), их адсорбцию, реакции диссоциации молекул на поверхности, термодесорбцию продуктов реакций в виде ионов, нейтралей и (или) их дальнейшее разложение на поверхности.

Развивая метод модуляции напряжения (ММН) и метод модуляции потока (ММП) ПВИ многоатомных молекул [1], мы показали, что, используя оба метода в идентичных условиях эксперимента, можно определить не только константу скорости и энергию активации термодесорбции многоатомных частиц продуктов реакции диссоциации, но и константу скорости и энергии активации гетерогенной реакции диссоциации.

По рассмотрению метод модуляции напряжения(ММН) и метод модуляции потока(ММП) в единых условиях эксперимента при диссоциативной ПВИ многоатомных частиц полученные энергии в ММН в случае адсорбции молекул лидокаина на поверхности окисленного вольфрама были отнесены к энергиям термодесорбция радикала $(C_2H_5)_2N^+CH_2$ ($m/e=86$), а энергии, полученные в ММП, были отнесены к энергиям гетерогенной реакции диссоциации молекул лидокаина, необходимой для разрыва С-С связей (выделения радикала $(C_2H_5)_2N^+CH_2$).

Полученные энергии в ММН в случае адсорбции молекул новокаина на поверхности окисленного вольфрама были отнесены к энергиям термодесорбция радикала $(C_2H_5)_2N^+C_2H_4$ ($m/z=100$), а энергии, полученные в ММП, были отнесены к энергиям гетерогенной реакции диссоциации молекул новокаина, необходимой для разрыва С-Н связей (выделения радикала $(C_2H_5)_2N^+C_2H_4$ ($m/z=100$)).

ЛИТЕРАТУРА

1. Назаров Э.Г., Расулев У.Х., Нестационарные процессы поверхностной ионизации. ФАН, Ташкент, 1991, с.204.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ И АНАЛИЗ ОПИАТОВ В СЛОЖНЫХ СМЕСЯХ МЕТОДОМ ПОВЕРХНОСТНО-ИОНИЗАЦИОННОЙ МАСС- СПЕКТРОМЕТРИИ

Д.Т. Усманов, У. Хасанов

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

Высокая чувствительность и селективность поверхностной ионизации (ПИ) к азотистым органическим основаниям, малолинейчатость и характерность масс-спектров позволяет предполагать возможность не только поверхностно-ионизационного масс-спектрометрического (ПИ/МС) анализа следовых количеств опиатов, но и возможность чувствительного анализа смесей этих наркотиков.

С этой целью в работе с помощью статического магнитного масс-спектрометра МХ-1320 на эмиттере из окисленной вольфрамовой проволоки исследованы масс-спектры ПИ природного опия, "ручного" героина и препарата омнопона, состоящего из смеси пяти алкалоидов опия: морфина, кодеина, тебаина, папаверина и наркотина.

Установлено, что исследованные смеси опиатов ионизируются посредством ПИ с высокой эффективностью. Масс-спектры ПИ природного опия, "ручного" героина и омнопона относительно малолинейчатые. Масс-спектр ПИ омнопона состоит из суперпозиции пяти масс – спектров ПИ алкалоидов опия и включает линии молекулярных M^+ (только для папаверина), квазимолекулярных $(M-H)_\beta^+$, $(M-2nH)_\beta^+$ и диссоциативных ионов $(M-R)_\beta^+$, $(M-2nH)_\beta^+$, (где: H – атом водорода, M – молекула, R – радикал). В масс-спектрах "ручного" героина присутствуют серии линий квазимолекулярных ионов ацетилкодеина и ацетилморфина с $m/z=340-332$ и $326-318$ соответственно. Базовым является серия линий ионов $m/z=144, 146$ характерных для морфиноподобных структур. Максимумы выхода гетерогенных реакций образования этих ионов соответствуют температуре эмиттера ~ 750 К. Масс-спектр ПИ природного опия в основном состоит из семи алкалоидов опия и базовой линейей является ток фрагментного иона с $m/z 220$, соответствующий структуре гидрокотарнина.

ПИ/МС исследования природного опия "ручного" героина и препарата омнопона показали, что масс-спектры аддитивны и состоят из суперпозиций масс-спектров ПИ каждой компоненты, допускают анализ смесей без их предварительного хроматографического разделения на уровне пикограмма. В работе также приводятся результаты сравнительных анализов опиатов и их смесей методами ПИ/МС и хромато-масс-спектрометрии (НР-6890) с ионизацией электронами.

УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВЫХОДА ВОЗБУЖДЕННЫХ МОЛЕКУЛ В ЯВЛЕНИИ ЭЛЕКТРОННО-СТИМУЛИРОВАННОЙ ДЕСОРБЦИИ

Ш.Дж. Ахунов

Институт электроники им. У.А. Арифова АН РУз, Ташкент, Уз-
бекистан

Известно, что для большинства вторичных эмиссий зависимости выходов $Y(\alpha)$ соответствующих продуктов от угла падения α бомбардирующих частиц описываются законом косинуса $Y \propto (\cos(\alpha))^{-1}$, поскольку вероятность выхода вторичных частиц зависит от глубины их образования в мишени и возрастает с увеличением угла α . Однако в литературе отсутствуют данные о зависимостях $Y(\alpha)$ для электронно-стимулированной десорбции (ЭСД), когда эмиссия молекул происходит непосредственно с поверхности мишени. В этом случае $Y(\alpha)$ зависимости должны содержать информацию об особенностях взаимодействия первичных и вторичных электронов с адсорбированными молекулами и их исследование представляет интерес для понимания механизма ЭСД [1].

В настоящей работе исследованы выходы $Y(\alpha)$ возбужденных молекул CO, CN и OH, десорбированных с поверхности цезированного вольфрама в зависимости от угла падения электронов с энергией 400-900 эВ.

Было установлено:

1. В пределах опытных ошибок (<5%) выходы всех исследованных молекул при $\alpha = \text{const}$ зависят от изменения потока вторичных электронов, покинувших поверхность мишени.
2. Выходы возбужденных молекул, нормированные на единичный ток бомбардирующих электронов, увеличиваются с ростом угла α по закону близкому к косинусоидальному.

Анализ полученных данных позволяет предположить, что не только первичные, но и вторичные электроны в процессе их движения внутри мишени к границе раздела металл-вакуум могут претерпевать столкновения с адсорбированными на поверхности молекулами и вызывать их десорбцию. Влияние вторичных электронов на выход возбужденных молекул увеличивается с ростом угла α .

ЛИТЕРАТУРА

1. Агеев В. Н., Бурмистрова О. П., Кузнецов Ю.А.// УФН. 1989. Т.158. N3. С.389.

ВЛИЯНИЕ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ НА ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА Pd И Pd-Ba

Д.А. Ташмухамедова, А.К. Ташатов, И.П.Парманкулов, М.У. Шералиев
Ташкентский гостехуниверситет, г. Ташкент, Узбекистан

До настоящего времени в электровакуумных приборах в качестве холодных катодов широко применяются металлосплавные катоды типа Pd-Ba и Pt-Ba (концентрация Ba от 1 ат.% до 4 ат.%). После термической активировки этих катодов в условиях высокого вакуума или атмосфере газов (H_2 , N_2 и их смеси) максимальные значения коэффициентов вторичной электронной эмиссии увеличивается в 2 – 3 раза ($\sigma_m = 3 - 3,5$) /1/. Наибольшее увеличение σ_m наблюдается при бомбардировке металосплавов ионами Ba^+ и Na^+ в высоком вакууме и в атмосфере кислорода. В таблице приведены эмиссионные характеристики Pd-Ba, активированного различными свойствами.

Величины σ_m и $e\phi$ активированного Pd-Ba

Параметр	Прогрев при $T = 1000 - 1200$ К			Имплантация ионов Ba^{+*}		Имплантация ионов O_2^{+*}
	в выс. вакууме	в атм. H_2	в атм. N_2	в выс. вакууме	в атм. O_2	в высоком вакууме
σ_m	2,5	3,2	3,4	4,2	9	4
$e\phi$, эВ	2,2	2,1	2,1	2,1	—	1,9

* – энергия ионов $E_0 = 0,5$ кэВ, доза ионов $D = 6 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$.

При эксплуатации катодных материалов наряду с высоким значением σ_m немаловажное значение имеет стабильность данного параметра к длительным внешним воздействиям (прогрев, электронная и ионная бомбардировка, вынос на воздух). Известно /1/, что термически активированные сплавы Pd-Ba выдерживают значительные токовые и температурные нагрузки в течение 100 и более часов. Что касается стабильности параметров к длительным воздействиям в случае Pd-Ba, активированного ионной бомбардировкой, то однозначного ответа до настоящего времени нет. В данном докладе даются новые сведения об эмиссионных свойствах ионно-легированного Pd-Ba и его изменении при эксплуатации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нормурадов М.Т., Сергеев Г.И., Джуракулов Х.Д., Умирзаков Б.Е. Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, вып. 1. 1985, с. 49 – 54.

ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ФОТОНОВ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНЫМИ ИОНАМИ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

Б.А. Кадыров

Ташкентский государственный технический университет, Ташкент,
Узбекистан

При взаимодействии относительно тяжелых ионов инертных газов с поверхностью щелочно-галогидных кристаллов, в околопороговой области стимулированной потенциальной электронной эмиссии, происходит процесс излучения света. Излучение обуславливается изменением состояния дипольной системы, переходом электрона с галогена на вакантный уровень иона и последующим испусканием УФ-фотона в перпендикулярном направлении к системе ион-кристалл. В настоящей работе, для более корректного определения параметров взаимно конкурирующих процессов, опыты велись по методике снятия заряда поверхности, предложенной в [1].

Эксперименты проводились при бомбардировке кристаллов KCl и KBr ионами Ag и Kr при токах $I \sim 10^{-12}$ А/см², в диапазоне энергии от 1 до 50 эВ. Исследуемые образцы по отношению к потоку ионов находились под углом 45° и перпендикулярном к оси симметрии ФЭУ-142.

Установлены следующие закономерности:

1. При условии $E_0 > E_{\text{порог, СПЭЭ}}$, при повышении температуры образца ионный ток на коллектор начинает уменьшаться и, затем переходит на электронный. Величина электронного тока становится максимальной при 200-250 °С.

2. При $E_0 < E_{\text{порог, СПЭЭ}}$ повышение температуры приводит к исчезновению ионного тока на коллектор, эмиссии электронов не происходит, а излучение появляется и становится максимальным при температурах, больших чем 300-350 °С.

Полученные данные свидетельствуют о том, что в разных диапазонах энергии ионов зарядка устраняется по-разному. Устранение зарядки поверхности кристалла подогревом происходит более эффективно в условиях эмиссии электронов, нежели при реализации конкурирующего процесса фоторекомбинационного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кадыров Б.А., Бабошкин С.Г. //Тезисы докладов XXXVII межд. конф. по физике по взаимодействию заряженных частиц с кристаллами. Москва 2007. с. 158.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОРИЕНТАЦИОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРОВ ХПЭЭ, РАССЕЯННЫХ ПОВЕРХНОСТЬЮ МОНОКРИСТАЛЛОВ ЦВЕТНЫХ МЕТАЛЛОВ

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

При исследовании спектров характеристических потерь энергии электронами (ХПЭЭ) для меди обнаруживаются два интенсивных пика, связанные с плазмонным колебанием валентных электронов (ПКВЭ) кристалла меди. Исследовалась зависимость интенсивности этих пиков потерь от угла падения пучка электронов на грань(100) Cu. Изменение угла падения осуществлялось поворотом кристалла вокруг оси $\langle 001 \rangle$. Плоскость падения пучка при этом совпадала с плоскостью $\{001\}$ кристалла.

В зависимости интенсивности объемного плазмона от угла падения обнаруживается анизотропия, связанная с эффективным поглощением электронов кристаллом при указанных ориентациях к направлению пучка электронов. Интенсивность пика имеет максимумы при углах падения $\varphi=0^\circ$ и $\varphi=45^\circ$, т.е. при совпадении пучка первичных электронов с низкоиндексными осями $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ кристалла.

Исследования показали, что при углах падения пучка электронов $\varphi=0^\circ$ и $\varphi=45^\circ$ на грань(100) Cu потеря энергии увеличивается $\sim 1,5-2$ эВ. Для поверхностного плазмона подобная анизотропия не проявляется. Итак, экспериментальные данные подтверждают, что анизотропия потери энергии тесно связана со структурой кристалла, которая отличается вдоль различных направлений. В зависимости от структуры кристалла диэлектрическая проницаемость (ДП) вещества носит тензорный характер $\varepsilon_{\bar{q}}(\bar{k}, \omega)$, т.е. она начинает зависеть от направления падения пучка

электронов на кристалл. Расчеты уравнения для ДП с учетом тензорного фактора показали, что потеря на объемное ПКВЭ различна вдоль разных направлений кристалла меди.

Исследовалась зависимость величины потери энергии на объемное ПКВЭ от азимутального угла поворота кристалла Ag(100). В этой зависимости также обнаруживается анизотропия - при совпадении направления пучка электронов с кристаллографической осью $\langle 110 \rangle$ величина потери на объемное ПКВЭ увеличивается в среднем на 1,5 эВ. Потеря энергии растет также, когда направление пучка электронов параллельно плоскости $\{110\}$ кристалла: происходит эффективное поглощение электронов между плоскостями.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НАПЫЛЕНИЯ ТОНКИХ ОКСИДНЫХ ПЛЕНОК НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ

В.И. Киприч, Г.В. Корнич

Запорожский национальный технический университет, г. Запорожье, Украина

В выполненном исследовании была разработана математическая модель процесса напыления с одновременным окислением тонкой пленки. Предлагаемая модель ориентирована на описание образования систем пленка-подложка с близкими параметрами атомных решеток компонентов пленки и подложки, например для Ni-Cu, Al-Ag.

Модель рассматривает подложку с идеальной кристаллической решеткой, которая подвергается низкоэнергетической бомбардировке атомными частицами получаемой пленки. При этом происходит распыление поверхности образца с одновременным осаждением части ионов на бомбардируемую поверхность. Одновременно с пучком ионов металла поверхность подвергается бомбардировке атомными частицами кислорода с энергией, заведомо меньшей порога распыления. Кроме того, все компоненты системы могут распыляться с поверхности или окисляться на ней кислородом. В приповерхностном слое, за счет энергии, приносимой бомбардирующими частицами, возникают каскады соударений, обуславливающие перенос вещества за счет ионного перемешивания. Часть ионов кислорода из пучка также проникает в приповерхностную область и может окислять компоненты системы. Все процессы были описаны набором систем диффузионноподобных уравнений.

Данная модель позволяет оценивать концентрационные характеристики объемного профиля концентрации осаждаемого материала. С ее помощью проведены расчеты, которые показывают особенности напыления пленок одновременно с бомбардировкой поверхности кислородом – рост концентрации оксидов при увеличении потока окисляющих атомов, образование концентрационного пика оксида материала подложки с последующим погружением его в глубину, значительное внутреннее окисление всех компонентов системы. Кроме того, показано, что в процессе напыления и окисления пленки со временем устанавливается динамическое равновесие между напылением, распылением и окислением компонентов и процесс становится стационарным, а форма концентрационных профилей перестает изменяться.

МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПЫЛЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КЛАСТЕРОВ НА ПОВЕРХНОСТЯХ УГЛЕВОДОРОДОВ

А.А. Ермоленко¹⁾, Г.В. Корнич¹⁾, Г. Бетц²⁾

¹⁾Запорожский национальный технический университет, г. Запорожье,
Украина

²⁾Inst. für Allgemeine Physik, Technische Universität Wien, Wien, Austria

Для моделирования распыления были выбраны подложки на основе орторомбического кристалла полиэтилена. В латеральных направлениях были применены периодические граничные условия. В модель также была включена диссипативная область в нижней части подложки и вдоль боковых граней молекулярно-динамической ячейки.

Распыление исследовалось на примере кластеров меди, состоящих из 13 и 27 атомов. Начальная конфигурация кластеров меди получалась отжигом в отсутствие подложки с последующим релаксированием кластера на поверхности подложки.

В качестве потенциалов взаимодействия были выбраны многочастичный потенциал AIREBO /1/ для описания ковалентных связей и межмолекулярных взаимодействий в углеводородах, многочастичный потенциал /2/ на основе модели погруженного атома для описания взаимодействия между атомами меди, потенциал Леннарда-Джонса для описания взаимодействий медь-углерод и медь-водород и потенциал Циглера-Бирзака-Литтмарка для описания взаимодействия бомбардирующих ионов с атомами кластера и подложки. Параметризация потенциала Леннарда-Джонса для взаимодействия медь-углерод была взята из /3/. Начальные координаты бомбардирующего иона для каждого из одиночных актов бомбардировки генерировались при помощи двумерной псевдослучайной последовательности.

Произведён анализ выхода распылённых соединений, коэффициентов распыления и обратного рассеяния. Исследовано изменение структуры кластеров и подложки в процессе распыления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Stuart S.J., Tutein A.B. and Harrison J.A. // Journal of Chemical Physics, 2000, v. 112, p. 6472
2. Betz G., Husinsky W. // Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. B, 1995, v. 102, p. 281
3. Ellis D.E., Mundim K.C., Fuks D. et al. // Materials Science in Semiconductor Processing, 2000, v. 3, P. 123

О ВЕРОЯТНОСТИ ИОНИЗАЦИИ РАСПЫЛЕННЫХ АТОМОВ

Ю.Кудрявцев, С. Гаярдо, А.Вьегас, Г. Рамирес, Р. Азомоза
Отделение твердотельной электроники, Центр исследований и передо-
вого обучения национального политехнического института,
г. Мехико, Мексика

В нашей работе процесс образования вторичных ионов рассмотрен на основе так называемой Статистической Модели (СМ). В рамках СМ электроны отлетающего атома формируют единую систему с электронами твердого тела (подчиняющуюся закону распределения Ферми-Дирака) вплоть до некоего критического расстояния x_c , на котором процесс электронного обмена между атомом и поверхностью полностью прекращается. Отношение вероятности заполнения уровня атома к вероятности существования вакансии на этом уровне определяет вероятность ионизации. Мы рассмотрели критически СМ и предложили ряд важных модификаций. Каскад столкновений существует приблизительно 10^{-12} сек, при этом образуется динамически равновесная система атомов со строго определенным энергораспределением, пропорциональным $\sim E^2$. Предположив, что температура каскада полностью определяется кинетической энергией атомов каскада, мы определили «динамическую» температуру (T_d) как среднюю кинетическую энергию атомов каскада:

$$kT_d \equiv \langle E_c \rangle \cong kT \cdot \ln[\gamma \cdot E_o / (kT)], \quad (1)$$

где $\gamma = (4M_1 \cdot M_2) / (M_1 + M_2)^2$, (здесь M – масса иона (1) и атома мишени (2)). С учетом (1), а также с учетом разной вероятности атома и иона покинуть мишень, окончательное выражение для вероятности ионизации было получено в виде:

$$P^- = \frac{\rho^-}{\rho^0} \cdot \frac{E_{sbe}}{E_{sbe} + \frac{e^2}{2 \cdot x_c}} \cdot \exp\left[-\frac{\Phi - (A_x)}{\langle E_c \rangle}\right], \quad P^+ = \frac{\rho^+}{\rho^0} \cdot \frac{E_{sbe}}{E_{sbe} + \frac{e^2}{2 \cdot x_c}} \cdot \exp\left[-\frac{(I_x) - \Phi}{\langle E_c \rangle}\right], \quad (2)$$

где Φ - работа выхода, E_{sbe} - энергия связи с поверхностью, A_x – сродство к электрону и I_x - потенциал ионизации элемента x на критическом расстоянии. Полученные выражения использовались для оценок вероятности ионизации различных элементов, распыленных из кремния ионами кислорода и цезия. Расчеты сравнивались с экспериментальными данными: хорошее соответствие было получено для большинства элементов.

Секция IV

МОДИФИКАЦИЯ И АНАЛИЗ ПОВЕРХНОСТИ

МОДИФИКАЦИЯ СТРУКТУРНО-ФАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ ТИТАН-КРЕМНИЙ КОМПРЕССИОННЫМ ПЛАЗМЕННЫМ ПОТОКОМ

В.В. Углов¹⁾, Н.Т. Квасов²⁾, Ю.А. Петухов²⁾, В.М. Асташинский³⁾,
А. М. Кузьмицкий³⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

²⁾Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, г. Минск, Беларусь

³⁾Институт физики им. Б.И. Степанова НАНБ, г. Минск, Беларусь

Воздействие компрессионных плазменных потоков (КПП) на поверхностные слои твердых тел является в настоящее время предметом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований /1/. Особый интерес в данной области представляет выявление закономерностей и особенностей взаимодействия КПП с системами металл-полупроводник.

Представлены результаты исследований структурно-фазовых превращений в системе «кремниевая подложка-титановое покрытие» в результате воздействия КПП. Покрытие титана толщиной 1,5 мкм наносилось методом вакуумно-дугового осаждения. Генерирование КПП проводилось в магнитоплазменном компрессоре компактной геометрии. Плотность поглощенной энергии плазменного потока составляла 8-12 Дж/см².

Рентгеноструктурный анализ показал, что в результате воздействия компрессионной плазмы в приповерхностном слое формируется силицид титана Ti₃Si₃. Растровая электронная микроскопия и рентгеноспектральный микроанализ выявили образование дендритов кремния. Диаметр стволов и ветвей дендритов составляет до 0,3 мкм, длина ветвей второго порядка – до 5 мкм, а их период – 0,5 мкм. Силицид титана локализован преимущественно в междендритном пространстве.

Изменения структурно-фазового состояния в результате воздействия КПП определяется процессами жидкофазного перемешивания титана и кремния и быстрой кристаллизацией, сопровождаемой концентрационным переохлаждением.

ЛИТЕРАТУРА

1. Astashynski V.M., Ananin S.I., Askerko V.V., Kostyukevich E.A., Kuzmitski A.M., Uglov V.V., Anishchik V.M., Astashynski V.V., Kvasov N.T., and Danilyuk A. L. // SCT. 2004. Vol. 180-181. P. 392-395.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КЕЛЬВИНА-ГЕЛЬМГОЛЬЦА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ КОМПРЕССИОННОЙ ПЛАЗМЫ С ВЕЩЕСТВОМ

В.М. Анищик¹⁾, В.М. Асташинский²⁾, Н.Т. Квасов³⁾, В.В. Углов¹⁾,
Ю.Г. Шедко³⁾

¹⁾ Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

²⁾ Институт молекулярной и атомной физики НАНБ, Минск,
Беларусь

³⁾ Белорусский государственный университет информатики и радио-
электроники, Минск, Беларусь

При помощи воздействия компрессионной плазмы на монокристалл кремния нами впервые /1-3/ была получена регулярная система (“пакет”), состоящая из нескольких десятков цилиндров, которые лежат на поверхности кремниевого образца параллельно друг другу и на равном удалении друг от друга. В серии экспериментов /1-3/ наблюдались пакеты различной длины (от 10 до 100 мкм), пакеты с разным диаметром цилиндра (0,1-0,8 мкм) и расстоянием между соседними цилиндрами (1-2 мкм). Однако в пределах одного пакета все эти геометрические параметры всегда остаются почти неизменными, т. е. составляющие его цилиндры практически идентичны друг другу.

Нами предложена следующая схема процесса образования регулярных пакетов. При обработке компрессионной плазмой кристалл кремния за 80-100 мкс поглощает энергию 5-25 Дж/см² и проплавляется на глубину 6-10 мкм. Течение плазмы вдоль поверхности образовавшегося расплава приводит к развитию гидродинамической неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. В результате этого плоская граница расплава-плазма приобретает регулярную искривленную форму, которая может быть зафиксирована при быстром остывании расплава. В настоящей работе исследуется влияние конечной глубины, вязкости и электропроводности расплава кремния на спектр колебательных мод его поверхности. Учет этих факторов приводит, в частности, к подавлению коротковолной неустойчивости при малой глубине расплава, т. е. на ранней стадии оплавления поверхности кристалла.

ЛИТЕРАТУРА

1. Углов В.В., Анищик В.М., Асташинский В.В. и др. // Письма в ЖЭТФ, 2001. Т. 74, вып. 4, с. 234-236.
2. Uglov V.V., Anishchik V.M., Astashinski V.V., et al. // Surface and Coating Technology 2002. V. 158-159. P. 273-276.
3. Astashinski V.M., Ananin S.I., Askerko V.V., et al. // Surface and Coating Technology 2004. V. 180-181. P. 392-395.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОЩНОГО ИОННОГО ПУЧКА ПРИ СОЗДАНИИ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА ДЛЯ ОПТИЧЕСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ

В.С. Ковивчак, В.И. Дубовик, Р.Б. Бурлаков
Омский государственный университет, г. Омск, Россия
Омский филиал Института физики полупроводников СО РАН,
г. Омск, Россия

Наночастицы благородных металлов (главным образом серебра и золота) имеют большие перспективы применения в различных сенсорных устройствах, основанных на поверхностном плазмонном резонансе (ППР). Прежде всего, это относится к биосенсорам, для которых необходима большая химическая инертность (пассивность?) наночастиц по отношению к биологическим объектам. Вследствие плохой адгезии серебра и золота к оптически прозрачным подложкам (типа SiO_2) при формировании наноразмерных островков этих пленок, как правило, используют подслои хрома, который может влиять на характеристики ППР.

В настоящей работе исследовано формирование наночастиц серебра на прозрачных (в видимом диапазоне) диэлектрических подложках путем воздействия мощного ионного пучка (МИП) на тонкопленочное покрытие из серебра, предварительно нанесенное на эту подложку. В качестве подложек использовались пластины плавленого SiO_2 и натрий-силикатного стекла. Тонкопленочное серебряное покрытие толщиной до 200 нм наносилось на подложки путем термического напыления в вакууме. Температура подложек во время напыления не превышала 100°C . Облучение проводилось на ускорителе «Темп» протон-углеродным пучком (30%Н и 70% С) со средней энергией 300 кэВ, длительностью пучка 60 нс и плотностью тока, не превышающей 20 А/см^2 . Установлено, что облучение МИП тонкопленочного Ag покрытия приводит к образованию на поверхности подложки наночастиц серебра, форма которых может меняться от дискообразных до почти сферических в зависимости от типа подложки. В спектрах поглощения после облучения МИП при $\lambda=405\text{ нм}$ появляется пик, соответствующий ППР для наночастиц серебра. Многократное (не менее 5) облучение МИП пленки Ag на натрий-силикатном стекле приводит к формированию наночастиц не только на поверхности такой подложки, но и в тонком приповерхностном слое стекла. Многократное облучение МИП приводит не только к улучшению адгезии наночастиц Ag к подложке, но и к смещению пика поглощения в область более длинных волн. Полученные данные обсуждены с точки зрения возможности применения сформированных на стекле наночастиц Ag в биосенсорах.

НАНОСТРУКТУРИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ АІ-СПЛАВОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО ИОННОГО ПУЧКА

В.С. Ковивчак, Т.В. Панова, К.А. Михайлов

Омский государственный университет, г. Омск, Россия
Омский филиал Института физики полупроводников СО РАН,
г. Омск, Россия

Воздействие мощного ионного пучка (МИП) на поверхность различных металлических материалов может приводить к изменению механических свойств поверхностных слоев материала. Характер этого изменения в значительной степени зависит от параметров ионного пучка. В большинстве работ, выполненных до настоящего времени по модифицирующему воздействию МИП на металлические системы, исследовался диапазон плотностей тока МИП, при котором наблюдается либо заметное изменение механических характеристик материала, либо заметное изменение морфологии облученной поверхности. Однако для понимания физических механизмов изменений, наблюдаемых при воздействии МИП, представляется важным расширение исследований на область более низких плотностей тока МИП.

В настоящей работе исследовано изменение морфологии поверхности и механических свойств модельных материалов, в качестве которых выбраны различные алюминиевые сплавы, при воздействии МИП. Облучение проводилось на ускорителе «Темп» протон-углеродным пучком (30% Н и 70% С) со средней энергией 300 кэВ, длительностью пучка 60 нс, в диапазоне плотностей тока 5 -150 А/см².

В экспериментах наряду с плотностью тока варьировалось число импульсов облучения, которое, как правило, увеличивалось при уменьшении плотности тока. Все исследованные образцы имели толщину, значительно превышающую пробег ионов пучка в сплавах.

Характерной особенностью воздействия МИП на алюминиевые сплавы является формирование на поверхности сплавов кратеров, разрешаемых методами оптической микроскопии при плотности тока, превышающей 30 А/ см². Исследование поверхности алюминиевых сплавов, облученных МИП с малыми плотностями тока (~ 5-10 А/ см²) с помощью атомно-силовой микроскопии показало формирование наноразмерных объектов, концентрация которых при изменении плотности ионного тока носит не монотонный характер. Проанализирована возможность формирования на этих объектах кратеров при дальнейшем увеличении плотности тока МИП. Проведено сравнение данных по изменению морфологии поверхности алюминиевых сплавов с аналогичными данными, полученными для полупроводниковых и диэлектрических материалов.

ВЛИЯНИЕ ОБРАБОТКИ МОЩНЫМ ИОННЫМ ПУЧКОМ НА ОКИСЛИТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Т.В. Панова¹⁾, В.С. Ковивчак^{1,2)}, В.И. Блинов¹⁾, К.М. Стукова¹⁾

¹⁾ Омский государственный университет, г. Омск, Россия

²⁾ Омский филиал института физики полупроводников СО РАН,
г. Омск, Россия

Известно, что при облучении мощным ионным пучком (МИП) результат модификации поверхности различных материалов зависит как от характеристик пучка, так и от состава, физических и химических свойств мишени. В зависимости от того, оказывается воздействие на чистый металл или сплав, изменяются пробеги ионов, энергия активации физических и химических процессов, протекающих при облучении. Большая часть исследований в настоящее время посвящена изучению изменения механических характеристик модифицированных МИП металлов и сплавов и их связи с формирующимся структурно-фазовым состоянием. Одним из важных для эксплуатационных свойств материалов является сопротивление окислению и облучение МИП может оказать на него значительное влияние как положительное, так и отрицательное. Целью настоящей работы являлось исследование влияния облучения МИП на окисление металлов (медь и никель) и сплавов - сталь 20, титановый сплав ВТ6. Обработка образцов протонно-углеродным пучком проводилась на ускорителе "Темп". Кинетику окисления материалов изучали методом прерывистого окисления на воздухе. Морфологию образовавшегося на поверхности материалов оксидного слоя и фазовый состав исследовали металлографическим и рентгенофазовым методами.

Предварительный анализ показал, что в исследуемых материалах после облучения МИП процессы такого окисления носят сложный характер, что приводит к образованию многослойной окалины, имеющей фазовый состав с сильно различающимися свойствами. Обнаружено, что в материалах, в которых присутствуют только металлические связи, после облучения МИП происходит ухудшение сопротивления окислению. В сплавах, имеющих в качестве примесей неметаллы, происходит улучшение этой характеристики. Установлено, что облучение МИП приводит к образованию оксидов с количеством кислорода, превышающим стехиометрические значения. Анализ полученных результатов проводится с учетом теплофизических и химических характеристик исследуемых материалов.

ФОРМИРОВАНИЕ ОКСИДНЫХ НАНОСТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ ВАНАДИЯ С ПОМОЩЬЮ ИОННЫХ ПУЧКОВ

Н.В. Алов, Д.М. Куцко

Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по формированию оксидных наноструктур на поверхности поликристаллического ванадия. Облучение поверхности ионами кислорода (энергия 6 кэВ, доза 10^{15} - 10^{17} см⁻²) и определение состава и строения образующихся оксидных наноструктур методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) проводили *in situ* в условиях сверхвысокого вакуума ($p=10^{-8}$ Па) на электронном спектрометре *VG ESCA 3 Mk II*.

В результате разложения РФЭС-спектров уровня $V 2p$ окисленной поверхности ванадия установлено, что они состоят из 5 спин-дублетов с энергией связи подуровня $V 2p_{3/2}$, равной 512,4, 513,6, 515,2, 515,8 и 517,2 эВ. Эти спин-дублеты соответствуют металлическому V и оксидам VO, V₂O₃, VO₂, V₂O₅ соответственно. Обнаружено, что увеличение дозы облучения от 1×10^{15} до 1×10^{16} см⁻² приводит к уменьшению содержания неокисленного металла и, соответственно, росту содержания оксидов. При дозах облучения больше 1×10^{17} см⁻² весь анализируемый поверхностный слой ванадия окислен. На начальных стадиях облучения наблюдается быстрый рост содержания оксидов VO, V₂O₃, VO₂, V₂O₅. Затем содержание оксидов VO и V₂O₃ проходит через максимум и начинает уменьшаться, а содержание оксидов VO₂ и V₂O₅ продолжает расти. Состав оксидной наноструктуры определяют два конкурирующих процесса, которые протекают при ионном облучении поверхности: образование оксидов и их распыление ионами кислорода.

Методом РФЭС с угловым разрешением изучено строение оксидной наноструктуры. Обнаружено, что при увеличении угла детектирования относительно поверхности образца от 15° до 55° интенсивность спектральных линий металлического V и оксидов VO, V₂O₃ увеличивается, а интенсивность спектральных линий оксидов VO₂, V₂O₅ уменьшается. Это свидетельствует о том, что образующаяся в результате ионно-лучевого окисления оксидная наноструктура на поверхности ванадия является слоистой. Высшие оксиды ванадия расположены ближе к внешней поверхности, а низшие оксиды ванадия находятся ближе к границе раздела с металлической подложкой.

РОСТ GaAsN НИТЕВИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ ПРИ ОСАЖДЕНИИ МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ.

И.П. Сошников^{1),2)}, В.Т. Барченко⁴⁾, Г.Э. Цырлин^{1),2),3)}

¹⁾«Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный Центр РАН», С.-Петербург, Россия

²⁾Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

³⁾Институт аналитического приборостроения РАН, С.-Петербург, Россия

⁴⁾Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ", С.-Петербург, Россия

В представленной работе приводятся результаты исследований по получению GaAs ННК при осаждении магнетронным распылением.

Формирование массивов ННК проводилось по методике, которая включала три основных этапа: осаждение сверхтонкой (~1 нм) пленки Au, формирование массива нанодисперсных частиц Au-Ga и рост GaAsN ННК при распылении GaAs мишени в МРС на постоянном токе в потоке плазмообразующей газовой смеси содержащей Ag и N₂.

Проведенные эксперименты продемонстрировали возможность получения массивов ННК с характерными размерами от 10 до 200 нм в поперечнике и до 3000 нм в длину. Специальные исследования дифракционными методами показали, что ННК не содержат продольных дислокаций, но могут содержать поперечные дефекты, двойники и дефекты упаковки, а так же фазы вюрцит, сфалерит и политипы.

Получены данные о закономерностях роста ННК в зависимости от таких физических параметров как поперечный размер ННК, скорость осаждения, кристаллографический тип поверхности и температура подложки. Анализ зависимости высота – диаметр ННК показал, что механизм роста ННК является преимущественно диффузионным.

Исследования фотолуминесцентных спектров показали красное смещение полосы излучения, которое, по-видимому, связано с небольшими добавками азота. Более высокая эффективность люминесценции по сравнению с планарными слоями, объясняется отсутствием дефектов в структуре.

Авторы признательны В. Бусову и С. Трошкову за проведенные РЭМ исследования поверхностной морфологии. Работа выполнена при поддержке РФФИ и программы РАН «Квантовые наноструктуры».

ВЛИЯНИЕ НАНЕСЕНИЯ ХРОМОВЫХ ПОКРЫТИЙ НА КРАЕВОЙ УГОЛ СМАЧИВАНИЯ ГРАФИТА

И.С. Ташлыков, С.М. Барайшук
Белорусский государственный педагогический университет
им. М. Танка, Минск, Беларусь

Известно, что такие факторы, как: элементный и фазовый состав покрытий, их структура, адгезия к подложке, топография и ряд других, влияют на смачиваемость модифицированной поверхности изделий.

В нашей работе покрытия на основе Cr наносились на пластины графита при ионном ассистировании в условиях самооблучения. Для этого применяли способ нанесения покрытий с использованием резонансного ионного источника вакуумной электродуговой плазмы по методике, изложенной в [1]. Толщина наносимых покрытий была от 200 до 1100 нм. Ускоряющий потенциал равнялся 10 кВ.

Средняя шероховатость площадок графита размером 25 мкм² составляет 24,27 нм. После нанесения хромового покрытия толщиной ~200 нм шероховатость поверхности уменьшается на ~28%. При толщине покрытия ~500 нм величина средней шероховатости становится сопоставимой с шероховатостью исходного образца, а при ~1100 нм - достигает значения 34,36 нм (~141,5% от исходной).

Анализ элементного состава показывает, что концентрация Cr снижается с 10 ат.% на поверхности покрытия до ~0.6 ат.% в области межфазной границы раздела покрытие/подложка. При этом атомы хрома с концентрацией ~0.5 ат.% обнаруживаются в графитовой подложке на глубине свыше 350 нм, что свидетельствует о радиационно-стимулированной диффузии Cr в подложку в процессе осаждения покрытия.

Модифицирование поверхности графита приводит к гидрофобизации поверхности. Можно полагать, что при превышении толщин покрытия ~400 нм аддитивный вклад материала диффундирующего из подложки на поверхность становится малым, то есть элементный состав поверхности покрытий стабилизируется. Следовательно, изменение краевого угла смачивания с ростом толщины покрытия обусловлено изменением шероховатости поверхности, что вполне удовлетворительно описывается формулой Дерягина – Венцеля.

Проведенные исследования топографии, элементного состава, а также смачиваемости водой поверхности графита, модифицированной нанесением Cr покрытий разной толщины показали, что на гидрофобность хромовых покрытий влияют элементный состав покрытия и его шероховатость, которая растёт с увеличением толщины покрытия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пат. №2324 (Республика Беларусь)/ Ташлыков И.С., Белый И.М.

ВЛИЯНИЕ ПЛОТНОСТИ ВЫДЕЛЕННОЙ ЭНЕРГИИ НА АДГЕЗИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА ГРАНИЦЕ ПОКРЫТИЕ/ПОДЛОЖКА ПРИ ИОННО-АССИСТИРОВАННОМ НАНЕСЕНИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК НА ЭЛАСТОМЕР

И.С. Ташлыков, О.Г. Верес

Белорусский государственный педагогический университет
им. М. Танка, Минск, Беларусь

На процесс взаимодействия атомов наносимого покрытия с поверхностью резины, формирования пленки, ее структуру и свойства систем покрытие/резина существенное влияние оказывает ряд технологических факторов. Наши исследования направлены на определение влияния плотности энергии, выделенной в каскадах атомных столкновений при торможении ускоренных ассистирующих ионов в резине на адгезионное взаимодействие на границе покрытие/подложка при ионно-ассистированном нанесении тонких пленок.

Нанесение покрытий на основе С, Мо, Ti, Zr проводилось с использованием резонансного источника вакуумной дуговой плазмы с энергией ассистирующих ионов 3 кэВ. Вакуум при осаждении покрытий составлял $\approx 10^{-2}$ Па. Расчет плотности энергии, выделяемой в каскадах атомных столкновений при торможении ускоренных ассистирующих ионов в резине (Θ , эВ/ат), проводили, используя методику, предложенную Зигмундом /1/. Адгезионная устойчивость покрытий на резине измерялась методом Pin Pull Test. Адгезионное взаимодействие оценивалось по характеру поверхности разрыва, как на резине, так и на пуансоне. Изображения поверхностей резины и пуансона после их разделения получены с помощью цифровой фотокамеры NICON E 8800.

Результаты, полученные при проведении экспериментов по изучению адгезионной устойчивости покрытий на резине методом Pin Pull Test показали, что при отрыве пуансона от модифицированных нанесением покрытий образцов как на основе металлов Ti, Zr, Mo, так и на основе графита с энергией ассистирующих ионов 3 кэВ объем резины не разрушается, что свидетельствует о том, что в при отрыве пуансона имеет место адгезионный тип разрушения. Отсутствие адгезионной устойчивости покрытия к подложке объясняется, по-видимому, графитизацией тонкого приповерхностного слоя в условиях высокой плотности энергии, выделенной в каскадах атомных столкновений на поверхности резины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sigmund P. // Appl. Phys. Letters, 1974, V. 25, P. 169-171.

ПОВРЕЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ ПРИ ИОННО-АССИСТИРОВАННОМ ОСАЖДЕНИИ Ti И Co ПОКРЫТИЙ

И. С. Ташлыков, О. М. Михалкович
Белорусский государственный педагогический университет
им. М. Танка, Минск, Беларусь

В данной работе для осаждения металлосодержащих (Ti, Co) покрытий на кремний в условиях ионного ассистирования использовали резонансный источник вакуумной дуговой плазмы (вакуум 10^{-2} Па). В качестве подложки использовали пластины (100) Si. Отношение плотности потоков ионизированной и нейтральной фракции осаждаемого на подложку материала при нанесении покрытий составляло 0.2-0.4, скорость осаждения покрытий была 0.3-0.4 нм/мин. Элементный послыйный анализ конструкций пленка/кремний выполняли, используя резерфордовское обратное рассеяние (РОР) ионов гелия He^+ с $E_0 = 2.0$ МэВ, геометрию рассеяния $\theta_1=0^\circ$, $\theta_2=12^\circ$, $\theta_3=168^\circ$ и компьютерное моделирование экспериментальных спектров РОР по программе RUMP [1]. Для изучения пространственного распределения радиационных дефектов в конструкциях покрытие/подложка применяли метод РОР в сочетании с каналированием ионов He^+ с энергией 2.0 МэВ и методику [2].

Установлено что, максимальная концентрация смещенных из узлов атомов кремния, полученная при предварительной имплантации ионов Xe^+ , уменьшается при последующем ионно-ассистированном нанесении титанового и кобальтового покрытий. Введение ксенонового маркера усиливает диффузию атомов металлов и кислорода в глубь подложки, а также способствует увеличению концентрации атомов кремния в покрытии. Это очевидно связано с повреждением кристалла кремния при введении маркера. Так для образцов, в которые вводился ксенон энергией 10 кэВ и дозой 3×10^{14} см⁻², атомы металлов и кислорода проникают в подложку на ~ 20 нм глубже и на глубине 20 нм от положения поверхности исходной подложки (ППИП) идентифицируются с концентрациями в 2 раза выше, чем концентрации соответствующих элементов на той же глубине в образцах без маркера. Аналогично концентрация атомов кремния в покрытии на расстоянии 20 нм от ППИП возрастает с 2,9 ат.% до 3,2 ат.%, при введении маркера с указанными параметрами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Doolittle L.R. //Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. 1985. - V. - В 9. - Р. 227-231.
2. Bögh E. // Canad. J. of Phys. 1968. V. 46. P. 653-659

ОСОБЕННОСТИ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА МЕЖДУ ИСХОДНЫМ МАТЕРИАЛОМ И МАТЕРИАЛОМ, СОДЕРЖАЩИМ ПРИМЕСИ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ

И.П. Чернов, Ю.П. Черданцев, А.М. Лидер, А.П. Мамонтов,
Г.В. Гаранин, А.К. Ган, А.С. Чупина, Н.С. Томина
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Известно, что области материала, имеющие наибольшие неоднородности физико-химических свойств, рассматриваются как критические при проектировании узлов и конструкций установок, работающих в условиях повышенных механических нагрузок, воздействия радиации, термических воздействий. В этих областях возникают наибольшие градиенты механических напряжений, образуются трещины, газовые пузыри. В присутствии легких примесей, обладающих высокой подвижностью, переходные области могут служить источником потенциальной опасности. Такими областями могут являться сварные соединения, резкие переходы в теневые области участков поверхности, подверженных радиационным или термическим воздействиям. Если локальные области металла содержат небольшое число точечных дефектов, то, при пониженной растворимости примесей в них могут проходить процессы образования макродефектов, провоцирующие развитие трещин вдоль границ скопления примесей. Интерес к теме стимулирован исследованиями, связанными с разработкой защитных слоев, препятствующих проникновению изотопов водорода в объем металла, а также изучению эффектов глубокого диффузного перетекания гелия в теневые области. В настоящей работе неразрушающими методами акустического, магнитного и вихретокового контроля изучены переходные области между исходным материалом и материалом, содержащим примеси водорода и гелия. Методом термо-эдс произведены оценки изменения электронной плотности, измерена электропроводность металлов в переходных слоях. Исследованию подвергались сплавы титана, ферритные и аустенитные стали. Водород внедряли электролитическим методом, гелий – методом ионной имплантации. Установлено, что переходные области обладают особыми физико-механическими свойствами: повышенной концентрацией примесных атомов, высокими значениями термо-эдс и электросопротивления. Акустические измерения указывают на значительные изменения механических свойств металлов в переходных слоях. Изучены картины динамического изменения физико-механических свойств металлов при наводороживании и в процессе релаксации на границах раздела. Исследованы корреляции между параметрами акустического, магнитного, вихретокового контроля, значениями термо-эдс и электросопротивления при наводороживании и ионном внедрении.

ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ПУЧКАМИ НА СОРБЦИОННУЮ СПОСОБНОСТЬ К ВОДОРОДУ ТЕХНИЧЕСКОГО ТИТАНА

И.П. Чернов¹⁾, А.М. Лидер¹⁾, Н.Н. Коваль²⁾, К.В.Оскомов²⁾,
А.В. Панин³⁾, М.С. Казаченок³⁾

¹⁾ Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

²⁾ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

³⁾ Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск,
Россия

В настоящее время находит широкое применение обработка металлов и сплавов пучками заряженных частиц высоких плотностей энергии. В результате быстрого плавления, перемешивания и рекристаллизации в поверхностных слоях материалов формируются сильно неравновесные структурно-фазовые состояния, существенно влияющие на их коррозионную стойкость, усталостную прочность, износостойкость и т.д. Данная работа посвящена исследованию воздействия импульсных электронных пучков на сорбционную способность технического титана ВТ1-0 по отношению к водороду.

Облучение образцов проводили в импульсно-периодическом режиме с длительностью импульса 50 мкс. Плотность энергии пучка варьировалась в пределах 12-25 Дж/см². Насыщение водородом проводили из 1М раствора электролита (H₂SO₄+H₂O) в течение 2 часов при плотности тока 0,5 А/см². Проведенные затем рентгеноструктурные исследования показали существенное изменение микроструктуры и фазового состава в поверхностном слое титана под действием электронного пучка. Атомно-силовая микроскопия выявила тонкую структуру модифицированного поверхностного слоя. Использование наноиндентора позволило корректно оценить механические свойства упрочненного слоя металла. Методом вакуумного плавления в инертной среде исследована зависимость концентрации водорода от исходного структурного состояния материала.

Показано, что с увеличением плотности энергии пучка наблюдается существенное уменьшение количества водорода в исследуемых образцах. В результате обработки технического титана пучками заряженных частиц высоких плотностей энергии увеличивается количество водорода, поглощаемого в процессе электролитического наводороживания.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛОВ АУСТЕНИТНЫХ НЕРЖАВЕЮЩИХ СТАЛЕЙ ПРИ НАВОДОРОЖИВАНИИ И РАДИАЦИОННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Е.И. Купрекова, К.В. Климова, И.П. Чернов
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Проведены исследования влияния электролитического насыщения водородом и последующего облучения рентгеновскими квантами на прочностные свойства, пластичность и характер разрушения монокристаллов аустенитной нержавеющей стали Fe-18Cr-14Ni-2Mo (масс. %) с низкой энергией дефекта упаковки ($\gamma_{\text{дуп}} \sim 20$ эрг/см²), деформированных растяжением, в зависимости от ориентации оси растяжения и температуры испытания.

Экспериментально показано, что насыщение водородом стали Fe-18Cr-14Ni-2Mo с низкой энергией дефекта упаковки приводит, во-первых, при 77 К к значительному (в 2-3 раза) увеличению прочностных свойств $\sigma_{0,2}$ по сравнению с состоянием до наводороживания. Во-вторых, при наводороживании наблюдается принципиально новое явление для ГЦК кристаллов - ориентационная зависимость критических скальвающих напряжений $\tau_{\text{кр}} = m\sigma_{0,2}$ (m - фактор Шмида): кристаллы [012] ориентации оказываются «жесткими», т.е. имеют большие значения $\tau_{\text{кр}}$, чем «мягкие» кристаллы [011] ориентации: $\tau_{\text{кр}}[012] > \tau_{\text{кр}}[011]$. Физическая причина ориентационной зависимости $\tau_{\text{кр}}$ в кристаллах с водородом объясняется ориентационной зависимостью величины расщепления $a/2\langle 110 \rangle$ дислокаций на частичные Шокли $a/6\langle 211 \rangle$: «мягкие» [011] ориентации с низкими значениями $\tau_{\text{кр}}$ соответствуют случаю, когда дислокации увеличивают свое расщепление. В «жестких» [012] ориентациях с высокими значениями $\tau_{\text{кр}}$ величина расщепления уменьшается по сравнению с ненагруженным состоянием.

Эффект упрочнения водородом усиливается с увеличением концентрации атомов водорода и с понижением температуры испытания до 77 К.

Облучение рентгеновскими квантами насыщенных водородом монокристаллов Fe-18Cr-14Ni-2Mo приводит к исчезновению указанных особенностей механического поведения. Прочность и пластичность кристаллов оказываются слабо зависящими от времени насыщения водородом, ориентационная зависимость критических скальвающих напряжений $\tau_{\text{кр}}$ не наблюдается. Физическая причина восстановления прочностных свойств стали при радиационном воздействии связана с возбуждением водородной подсистемы рентгеновскими квантами. Атомы водорода приобретают энергию на порядки большую по сравнению с атомами матрицы и начинают интенсивно выходить из материала.

ПРИМЕНЕНИЕ СПЕКТРОМЕТРИИ ЯОР ПРОТОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ УЛЬТРАЗВУКА НА ФОРМИРОВАНИЕ МДО-ПОКРЫТИЙ

О.В.Беспалова¹, А.М.Борисов², В.Г.Востриков¹, К.Е.Кирикова²,
Е.А.Романовский¹, А.В.Семашко², М.В.Серков¹

¹)НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

²) ГОУВПО «МАТИ» - Российский государственный технологический
университет имени К.Э. Циолковского, Москва, Россия

Спектрометрия ядерного обратного рассеяния (ЯОР) протонов энергии 5-8 МэВ является эффективным методом исследования технологических процессов микродугового оксидирования (МДО), позволяющих получать на поверхности ряда металлов и сплавов уникальные керамико-подобные поверхностные слои. Целью настоящей работы являлось изучение воздействия ультразвука на процессы МДО и на структуру МДО-покрытий. Образцы из алюминиевого сплава Д16 подвергали микродуговому оксидированию в стандартном щелочном электролите (1,45 г/л NaOH и 6 мл/л жидкого стекла) в обычном режиме и в комбинации с воздействием ультразвука. Плотность тока составляла 10 А/см². Время обработки варьировали от 10 до 80 минут. Источниками ультразвука служили УЗУ «Ретона» с частотой колебаний 130 кГц и ультразвуковой низкочастотный диспергатор УЗДН-1 У.4.2 с частотой 22 кГц. Геометрическую толщину полученных покрытий измеряли вихретоковым толщиномером ВТ-201. Исследование оксидированных образцов методом ЯОР проводили на спектрометрическом комплексе на циклотроне НИИЯФ МГУ. Использовали пучки протонов энергии 7,6 МэВ. Угол падения протонного пучка на мишень составлял 0°, угол рассеяния —160°. Из спектров обратного рассеяния извлекали профили концентрации кислорода в образцах, по которым определяли массовую (рентгеновскую) толщину керамико-подобных МДО-покрытий. Для покрытий толщиной 5 – 30 мкм на сплаве Д16 найдено, что ультразвуковое воздействие приводит к уменьшению геометрической толщины покрытий на 10 - 20%. При этом массовая толщина покрытий не изменяется. В работе также проводили исследование ультразвукового воздействия на микроструктуру и электрическую прочность МДО-покрытий.

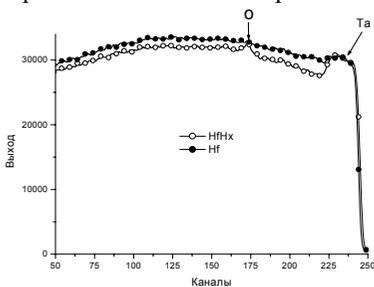
ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ВОДОРОДА В НАВОДОРОЖЕННОМ ГАФНИИ МЕТОДОМ РЕЗЕРФОРДОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ

О.В. Беспалова¹⁾, А.М. Борисов¹⁾, В.Г. Востриков¹⁾, Е.А. Крылова¹⁾,
Е.Е. Малюков²⁾, В.И. Моломин²⁾, Е.М. Потапенко²⁾, Е.А. Романовский¹⁾,
М.В. Серков¹⁾

¹⁾НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

²⁾ФГУП Всероссийский научно-исследовательский институт неорганических материалов имени акад. А.А. Бочвара, Москва, Россия

Определение содержания водорода в гидридах металлов – перспективных материалах ядерной энергетики – актуальная задача современного материаловедения. Такую задачу для наводороженных образцов технически чистого титана можно решать разрушающим образцом волюмометрическим методом, позволяющим находить значение концентрации водорода, усредненное по объему образца. В настоящей работе для определения концентрации водорода в наводороженных образцах гафния использован метод резерфордовского обратного рассеяния (РОР), предложенный нами ранее для определения содержания водорода в поверхностных слоях материалов.



Спектры РОР протонов с энергией $E = 7,6$ МэВ, рассеянных на угол $\theta = 160^\circ$ для исходного (Hf) и наводороженного (HfN_x) образцов гафния представлены на рис. Видно, что спектры РОР для образцов Hf и HfN_x в целом подобны, но отличаются по амплитуде.

Высокоэнергетичная часть спектров соответствует рассеянию протонов на танталовой фольге. Фольга использовалась для мониторинга пучка и нормировки измеряемых спектров. В спектре образца HfN_x в области его поверхности наблюдается пик, соответствующий рассеянию протонов на кислороде. При анализе измеренных спектров определена концентрация водорода в различных образцах HfN_x на глубине до 100 мкм. Полученные результаты для наводороженных образцов гафния, включая образцы с оксидной пленкой на поверхности, согласуются с данными волюмометрического метода ($x=1.6-1.8$).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СПЕКТРОМЕТРИИ ЯОР ПРОТОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НАВОДОРОЖИВАНИЯ ЦИРКОНИЯ

О.В. Беспалова¹⁾, А.М. Борисов¹⁾, В.Г. Востриков¹⁾, Е.Е.
Малюков²⁾, В.И. Моломин²⁾, Е.М. Потапенко²⁾, Е.А. Романовский¹⁾, М.В.
Серков¹⁾

¹⁾НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

²⁾ ФГУП Всероссийский научно-исследовательский институт неорганических материалов имени акад. А.А. Бочвара, Москва, Россия

В работе [1] путем сопоставления спектров ядерного обратного рассеяния (ЯОР) протонов образцами, содержащими и не содержащими в поверхностном слое водород, показано, что количество водорода в поверхностном слое наводороженных образцов, определенное с помощью метода ЯОР, соответствует усредненным по всему объему образцов значениям, полученным разрушающим волюмометрическим методом. В настоящей работе метод спектроскопии ЯОР протонов с энергией 7-8 МэВ использован для измерения средней концентрации водорода в наводороженных образцах циркония в зависимости от технологических условий процесса наводороживания.

При наводороживании образцы из циркония в виде стопки дисков загружали в камеру, вакуумировали и насыщали водородом, который получали путем разложения гидрида титана при температуре 700-800 °С. Следовало определить возможное отличие (из-за неизотермических условий процесса наводороживания) содержания водорода в образцах, находившихся в верхней и нижней точках стопки. Для решения этой задачи была построена градуировочная кривая – отношение выхода ЯОР, усредненного по толщине на некотором расстоянии от поверхности, для наводороженного образца к выходу ЯОР для исходного образца циркония в зависимости от средней концентрации водорода, измеренной волюмометрическим методом. Такая градуировочная кривая далее использовалась при анализе спектров ЯОР образцов с неизвестной концентрацией водорода, находившихся в разных частях стопки дисков. Применение разработанного метода позволило неразрушающим способом определить степень различия концентрации водорода в исследованных образцах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беспалова О.В., Борисов А.М., Востриков В.Г., Куликаускас В.С., Малюков Е.Е., Моломин В.И., Потапенко Е.М., Романовский Е.А., Серков М.В. Тез. докл. XXXVII межд. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами / Под ред. проф. А.Ф.Тулинова, - М.: Университетская книга, 2007. С.122.

ЗАХВАТ ВОДОРОДА В ЛИТИЙ ПРИ ПЛАЗМЕННОМ ОБЛУЧЕНИИ

И.В. Визгалов, К.А. Мошкунов, В.А. Курнаев, А.А. Писарев
МИФИ (технический университет), Москва, Россия

Одним из перспективных материалов для первой стенки токамаков является литий. Литий обладает малым атомным номером, в диверторной плазме эродированный литий возвращается обратно на стенки, а при облучении нейтронами генерирует тритий. Жидкий литий захватывает практически весь поток внедряемых в него частиц, которые можно выделить из него в отдельных полостях контура, где циркулирует литий.

В настоящей работе на базе установки ПР-2 исследовано поведение лития при высокодозном облучении водородной плазмой. Литий помещался в кювету 14x30 мм, нагреваемую либо омически, либо радиационно. Для облучения использовался плазменно-пучковый разряд. Массовый состав газа в камере при облучении регистрировался квадруполем Pfeiffer QMS Prisma 200.

Были получены термодесорбционные спектры лития, облученного в твердой и жидкой фазе; пример такого спектра для твердой фазы приведен на рис. 1. В докладе обсуждается взаимодействие лития с остаточными газами в установке, представляющие сложность для исследования. А именно: образование поверхностной пленки и быстрая эрозия материала.

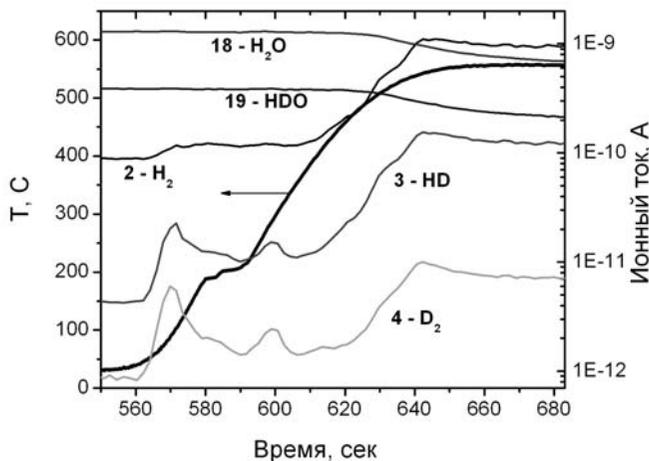


Рис. 1. Термодесорбционный спектр лития, облученного дейтерием.

МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛИВИНИЛИДЕНФТОРИДА ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ

А.М. Кувшинов¹⁾, С.С. Чеботарев¹⁾, И.И. Беспаль¹⁾, Л.А. Песин¹⁾,
И.В. Грибов²⁾, Н.А. Москвина²⁾, В.Л. Кузнецов²⁾, С.Е. Евсюков³⁾

¹⁾Челябинский государственный педагогический университет, г. Челябинск, Россия

²⁾Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

³⁾Evonik Technochemie GmbH, Dossenheim, Germany

Проведена серия экспериментов по карбонизации поверхности пленки поливинилиденфторида (ПВДФ) [1] бомбардировкой ионами Ag^+ с энергией 600 и 720 эВ с последовательным накоплением дозы. Для различных экспериментов она составляла от $2 \cdot 10^{14}$ до $1 \cdot 10^{18}$ ион/см². Бомбардировка ионами чередовалась с измерением фотоэлектронных спектров образца в различных диапазонах энергий связи. Методика измерений аналогична описанной в [1].

Для каждого образца производился согласно методике, описанной в [2], компонентный анализ спектров C1s электронов, результаты которого указывают на последовательный характер процесса карбонизации с образованием на первой стадии галогенозамещенных полиеновых структур и на второй – участков цепи состоящих из чистого углерода. Изменение отношения интенсивностей сателлита и пика в спектре F1s-электронов указывает на рост более медленное уменьшение концентрации фтора в более далеких от поверхности слоях по мере карбонизации образца.

Впервые обнаружена корреляция пиковой интенсивности C KVV спектров и параметров формы их первой производной в зависимости от остаточной концентрации фтора при ионной бомбардировке поверхности ПВДФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chebotaryov S.S., et al. Modification of X-ray excited photoelectron and C KVV Auger spectra during radiative carbonization of poly(vinylidene fluoride) // Physica E: Low dimensional systems and nanostructures. Elsevier science. 2007. V 36 (2). – P. 184-189.
2. Кувшинов А.М. и др. // Труды XIII Всероссийской научной конференции студентов-физиков, аспирантов и молодых ученых. Ростов-на-Дону–Таганрог. 2007, с. 103-104.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ОТЖИГА НА ЭЛЕМЕНТНЫЙ И ФАЗОВЫЙ СОСТАВ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ ТИТАНА И ХРОМА

В.В. Углов¹⁾, М.М. Даниленок¹⁾, В.В. Ходасевич¹⁾, А.В. Калинин¹⁾,
В.И. Шиманский¹⁾, В.А. Ухов²⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

²⁾УП «Завод полупроводниковых приборов»

НТЦ Белмикросистемы, Минск, Беларусь

В настоящее время для защиты рабочих поверхностей широкое применение получили покрытия, осажденные как электрохимическими, так и вакуумно-плазменными методами. Комбинирование этих методов представляет наибольший научный и практический интерес, так как позволяет сформировать защитные композиционные покрытия различного функционального назначения.

Покрытия на основе системы Ti-Cr-N толщиной ~3,5 мкм осаждались вакуумно-плазменным методом на сталь Ст3 и на предварительно нанесенные электрохимическим способом слои никеля (15 мкм). Изохронный отжиг покрытий проводился на воздухе в интервале температур от 500 до 1000 °С в течение 1 часа при каждой температуре. Элементный состав покрытий и их поперечных шлифов исследовался методами Оже-электронной спектроскопии и рентгеноспектрального микроанализа. Фазовый состав поверхностных слоев изучался с помощью растровой электронной микроскопии и рентгеноструктурного анализа.

Представлены результаты исследований изменения структуры, элементного и фазового состава покрытий в зависимости от температуры отжига. При температуре отжига более 500 °С происходит перераспределение хрома из объема покрытия к поверхности с последующим его окислением. Свыше 800 °С на поверхности покрытий образуется сплошной слой оксида хрома Cr₂O₃. Одновременно с этим элементы подложки также диффундируют через покрытие к границе «покрытие - оксидный слой».

В изучаемом интервале температур наблюдается смещение дифракционных линий твердого раствора (Ti,Cr)N в сторону нитрида титана. Изменение структуры, элементного и фазового состава рассматриваются на основе диффузионных процессов, протекающих в системе «покрытие-подложка» при повышенных температурах.

ТЕРМОСТАБИЛЬНОСТЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ НИТРИДОВ ТИТАНА И ХРОМА, СФОРМИРОВАННЫХ МЕТОДОМ КОНДЕНСАЦИИ С ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ НА ТВЕРДОМ СПЛАВЕ Т5К10

А.К. Кулешов, В.В. Ходасевич, В.В. Углов, В.М. Анищик,
М.М. Даниленок

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Покрытия из многокомпонентных твердых растворов нитридов металлов позволяют в более широких пределах улучшать механические свойства различных типов инструментальных материалов по сравнению с известными моонитридными покрытиями TiN, CrN и др. Для формирования упрочняющих покрытий на основе твердых растворов нитридов TiN и CrN использовался метод конденсации с ионной бомбардировкой, позволяющий получить высокую адгезионную прочность покрытия к спеченному твердому сплаву Т5К10. Выбор металлов для синтеза покрытий определялся возможностью формирования непрерывного ряда твердых растворов нитридов TiN и CrN. Стойкость инструмента с упрочняющими покрытиями зависит в большей степени от термической стабильности фазового и микроструктурного состояния.

Целью работы было исследование изменений фазового и элементного состава покрытий, сформированных при разных соотношениях токов горения дуг хромового и титанового катодов, при отжиге на воздухе в интервале температур 870-1170 К. Изучены процессы расслоения, распада и окисления покрытий на твердом сплаве Т5К10 в зависимости от содержания титана и хрома. Установлено, что покрытия с отношением концентраций $C_{Ti}/C_{Cr}=0.8-1.2$ представляют однофазную систему, состоящую из твердого раствора (Ti,Cr)N. При соотношении концентраций более 1.2 (преобладание Ti или Cr) наблюдается формирование двухфазных систем (Ti,Cr)N+TiN или (Ti,Cr)N+Cr. Установлено, что одной из основных причин разрушения сплава Т5К10 при отжиге на воздухе является его окисление с образованием пористых окислов WO₃ и TiO₂ при температуре более 800 К. В покрытиях на основе твердого раствора с преобладанием хрома интенсивность процессов диффузии вольфрама и титана из объема твердого сплава через покрытие на поверхность и их дальнейшего окисления при отжиге заметно замедляется по сравнению с твердыми растворами с высоким содержанием титана. Обсуждаются механизмы подавления окисления системы твердый сплав – покрытие в зависимости от содержания титана и хрома в твердом растворе (Ti,Cr)N.

ФАЗООБРАЗОВАНИЕ В СИСТЕМЕ ТИТАН-ХРОМ-СТАЛЬ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ КОМПРЕССИОННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

В.В. Углов¹⁾, Н.Н. Черенда¹⁾, Н.С. Тарасюк¹⁾, Е.К. Стальмошенко¹⁾,
В.М. Асташинский²⁾, А.М. Кузьмицкий²⁾, В.А. Ухов³⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

²⁾Институт физики им. Б.И. Степанова НАНБ, Минск, Беларусь

³⁾УП «Завод полупроводниковых приборов»

НТЦ Белмикросистемы, Минск, Беларусь

Воздействие компрессионных плазменных потоков (КПП) на материалы приводит к изменению структурно-фазового состояния поверхностного слоя за счет плавления и последующего быстрого затвердевания. Обработка сталей с предварительно нанесенным покрытием металлов позволяет создавать глубокие модифицированные слои, содержащие один и более легирующих элементов. Фазообразование в поверхностном слое стали зависит от типа легирующих элементов и их концентрации, а также от параметров обработки, в частности плотности мощности плазменного потока. Исследовано изменение элементного и фазового состава углеродистой стали при легировании ее поверхностных слоев титаном и хромом, а также влияние плотности мощности на процессы фазообразования. Проведено сравнение с полученными ранее результатами по легированию одним элементом, титаном или хромом.

На поверхность углеродистой стали Ст3 наносилось покрытие, содержащее титан и хром. Осаждение осуществлялось методом конденсации с ионной бомбардировкой при одновременном испарении титанового и хромового катодов. Обработка КПП в среде азота проводилась при плотностях мощности, обеспечивающих жидкофазное перемешивание системы «покрытие-подложка».

Исследования проводились методами рентгеноструктурного анализа, растровой электронной микроскопии, рентгеноспектрального микроанализа и Оже-электронной спектроскопии. Установлено, что при воздействии плазменных потоков в среде азота происходит дополнительное легирование поверхностного слоя плазмообразующим веществом – азотом. Легирование титаном, хромом и азотом в поверхностном слое стали приводит к формированию твердых растворов на основе α - и γ -Fe, а также нитрида TiN с преимущественной ориентацией (200). При увеличении плотности мощности возрастает глубина расплавленного и перемешанного слоя, что приводит к уменьшению концентрации легирующих элементов и содержания нитрида титана и твердого раствора на основе γ -Fe.

Предлагается способ плазменной металлургии, основанный на одновременном легировании технически важных материалов различными металлами и металлоидами.

СИНТЕЗ СОЕДИНЕНИЙ В СИСТЕМЕ Тi/СТАЛЬ 3 ВОЗДЕЙСТВИЕМ КОМПРЕССИОННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

В.В. Углов¹⁾, Н.Н. Черенда¹⁾, Е.К. Стальмошенко¹⁾, М.Г. Полуянова¹⁾,
Л.А. Удот¹⁾, В.М. Асташинский²⁾, А.М. Кузьмицкий²⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

²⁾Институт физики им. Б.И. Степанова НАНБ, Минск, Беларусь

Компрессионные плазменные потоки (КПП) могут быть эффективно использованы для перемешивания в системе «покрытие - подложка», позволяя создавать поверхностный слой толщиной несколько десятков микрометров, содержащий элементы покрытия, подложки и плазмообразующего газа. Проведенные ранее исследования показали, что концентрация легирующего элемента (компонента покрытия), в используемом диапазоне толщин покрытия, не превышает ~10 ат. % /1/. Для того чтобы преодолеть это ограничение и увеличить диапазон концентраций синтезируемых сплавов, в данной работе было предложено два способа. Первый состоял в увеличении толщины исходного покрытия (для Тi толщина достигала ~2 мкм). Второй заключался в поэтапном нанесении покрытий Тi толщиной ~1 мкм (до 3 раз), после каждого нанесения покрытия, полученная система обрабатывалась КПП.

Фазовый и элементный состав перемешанного слоя исследован с помощью рентгеноструктурного анализа и энергодисперсионного микроанализа. Установлено, что предложенные способы позволяют повысить концентрацию Тi в перемешанном слое до 30 ат.%. При максимальной концентрации Тi наблюдается формирование интерметаллида Fe₂Ti в поверхностном слое в соответствии с равновесной диаграммой состояний системы Fe-Ti. Поверхностный слой также содержит нитрид титана в результате взаимодействия элемента покрытия с плазмообразующим газом. Кроме того, титан участвует в формировании твердого раствора на основе α-Fe, о чем свидетельствует увеличение параметра решетки α-Fe при повышении концентрации Тi.

Таким образом, показано, что компрессионные плазменные потоки могут быть использованы для целенаправленного и регулируемого синтеза широкого круга сплавов с заданной концентрацией компонент в поверхностном слое.

ЛИТЕРАТУРА

1. Углов В.В., Анищик В.М., Черенда Н.Н., Стальмошенко Е.К., Асташинский В.М., Кузьмицкий А.М. // ФХОМ. 2005. №2. С. 36-41.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ТЕПЛОПЕРЕНОСА ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СИЛЬНОТОЧНЫХ ПОТОКОВ ЧАСТИЦ

Г.А. Вершинин, Г.М. Колпащиков, Е.А. Сидорова, А.А. Шорохов
Омский государственный университет, Омск, Россия

Микроструктура и физико-механические свойства металлических систем, таких как бинарные сплавы, после воздействия концентрированными потоками энергии существенно зависят от скорости затвердевания. Современные методы и технологии плавания и затвердевания позволяют достичь глубокого переохлаждения до температур (~ 450 К) ниже равновесной температуры кристаллизации, а также высоких скоростей (~ 100 м/с) фронта затвердевания /1/. При таких условиях предсказания классической теории явлений переноса, основу которой составляют уравнения параболического типа, не согласуются с экспериментальными данными: по мере увеличения скорости фронта затвердевания V функция распределения растворенного вещества в расплаве не совпадает с наблюдаемой; классические модели дендритного затвердевания предсказывают плавное увеличение V по мере усиления переохлаждения, тогда как на практике со сплавами наблюдается скачкообразное изменение скорости. Преодолеть эти противоречия частично удастся в рамках локально неравновесных теорий /2-3/. В данной работе приводятся результаты исследования теплопереноса при локально-неравновесных фазовых превращениях (плавление, высокоскоростная кристаллизация расплава), имеющих место при воздействии высокоинтенсивными потоками заряженных частиц на материалы. Отклонение метастабильного состояния расплава от равновесия описывается обобщенными уравнениями переноса с учетом пространственно-временной нелокальности /3/ и температурной зависимости теплофизических характеристик среды. Изучены эволюционные свойства нелинейных тепловых процессов. Определена скорость роста кристалла как функция переохлаждения. Представлена теплофизическая интерпретация наблюдаемых особенностей по кристаллизации глубоко переохлажденных расплавов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Herlach D.M. // Mater. Sci. Eng. 1994. V. R12. N.4-5. P.177.
2. Galenko P, Sobolev S. // Phys.Rev. 1997. V. E55. P. 343.
3. Афонькина Е.А. и др. // Поверхность. 2006. №4. С. 35.

РОЛЬ РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННЫХ ПРОЦЕССОВ В ФОРМИРОВАНИИ КОНЦЕНТРАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ В МЕТАЛЛАХ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИОННОГО ПУЧКА ИСТОЧНИКА «РАДУГА-5»

Г.А. Вершинин, Т.С. Грекова, Г.И. Геринг, С.Н. Поворознюк
Омский государственный университет, Омск, Россия

В работах /1-2/ при экспериментальном исследовании микроструктуры, элементного состава и формирования наноразмерных интерметаллидных фаз в поверхностных слоях поликристаллического никеля и титана, имплантированных, соответственно, пучками ионов титана и алюминия на вакуумно-дуговом источнике ускоренных ионов «Радуга-5», установлена аномально большая глубина внедрения легируемой примеси. Отличительной особенностью источника «Радуга-5» является возможность непрерывного или импульсно-периодического формирования немонохроматического пучка ионов с энергией до 120 кэВ и током до 2А, что позволяет с высокой скоростью набирать дозы имплантируемых металлических ионов, разогревать мишени ионным пучком до необходимой температуры и, тем самым, модифицировать слои толщиной до нескольких микрометров. Элементный анализ облученных при различных режимах алюминием титановых образцов показал, что на поверхности мишени формируется со средней скоростью $\approx 3,5$ нм/мин оксидно-карбидная пленка, содержащая до 40 ат.% алюминия, а концентрация титана в ней близка к нулю. Что касается имплантации никеля ионами титана, то здесь наблюдается интенсивная миграция атомов никеля в осаждаемую пленку, скорость роста которой зависит от режимов облучения. Поэтому можно предположить, что глубинные концентрационные профили алюминия и титана с широким максимумом у поверхности формируются в течение первых 8-10 мин. облучения. На результирующий профиль на этом этапе оказывают влияние, по-видимому, такие процессы, как распыление поверхности, радиационно-стимулированная диффузия, ионное перемешивание. При дальнейшем увеличении времени облучения трансформация профиля происходит за счет проникновения лишь высокоэнергетичной доли ионов пучка, имплантации атомами отдачи, термодиффузии и термодимических эффектов, чему способствует высокая температура мишени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шаркеев Ю.П. и др. // Известия вузов. Физика. 2004. № 9. С. 44
2. Курзина И.А. и др. // Металлофизика. Новейшие технологии. 2004. Т. 26. № 12. С. 1645

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПОВЕРХНОСТНОЙ СЕГРЕГАЦИИ В СТАЛИ 16Х12МВСФБР ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ ИОНАМИ Ni^{++} И He^+

Г.В. Лысова, Г.А. Биржевой
ГНЦ РФ-ФЭИ имени А.И. Лейпунского, г. Обнинск, Россия

Радиационно-индуцированная сегрегация (РИС) легирующих элементов вблизи стоков является основным механизмом, обуславливающим изменение состава сплавов вследствие облучения. РИС определяется потоками свободно мигрирующих точечных дефектов и обусловлена различием парциальных коэффициентов диффузии атомов матрицы и легирующих элементов как по междоузельному, так и вакансионному механизмам.

Скорость генерации радиационных дефектов и профили их распределения по области радиационных повреждений зависят от энергии и вида ионов. Поскольку градиент и концентрация свободно мигрирующих точечных дефектов определяют сегрегацию, её величина должна зависеть от распределения концентрации генерируемых дефектов, способных принимать участие в сегрегационных процессах, по области радиационного повреждения.

Эффективность генерации свободно мигрирующих дефектов и, следовательно, сегрегации зависят также от величины энергии, передаваемой атомам мишени налетающими ионами (энергии первичных атомов отдачи) и энергетической плотности каскадов столкновений. Изучая РИС, можно определить относительную эффективность облучения разными ионами для генерации свободно мигрирующих дефектов.

В настоящей работе представлены результаты исследования методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии сегрегации основных легирующих элементов вблизи свободной поверхности образцов стали 16Х12МВСФБР, облученных при температуре 500°C ионами Ni^{++} с энергией 7 МэВ в интервале флюенсов от 5×10^{18} до $5,4 \times 10^{19}$ ион/м². сделаны оценки степени сегрегации кремния и хрома в зависимости от дозы облучения ионов. Проведен анализ эффективности сегрегации по сравнению с облучением данной стали сравнимыми дозами ионов He^+ /1/.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 07-02-01353 и 07-08-13642-офи-ц).

ЛИТЕРАТУРА

1. Лысова Г.В., Биржевой Г.А. и др. // Физика и химия обработки материалов. 2004. №4, с. 12.

ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ ИОНАМИ АРГОНА НА ОБРАЗОВАНИЕ ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ В СИСТЕМЕ НИКЕЛЬ – АЛЮМИНИЙ

В.И. Бачурин¹⁾, С.А. Кривелевич²⁾

Ярославский государственный технический университет, г. Ярославль,
Россия

Ярославский филиал ФТИ РАН, г. Ярославль, Россия

Имплантация никеля в алюминиевую подложку позволяет получать в приповерхностном слое практически все стабильные интерметаллические соединения, характерные для системы Ni-Al. Аналогичные результаты наблюдаются и при ионном перемешивании двухслойных пленок Ni/Al ионами криптона и ксенона, средний проективный пробег которых значительно превышает толщину пленки. В настоящей работе исследовалось влияние различных факторов на процессы образования интерметаллидов Ni_xAl_y при облучении ионами Ar^+ двухслойных структур Ni/Al.

Исследуемые структуры представляли собой пленки никеля толщиной 120 и 200 нм, осажденные в вакууме на алюминиевую подложку. Энергия ионов аргона во всех экспериментах составляла 80 кэВ, плотность ионного тока варьировалась в пределах от 4 до 27 мкА/см². Температуру образцов изменяли в пределах от 300 до 380°C. Анализ состава облученных образцов осуществляли методом РОР с использованием пучка ионов He^+ , с энергией 2 МэВ.

Эксперименты показали следующее. Во всех случаях, в результате облучения ионами аргона в приповерхностном слое формируется практически однородный по составу слой интерметаллида, толщина которого превышает величину проецированного пробега ионов. Толщина формирующегося слоя и его состав практически не зависят от плотности ионного тока, а определяются дозой имплантации и температурой образца. С повышением температуры содержание никеля в образующемся интерметаллическом слое увеличивается. В контрольных экспериментах было установлено, что в отсутствие облучения образование интерметаллидов в изучаемой системе не наблюдается до температуры 400°C.

Известно, что реакции образования соединений Ni_xAl_y являются экзотермическими и могут приводить к появлению волны горения. Это позволяет утверждать, что дополнительный поток энергии, вносимый падающими ионами аргона, при температурах меньше 400°C обеспечивает протекание синтеза интерметаллида и приводит к появлению волны аналогичной волне горения, распространяющейся в глубину образца.

АНАЛИЗ ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА БЫСТРОЗАТВЕРДЕВШИХ СПЛАВОВ Al-Mn

И.И. Ташлыкова-Бушкевич¹⁾, В.Г. Шепелевич²⁾

¹⁾ Белорусский государственный университет информатики
и радиозлектроники, г. Минск, Беларусь,

²⁾ Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

Сверхбыстрая закалка из расплава (СБЗР) позволяет получать термически стабильные сплавы на основе алюминия с повышенными механическими характеристиками для транспортной и космической промышленности. Одним из важных легирующих элементов в коммерческих сплавах алюминия считается марганец.

Цель настоящей работы заключается в послойном анализе состава быстрозатвердевших (БЗ) фольг сплавов Al-1.0; 2.1 Mn (ат. %) и изучении механизмов затвердевания бинарных сплавов алюминия при СБЗР. Фольги имели толщину 30-60 мкм и ширину 5-10 мм. Скорость охлаждения расплава составляла $\sim 10^6$ К/с. Морфология поверхности образцов исследовалась с помощью растрового электронного микроскопа. Элементный анализ проводился с применением двух независимых методов – резерфордовского обратного рассеяния (РОР) и оже-электронной спектроскопии (ОЭС).

БЗ сплавы Al-Mn имеют микрокристаллическую структуру. В кавернах формируется ячеистая структура. Размер ячеек в виде многоугольников составляет до 3.0 мкм. Методом РОР установлено, что характер распределения марганца качественно отличается от характера распределения легирующих элементов в БЗ бинарных сплавах Al-Fe; Co; Ni; Cu; Zn; Ge; Sb, равновесные диаграммы состояния которых имеют, как и система Al-Mn, эвтектический тип. Во-первых, определено, что марганец распределен по глубине фольг практически равномерно. Наблюдается повышение его концентрации с глубиной фольг. Средняя измеренная концентрация марганца превышает расчетную в 1.5 раза. Во-вторых, обнаружено, что содержание марганца в области обеих поверхностей фольг практически одинаково. Методом ОЭС определено присутствие кислорода в поверхностном слое образцов толщиной до 0.3 мкм. В среднем его концентрация составляет 33.0 ат. %. Средняя измеренная концентрация марганца в сплаве Al-2.1 Mn, определенная обоими методами, совпадает. Полученные результаты свидетельствуют о том, что в ряде БЗ сплавов алюминия существует корреляция между закономерностями распределения легирующих элементов по глубине фольг и отклонением средних измеренных концентраций элементов от расчетных значений в изучаемом объеме.

ХАРАКТЕРИСТИКИ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ПЛЕНОК В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗЕРКАЛ И СОСТАВА ГАЗОВОЙ СМЕСИ

К. Ю. Вуколов¹, Е.Н.Андреев¹, Л.С. Данелян¹, С.Н. Звонков¹,
Т.Р. Мухаммедзянов¹, А.Ю. Таранченко, В.В. Затекин²,
В.С. Куликаускас², И.И. Архипов³

¹ФГУ РНЦ «Курчатовский институт»

²НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

³Институт физической химии и электрохимии РАН, Москва, Россия

Продолжены исследования углеводородных пленок, получаемых в контролируемой атмосфере с помощью планарного магнетрона как плазменного источника. Для разработки мер защиты и методов очистки внутрикамерных оптических элементов диагностик в условиях, подобных ИТЭР, исследовались механизмы осаждения, состав и скорость роста пленок на различных образцах (стальной, молибденовый и др.). Были проведены эксперименты при разных температурах образцов (до 300 °С) и различных составах рабочей смеси. На ускорителе Ван-де-Граафа с помощью ионов гелия-4 методом резерфордовского обратного рассеяния определялся элементный состав пленок, концентрации атомов изотопов водорода измерялись методом регистрации ядер отдачи. При температуре образца 150 °С на поверхности образуется толстая углеводородная пленка, при температурах более 200 °С не было обнаружено явной пленки. Изучены спектры отражения в зависимости от длины волны при различных температурах. Для контроля состава газа, напускаемого в магнетрон, использовался квадрупольный масс-анализатор, который позволяет обнаружить посторонние примеси (азот, водород). Можно резюмировать, что нагрев оптических элементов до температур 200–250 °С предотвращает образование углеводородных пленок. Средняя температура зеркал внутри камеры ИТЭР составляет ~ 150–200 °С. Однако на поверхности горячих зеркал происходят химические реакции, приводящие к модификации поверхности, в результате чего отражение от зеркал падает на 10–20 %.

ИССЛЕДОВАНИЯ НАКОПЛЕНИЯ ДЕЙТЕРИЯ В УГЛЕДЕЙТЕРИЕВЫХ ПЛЕНКАХ ИЗ ТОКАМАКА Т-10

Л.С. Данелян¹, В.В. Затекин², Б.Н. Колбасов¹, В.С. Куликаускас²,
П.В. Романов³

¹РНИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

³Федеральное агентство по атомной энергии

Изучены слоистые гомогенные пленки двух типов, образующихся в Токамаке Т-10, где происходит эрозия углеродных материалов и осаждение углерода с дейтерием. Образец пленки первого типа был покрыт сажевым налетом, а образец второго типа представлял собой тонкую полупрозрачную пленку золотистого цвета. Элементный состав пленок определялся методом резерфордовского обратного рассеяния на ускорителе Ван-де-Граафа с помощью ионов гелия-4, концентрации атомов изотопов водорода измерялись методом регистрации ядер отдачи. Дейтерий по толщине пленок распределен почти равномерно. Приводится химический состав пленок. Содержание углерода в пленках составляет 50–70 ат%. Атомные отношения (D/C) при отжиге (4 часа) уменьшаются до $0,03 \pm 0,01$ для обоих типов пленок при 573 К. Отношения (D/C) хорошо согласуются с результатами исследований пленок из токамака TFTR. Значения концентраций (H+D) весьма велики (0,5–0,7). Поддержание углеродных поверхностей и других частей вакуумной камеры реактора при температуре ~ 573 К может предотвратить накопление изотопов водорода и увеличить безопасность.

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНЫХ СВОЙСТВ МЕМБРАН НА ПРОНИЦАЕМОСТЬ ВОДОРОДА

Е.Д. Маренков, И.В.Цветков, А.А. Писарев
МИФИ, Москва, Россия.

Проницаемость водорода через неоднородные мембраны может быть описана с помощью введения химического потенциала. В исследованиях удобнее, однако, пользоваться экспериментально измеряемыми величинами. В данной работе представлены результаты исследования следующих трех задач.

Разработан простой метод расчета проницаемости через неоднородную мембрану в стационарном режиме, не требующий решения уравнения диффузии. Задача нахождения проникающего потока сведена к решению простого алгебраического уравнения, в которое входит интегральный транспортный параметр, аналогичный обычно используемому транспортному параметру для простой однородной мембраны.

Рассмотрение стационарного режима показывает, что на проницаемость оказывает влияние изменение растворимости водорода в неоднородной мембране, а не только коэффициента диффузии. К изменению растворимости с глубиной может привести изменение температуры или неоднородность материала. С использованием модели случайных скачков атома водорода между соседними положениями равновесия в узлах решетки [1], получено выражение для диффузионного потока, учитывающее изменение растворимости как за счет изменения температуры так и за счет неоднородности материала.

Сравнение полученного выражения для диффузионного потока с выражением для термодиффузионного потока показывает, что теплота переноса Q^* должна линейно зависеть от температуры:

$$Q^* = Q_0 + \alpha T$$

где $\alpha = \frac{\partial E_s}{\partial T}$ - коэффициент, связанный с изменением теплоты растворения с температурой. Этим объясняется линейная зависимость теплоты переноса от температуры, наблюдаемая в экспериментах по измерению теплоты переноса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. П. Старк. Диффузия в твердых телах. – М. Энергия, 1980, стр. 43.

ПРИМЕНЕНИЕ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАТОНКИХ СЛОЕВ СИЛИЦИДОВ МЕТАЛЛОВ С НИЗКИМ УДЕЛЬНЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

А.К. Ташатов, Б. Мавлонов, Б.Е. Умирзаков, М.Т. Нормурадов
Ташкентский государственный технический университет,
Ташкент, Узбекистан

Нами ранее показана возможность создания силицидов на поверхности Si с использованием низкоэнергетической имплантации ионов активных металлов. В частности в процессе имплантации ионов бария с $E_0=0,5-5$ кэВ при дозах облучения $D \geq 10^{16}$ см⁻² тонкая (~50÷100 Å) приповерхностная область кремния сильно разупорядочивается и происходит некоторое её уплотнение. В этих слоях образуются соединения типа BaSi₂ и BaSi.

В данной работе мы попытались создать нанозпитаксиальные слои силицида бария с низким удельным сопротивлением на поверхности тонких пленок Si (≤ 500 Å) с использованием имплантации ионов Ba⁺. Для этого проводились следующие технологические операции: пленки Si легировались ионами Ba⁺ с вариацией энергий ионов в следующей последовательности 5, 3, 1 и 0,5 кэВ. Во всех случаях доза ионов составляла (4÷6)·10¹⁶ см⁻². При этом высота потенциального барьера пленка-контакт уменьшалась до 0,35 - 0,4 эВ. Затем проводился постимплантационный отжиг. В случае температурного отжига увеличение T до 1100 К позволило получить монокристаллическую структуру. Но при этом в определенной мере сохранялись дендритовые блоки. Дальнейший рост T приводил к образованию островковой пленки. Кристаллизация разупорядоченного слоя пленки в случае лазерного облучения начиналась при плотности энергии $W \approx 1 \div 1,5$ Дж·см⁻². Увеличение W до 2,5 Дж·см⁻² приводило к формированию монокристаллической структуры, но с большой плотностью структурных дефектов. Дальнейший рост W сопровождался разложением BaSi₂ и обогащением поверхности атомами бария. Поэтому после лазерной обработки проводился быстрый температурный отжиг (~10 с) при T=1200 К. Это позволило получить более совершенную монокристаллическую структуру силицида.

Изучения концентрационных профилей распределения Ba по глубине ионно-легированного кремния до и после отжига показали, что лазерный отжиг с $W \approx 2,5$ Дж·см⁻² приводит к образованию тонкого однородного слоя силицида с толщиной 60 – 80 Å, а температурный отжиг при T = 1100 К - к монотонному уменьшению концентрации бария от поверхности до глубины 200 – 250 Å. Удельное сопротивление пленки BaSi₂ составляет 50 – 70 мкОм·см. Такие слои могут использоваться как для создания многослойных ПДП – структур, так и для создания ультратонких наноконтактов к пленкам.

ПРИМЕНЕНИЕ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ЗАРОДЫШЕЙ УПОРЯДОЧЕННЫХ НАНОРАЗМЕРНЫХ ФАЗ

Б.Е. Умирзаков, Д.А. Ташмухамедова, М.Р. Ахмеджанов,
Д.М. Муродкобилов
Ташкентский государственный технический университет,
Ташкент, Узбекистан

Одной из основных проблем современной наноэлектроники является получение упорядоченных нанокристаллов (одинаковый состав и размеры, регулярное расстояние между нанокристаллами) на поверхности различных материалов. В частности, такие магические кластеры получены на поверхности атомарно-чистого Si (111) напылением $\sim 0,3$ монослоя алюминия при $T = 550$ °C в условиях сверхвысокого вакуума. Для получения упорядоченно расположенных нанокристаллов мы попытались сначала создать зародыши с использованием метода низкоэнергетической ионной бомбардировки. Бомбардировка проводилась ионами Co^+ с энергией 1 кэВ при различных дозах на поверхность чистого Si (111). Начиная с дозы $5 \cdot 10^{13}$ см⁻² на поверхности Si размеры отдельных нанокристаллов достигали 3 – 5 нм. В случае атомарно-чистой поверхности Si эти участки были практически регулярными. При такой дозе поверхность Si еще не теряет своей кристалличности, но происходит образование дефектных центров. Затем проводилось напыление атомов Co толщиной примерно одного монослоя. После прогрева при $T = 500$ °C на поверхности Si формировались монокристаллические островки Co с диаметром 15 – 20 нм, а расстояние между центрами этих островков составляло 40 – 50 нм.

В процессе имплантации пучок падал на поверхность с $d = 1$ мм, а регулярно расположенные зародыши образовались в центре ионно-имплантированного участка с $d = 5 - 10$ мкм. Отметим, что, изменяя дозу ионов в пределах от 10^{13} до 10^{14} см⁻², размеры зародышей можно изменять от 0,5 – 1 нм до 10 нм. Почти одинаковые размеры островков Co формировались при малых размерах зародышей (0,5 – 1 нм). Увеличение энергии ионов до 10 кэВ приводило к уменьшению расстояния между центрами зародышей на 10 – 15 нм. Однако при этом возникает необходимость в проведении постимплантационного отжига. Исследования в данном направлении продолжаются.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНО - ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОБЛУЧЕННЫХ МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ ПОЛИИМИДНЫХ ПЛЕНОК

Н.А. Воронова¹⁾, А.И. Купчишин¹⁾, А.Д. Мурадов²⁾,
Б.Г. Таипова²⁾, Ш.Ш. Сарсенбинов¹⁾

¹⁾Казахский национальный университет им. аль - Фараби,

г. Алматы, Казахстан

²⁾Казахский национальный педагогический университет им. Абая,

г. Алматы, Казахстан

В последнее время получение металлизированных полимерных материалов пользуется большим практическим интересом как в военно-космической области, так и для выпуска товаров широкого потребления. Одними из перспективных металлизированных полимерных материалов являются полиимиды, обладающие высокой термостойкостью, диэлектрическими характеристиками и небольшим коэффициентом расширения. Основные направления поиска новых материалов при этом – композитные пленки с металлами различного характера и распределения металлической фазы. В работе изучены физико-механические свойства металлизированных полимерных композиций на основе полиимиды и серебра, облученного электронами. Исследованы металлизированные полиимидные пленки толщиной $d = 35$ мкм, полученные в Институте химических наук им. Бектурова НАН РК.

Образцы облучались на линейном ускорителе электронов ЭЛУ-6 на воздухе в специальных держателях при 25 °С энергией 2 МэВ при средней плотности тока пучка $0,5$ мкА/ см² и длительностью импульсов 5 мкс, при частоте их повторения 200 Гц. Поглощенные дозы (D) составляли – $10 - 40$ МГр. Образцы, с длиной рабочей части 50 мм и шириной 5 мм, деформировались в режиме одноосного растяжения до разрыва на автоматизированной экспериментальной компьютерной установке. Испытания производилось при температуре 20 ± 2 °С и относительной влажности воздуха $45 \pm 5\%$, скорости раздвижения захватов пленки $36,09 \pm 0,05$ мм/мин. Перемещение захвата, связанного с измерителем, не превышало $0,1$ мм. Установлено, что металлизация полиимидной пленки увеличивает относительное удлинение до 120% , а прилагаемое напряжение достигает ~ 175 МПа, что связано с химическим травлением серебра и формированием морфологии поверхностного слоя металлизированных образцов (эта морфология является наноструктурированной, но неоднородной по объему поверхностного слоя). Внешний вид пленки представляет собой плотноупакованные зерна металла размером около 50 нм. В поверхностном слое зерна имеют размер $8 - 10$ нм. Существует строгий градиент распределения металла по объему пленки с максимальным содержанием металла во внешнем слое, концентрация которого убывает с ростом глубины материала.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КОМПЛЕКСНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ПРОЧНОСТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК

Н.А. Воронова¹⁾, В.И. Копченев²⁾, А.И. Купчишин¹⁾,
К.Б. Глебаев²⁾, Б.Г. Таипова²⁾

¹⁾Казахский национальный университет им. аль – Фараби,
г. Алматы, Казахстан

²⁾Казахский национальный педагогический университет им. Абая,
г. Алматы, Казахстан

Данная работа посвящена изучению физико-механических свойств аморфно-кристаллических пленок тедлара (поливинилиденфторида) и политетрафторэтилена (ПТФЭ) при комплексном воздействии температуры, статической нагрузки и облучения.

Образцы длиной рабочей части 50 мм, шириной 5 мм и толщиной 30 мкм из тедлара подвергались действию одноосного растяжения при статической механической нагрузке величиной до 80% от разрывного напряжения и одновременному линейному нагреву от 0 °С до T_{\max} (температуры разрыва полимера).

Установлено, что при температуре 0 °С наблюдается большое напряжение σ , которое обусловлено вторым типом деформации. При низких температурах некристаллические области ПТФЭ вымораживаются и становятся такими же жесткими, как кристаллические, поэтому деформация первого типа не происходит. При температуре 19 °С кривая напряжение - деформация изображается в виде S – образной кривой. Наблюдается более низкое напряжение и уменьшение модуля упругости. Небольшое значение напряжения и малое значение модуля упругости при температуре 50 °С обусловлены прекращением высокоэластической деформации и релаксационных процессов в пленках ПТФЭ.

Установлено, что у необлученного образца тедлара при комплексном воздействии в первые 10 сек. относительное удлинение возрастает на 32%, а у облученной при $D = 250$ кГр - на 91,2%, при $D = 1$ МГр - на 74,8%. С ростом дозы облучения время от приложения нагрузки и до разрыва образца уменьшается, для необлученной пленки это время составляет 274 сек., а для облученных при $D = 1$ МГр - 94 сек., т.е. в 3 раза быстрее происходит разрыв основной цепи. Температура, при которой происходит разрыв пленки с увеличением дозы электронного облучения также уменьшается. Так для необлученных образцов она достигает 680 °С, а для облученных при $D = 1$ МГр ~ 120 °С.

ИМПУЛЬСНОЕ ЛАЗЕРНОЕ ОСАЖДЕНИЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЁНОК

А.Ю. Гойхман¹), А.В. Зенкевич¹), П.Н. Черных²), В.С. Куликаускас²)

¹МИФИ (Технический университет), Москва, Россия

²НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Магнитные туннельные переходы (МТП), состоящие из двух ферромагнитных (ФМ) электродов, разделенных сверхтонким слоем изолятора, являются основным элементом энергонезависимой памяти произвольного доступа (magnetic random access memory, MRAM) нового поколения. На сегодняшний день, наибольшее туннельное магнитосопротивление, т.е. зависимость туннельного тока от взаимной ориентации ферромагнитных слоев, достигнуто на *полностью эпитаксиальных* структурах ФМ(001)/MgO(001)/ФМ(001) (ФМ=Fe, Co, CoFe) /1/. Ферромагнитные полуметаллы, такие как Fe₃Si и Fe₃O₄, являются многообещающими материалами для МТП, т.к. на них предсказаны высокие значения спиновой поляризации ~45%, определяющей магнитосопротивление в МТП.

Работа посвящена исследованию *полностью эпитаксиальных* структур МТП на основе ферромагнитных полуметаллов Fe₃Si(001)/MgO(001)/Fe₃O₄(001), сформированных методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО). Для формирования эпитаксиальных ФМ(001) слоёв на подогретой подложке MgO(001) были применены различные подходы: осаждение стехиометрических мишеней Fe₃Si, Fe₃O₄, соосаждение Fe и Si, и наконец, осаждение Fe в атмосфере O. Сверхтонкие эпитаксиальные слои MgO, как туннельного изолятора, были успешно сформированы осаждением Mg при низком давлении кислорода (P_O~10⁻⁷ Торр) при комнатной температуре. Для анализа элементного состава, толщины формируемых слоев, а также качества эпитаксии в полученных структурах *ex situ* применялся метод резерфордского обратного рассеяния, в том числе в режиме каналирования ионов. Химические свойства формируемых слоев и граници раздела, а также сплошность изолирующего слоя MgO исследовались *in situ* при помощи рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) и спектроскопии рассеяния медленных ионов (СРМИ) соответственно.

Полученные предварительные результаты демонстрируют возможность формирования полностью эпитаксиальных структур МТП на основе ферромагнитных полуметаллов методом ИЛО.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Parkin S.S.P., Kaiser C., Panchula A., Rice P.M., Hughes B., Samat M., Yang S. //Nature Mat., **3** (2004) 862.

ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА РЕЗЕРФОРДОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ К АНАЛИЗУ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СИСТЕМ Sn-Nb И In-Nb НА МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ

Н. Н. Афонин²⁾, В. А. Логачева¹⁾, Ю. С. Шрамченко²⁾,
Д. М. Прибытков¹⁾, В.М. Вахтель¹⁾, А. М. Ховив¹⁾

¹⁾Воронежский государственный университет, г. Воронеж, Россия

²⁾Воронежский государственный педагогический университет,
г. Воронеж, Россия

Метод резерфордовского обратного рассеяния (РОР) открывает перспективы для неразрушающего исследования концентрационных распределений компонентов по глубине в приповерхностном слое твёрдых тел и в тонкопленочных гетероструктурах. Целью настоящей работы является экспериментальное, с помощью РОР, изучение процессов взаимной диффузии и формирования новых фаз в послойно осажденных на подложки монокристаллического кремния тонкопленочных систем Sn-Nb и In-Nb.

Формирование металлических пленок толщиной до 300 нм осуществлялось в вакуумной установке магнетронным методом; отжиг проводили в вакууме при остаточном давлении $2,7 \cdot 10^{-3}$ Па под воздействием источника инфракрасного излучения в диапазоне температур 390-770 К.

Методика исследования концентрационных распределений компонентов по глубине образцов методом РОР проводили с использованием пучков протонов и однозарядных ионов гелия-4 с энергией $E=3,035$ МэВ. Измеренные энергетические спектры рассеянных ионов анализировались с помощью численной модели с учетом условий измерения, а также потерь энергии ионов и их разброса по энергии при прохождении через слои исследуемых систем.

Полученные концентрационные распределения компонентов свидетельствуют об образовании переходных симметричных диффузионных областей уже в процессе осаждения пленок металлов. Их протяженность составляет ~ 200 нм между ниобием и кремнием и ~60 нм между пленками олова (индия) и ниобием и увеличивается в процессе отжига.

Методом РФА обнаружено образование интерметаллида Nb_6Sn_5 и соединения $InNbO_4$ в процессе осаждения олова и индия на пленку ниобия и силицида ниобия Nb_5Si_3 при вакуумном отжиге этих систем при $T=390-770$ К. Предложен физико-химический механизм образования силицидов в исследуемых пленочных системах, основанный на предположении о возмущении дефектной подсистемы в процессе образования соединений.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОКСИДА АЛЮМИНИЯ ПОСЛЕ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ КОБАЛЬТА И ОТЖИГА

А.В.Кабышев, Ф.В.Конусов
НИИ высоких напряжений ТПУ, г. Томск, Россия

Облучение ионами оксидных диэлектриков перспективно для разработки новых технологий производства элементов твердотельной электроники. Преимуществом ионной имплантации для синтеза наночастиц (НЧ) является их самоорганизация в матрице, контроль содержания и распределения имплантированных атомов, возможность превысить предел растворимости элемента в данной матрице. Имплантация в диэлектрики ионов кобальта Co^{n+} не уступает по эффективности синтеза НЧ традиционно используемых ионов, применяется для модификации электрофизических, оптических и магнитных свойств. Влияние дефектов и НЧ на оптическое поглощение зависит от способности внедренных элементов к замещению атомов решетки. В работе исследованы характеристики оптического поглощения лейкосапфира и поликора после облучения ионами Co^{n+} (100 кэВ , $\Phi=10^{15}\text{-}10^{17} \text{ см}^{-2}$) и последующего отжига ($P=1\text{-}10^5 \text{ Па}$, $T=300\text{-}1800 \text{ К}$). Установлено влияние дефектов замещения $\text{Co}_{\text{Al}}^{2+,3+}$, кластеров анионных вакансий V_{O} , примесно-вакансионных комплексов и НЧ кобальта на оптические свойства после облучения и отжига.

Эффективное разупорядочение кристаллической решетки дефектами и накопление состояний дефектов, экспоненциально распределенных при $\epsilon=1.5\text{-}3.8 \text{ эВ}$ в поликоре и $2.3\text{-}4.1 \text{ эВ}$ в лейкосапфире, обуславливает формирование общей фокальной точки на дозовых зависимостях спектров поглощения при энергии 5.4 эВ . Корреляция между параметрами межзонного и экспоненциального поглощения свидетельствует о формировании в Al_2O_3 нового сильно дефектного материала с шириной запрещенной зоны $E_g \leq 5.4 \text{ эВ}$. Дивакансии $F_2^{0(+)}$ (уровни с $\epsilon \sim 3.5 \text{ эВ}$) и междоузельные дефекты $\text{Al}_i^{0(+)}$ ($\epsilon \sim 4.0 \text{ эВ}$) вносят более значительный вклад в поглощение, чем дефекты замещения $\text{Co}_{\text{Al}}^{2+,3+}$ ($\epsilon \sim 1.8$ и 2.8 эВ). Термически стабильным до 1300 К комплексам на основе V_{O} и Co^{n+} отвечает полоса локализованных при $\epsilon=5.0\text{-}5.2 \text{ эВ}$ состояний. Отжиг при $300\text{-}1400 \text{ К}$ дополнительно стимулирует накопление НЧ кобальта ($\epsilon=4.0\text{-}4.3 \text{ эВ}$), которые оказывают стабилизирующее влияние на заселенность уровней дефектов $\text{Co}_{\text{Al}}^{n+}$, V_{O} и $\text{Al}_i^{0(+)}$ и их комплексов. При $T=1200\text{-}1600 \text{ К}$ изменение свойств вызвано отжигом дефектов $\text{Co}_{\text{Al}}^{n+}$, $F_2^{0(+)}$ и сегрегацией дефектов на границах раздела НЧ и Al_2O_3 .

ИЗМЕНЕНИЕ СВОЙСТВ ДИЭЛЕКТРИКОВ ПОСЛЕ МОДИФИКАЦИИ В РЕЖИМЕ ИОННОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ

А.В. Кабышев, К.В. Лебедь, Ф.В. Конусов
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Модификация диэлектрических материалов ионной имплантацией имеет большое значение для развития наукоемких областей промышленности. Облучение материалов ионами вызывает значительные изменения химических, механических и электрофизических свойств их поверхностного слоя, которые в свою очередь придают уникальные свойства изделиям, обработанным таким способом. Показано, что увеличение поверхностной проводимости диэлектрических материалов после облучения ионами может достигать 10^8 - 10^{12} порядков в зависимости от параметров облучения и термообработки. Вид имплантируемых ионов и их химическое взаимодействие с атомами подложки также вносят вклад в создание проводящего слоя, способствуя образованию новых химических связей. При прямой имплантации, концентрация легируемой примеси ограничивается процессом распыления подложки и достигает насыщения. Большая концентрация примесных атомов достигается в режиме ионного перемешивания, когда на подложку перед имплантацией предварительно нанесена пленка или при совмещении осаждения атомов и имплантации ионов. Создаваемый в диэлектриках при облучении ионами проводящий приповерхностный слой определяется параметрами облучения, осаждения и термообработки. Наибольший эффект достигается при полной компенсации распыления конденсацией атомов на поверхность обрабатываемого изделия. Напылением на подложку атомов, не совпадающих по составу с ионным потоком, осаждением многокомпонентных составов, а также нанесением многослойной пленки с заданными параметрами и последующей ионной бомбардировкой, можно получить приповерхностный слой с требуемым физико-химическим составом.

Поверхностный слой, полученный облучением ионов в режиме перемешивания, обладает не только проводящими свойствами отличными от исходного материала, но и более высокими механическими свойствами, что связано с уменьшением размера зерен основной фазы и его большей адгезией к подложке в сравнении с широко используемыми методами вакуумного напыления.

УЛУЧШЕНИЕ СВОЙСТВ НАНОРАЗМЕРНЫХ БОРОКАРБИДНЫХ ПЛЕНОК ЗА СЧЕТ НАЛОЖЕНИЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПРОЦЕССЕ ИХ МАГНЕТРОННОГО НАПЫЛЕНИЯ

Г.В. Калинин¹⁾, Р.А. Андриевский¹⁾, В.К. Егоров²⁾

¹⁾ИПХФ РАН, г. Черноголовка, Россия

²⁾ИПТМ РАН, г. Черноголовка, Россия

Методика напыления пленочных структур характеризуется наличием мощного магнитного поля вблизи распыляемой мишени. Поскольку подложка, на которой осаждается покрытие, в стандартных методических условиях пространственно разнесена с распыляемой мишенью, она подвергается воздействию рассеянного магнитного поля, величина которого не превосходит значения 0.005 тесла, а направление варьируется вдоль поверхности подложки в значительных угловых пределах. В то же время было замечено, что параметры осаждения покрытий на подложке, концентрирующей магнитосиловые линии, отличаются от параметров пленок, наносившихся в тех же условиях на магнитопассивные подложки. Поэтому была поставлена задача выявить степень влияния величины и направления стационарного магнитного поля, наведенного вблизи положения подложки, на параметры наносимых на нее наноразмерных покрытий. В качестве материала покрытия были выбраны соединения системы Ti-B-C, имеющие особую ценность для разработки технологии повышения поверхностной износостойкости и твердости материалов.

Предварительные эксперименты показали, что наибольшее воздействие на свойства получаемых покрытий оказывает дополнительное магнитное поле, направленное параллельно поверхности подложки. Изучение влияния величины этого поля на свойства пленки на Si подложке с составом, близким к TiB₆C, показало, что при изменении величины внешнего дополнительного магнитного поля в интервале 0÷0.3 Тл ее микротвердость монотонно возрастает от 47 до 67 ГПа. При дальнейшем увеличении напряженности магнитного поля процесс упрочнения материала останавливался. Похожее поведение было зарегистрировано и для других составов тестовой трехэлементной системы. Состав и толщина получавшихся пленок определялись методом резерфордовского обратного рассеяния ионов H⁺ и He⁺. Фазовый состав и структурные свойства фиксировались методами рентгеноструктурного анализа. Материалографические исследования получаемой поверхности выполнялись с помощью оптической и электронной микроскопии.

В целом проведенные исследования показали, что в условиях магнетронного осаждения процедура наложения внешнего магнитного поля определенной величины и направления вблизи подложек способна существенно улучшать свойства наноразмерных тугоплавких покрытий.

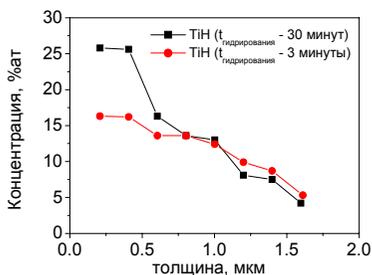
ИЗУЧЕНИЕ НАЧАЛЬНЫХ ЭТАПОВ ГИДРИРОВАНИЯ ТИТАНА

Е.Г. Голиков, С.С. Зырянов, Ф.Г. Нешов, О.В. Рябухин
Уральский государственный технический университет, Екатеринбург,
Россия

Вопросы гидрирования IV A подгруппы интенсивно исследуются уже более 50 лет и сфера их использования непрерывно расширяется. Весьма перспективным может оказаться принципиально новый метод получения сплавов тугоплавких металлов – смешения их гидридов с последующим дегидрированием, протекающем при относительно невысокой температуре [1]. Таким способом возможно получение сплавов в очень тонких поверхностных слоях.

Создание тонких приповерхностных слоев на титане проводилось методом Сиверса – насыщение водородом из газовой фазы при нагреве. В работе использовался титан марки ВТ-1 и технический водород. Образцы готовились по стандартной методике подготовки металлографических шлифов. Для удаления поверхностных оксидов и нитридов образцы отжигались в вакууме порядка 10^{-2} Па при температуре 950°C в течение 30 минут. Гидрирование производилось при температуре $520 \pm 10^{\circ}\text{C}$ в водородной атмосфере при давлении $1,2 \cdot 10^5$ Па. Время гидрирования составило 3 и 30 минут.

Распределение водорода в приповерхностном слое определялось методом ядер отдачи с использованием анализирующих ионов He^{+} с



энергией 3 МэВ на циклотроне УГТУ-УПИ. Энергетические спектры протонов отдачи регистрировались на угле детектирования 30° . Концентрационный профиль водорода получен при моделировании спектров с помощью программы SIMNRA. Распределения водорода при гидрировании в указанных условиях эксперимента приведены на рисунке. Значительные различия

наблюдаются до глубин порядка 0,6 мкм. Существенных отличий в спектрах обратного рассеяния ионов гелия нами не наблюдалось.

ЛИТЕРАТУРА

1. Долуханян С.К., Алексанян А.Г., Тер-Галстян О.П., Шехтман В.Ш., Сахаров М.К., Абросимова Г.Е.// Химическая физика, 2007, т.26, №11, с.36.

РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННАЯ АТМОСФЕРНАЯ КОРРОЗИЯ КОНСТРУКЦИОННЫХ СТАЛЕЙ

А.В.Кружалов, Ю.Г.Лазарев, И.И.Мильман, Ф.Г.Нешов, О.В.Рябухин
Уральский государственный технический университет, Екатеринбург,
Россия

Актуальнейшей проблемой современной ядерной энергетики является долгосрочное хранение высокоактивных ядерных отходов. Весьма популярной является концепция глубокого геологического захоронения контейнеров с радиоактивными отходами, изготовленных нержавеющей стали и помещенных в емкость из обычной углеродистой стали. В последние годы, появилась серия работ французских авторов, посвященных изучению начальной стадии атмосферной коррозии железа, находящегося в поле излучения. Для ускорения процессов радиационной коррозии моделирование проводилось с использованием высокоэнергетических протонов.

В данной работе исследовалась коррозия образцов из стали марки СТ-3 в атмосферном воздухе различной влажности, при облучении протонами с энергией 5,7 МэВ. Пучок ионов, ускоренных циклотроном Р-7М УГТУ-УПИ выводился через титановую фольгу толщиной 50 мкм в камеру облучения, в которой создавалась атмосфера с относительной влажностью 22, 55 и 90%. Измерение влажности проводилось прибором ИВТМ-7 с погрешностью измерения $\pm 2\%$. Облучение образцов проводилось флюенсом $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, время облучения в среднем составило 1 час. Степень коррозии определялась методом резерфордовского обратного рассеяния ионов ^4He с энергией 3 МэВ.

Профили концентрации кислорода извлекались из энергетических спектров рассеянных ионов гелия, измеренных от образцов до и после облучения с помощью программы SIMNRA. Измерения показали, что степень коррозии растет с увеличением относительной влажности воздуха, глубина корродированного слоя достигает 0,8 мкм. Было обнаружено, что при облучении протонами сталь корродирует не только в пятне пучка, но и за пределами облучаемой области. Эта коррозия, по видимому, результат воздействия продуктов радиолиза воздуха, приводящий к образованию озона, окислов азота и азотной кислоты.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ МОДИФИКАЦИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК НИКЕЛЯ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ АТОМАРНОГО ВОДОРОДА

Е.Л. Жавжаров, В.М. Матюшин, Н.А. Антонченко
Запорожский национальный технический университет,
г. Запорожье, Украина

Функциональные наноматериалы в виде покрытий и пленок на поверхностях твердых тел, существенно изменяющие электрофизические параметры, рассматриваются сегодня как перспективные для многих современных приложений (машиностроение, электроника, энергетика и др.). Широкое распространение получили исследования, связанные с получением нано- и поликристаллических материалов на основе тонких пленок. Тонкие плёнки, толщины которых обычно имеют нанометровые размеры, существенно отличаются по свойствам от массивных образцов. Модификация структурных свойств (от нанокристаллического состояния до монокристаллического) тонких пленок позволяет проводить целенаправленное изменение электрофизических свойств тонкопленочных покрытий в очень широком диапазоне. Это открывает широкие возможности создания на поверхности изделий покрытий, представляющих собой принципиально новые как по структуре, так и по свойствам материалы.

Среди современных методов модификации поверхности твердых тел (тонких пленок) можно выделить обработку в среде атомарного водорода [1,2], позволяющую проводить комплексное воздействие на объект при простоте и доступности метода.

Исследовано влияние атомарного водорода на электрофизические и структурные свойства тонких пленок никеля (20-100 нм), полученных термическим вакуумным испарением на различные типы подложек. Образцы обрабатывались при температурах 300-310 К, давлении ~20 Па и концентрациях атомарного водорода $\sim 10^{18} \text{ м}^{-3}$.

Показано, что обработка пленок в среде атомарного водорода может приводить к изменению их электрофизических и структурных параметров. Исследования структуры показали, что в процессе взаимодействия происходит небольшой рост размера кристаллитов и снижение величины исходной микродеформации решетки. Измерения показали увеличение (до 50 %) электропроводности. Зафиксировано изменение тензометрического коэффициента пленок \sim в 1.5 раза.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Жавжаров Е.Л., Матюшин В.М. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2006. - №8. – С. 75-79.
2. Жавжаров Е.Л., Бялик Г.А., Матюшин В.М. // Письма в журнал технической физики, 2007. – том 33. – Вып. 13. С. 64-71.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК (Zn,Co)O МЕТОДОМ РЕЗЕРФОРДОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Л.И. Бурова¹⁾, О.Ю. Горбенко¹⁾, С.В. Самойленков¹⁾, А.Р. Кауль¹⁾,
В.С. Куликаускас²⁾, В.В. Затекин²⁾

¹⁾ Химический факультет МГУ, Москва, Россия

²⁾ НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Широкозонные разбавленные магнитные полупроводники, к классу которых относится ZnO, легированный Co, сочетая высокотемпературный ферромагнетизм (ВТФМ) с оптической прозрачностью, открывают возможности для создания совершенно новых устройств спинтроники. Природа ВТФМ в пленках (Zn,Co)O, несмотря на интенсивное изучение, до сих пор является предметом дискуссии, что связано, прежде всего, с плохой воспроизводимостью магнитных свойств пленок.

Метод резерфордовского обратного рассеяния был применен для исследования тонких пленок (Zn,Co)O, осажденных методом CVD на монокристаллические подложки R-Al₂O₃ и (111) ZrO₂(Y₂O₃). Было показано, что пленки, осаждаемые CVD в кислороде, имеют большую неоднородность по толщине, а CVD с использованием водяного пара позволяет получать достаточно гладкие и однородные пленки. Для исследования качества эпитаксии пленок на подложке (111) ZrO₂(Y₂O₃) была применена методика каналированного обратного рассеяния, однако интенсивности выхода обратного рассеяния для «случайных» и «канализованных» спектров практически совпадали, что говорит о несовершенстве кристаллической структуры пленок.

Некоторыми исследователями высказывается предположение, что к возникновению ВТФМ в (Zn,Co)O приводит высокая концентрация примесного водорода, так как водород является добавкой, инициирующей сильное короткодействующее спин-спиновое взаимодействие между магнитными ионами Co²⁺. Для изучения природы магнетизма в получаемых пленках было проведено определение концентрации водорода и распределение его по толщине пленок с использованием метода ядерной отдачи. Было показано, что в пленках, полученных CVD с использованием водяного пара, водород достаточно равномерно распределен по толщине пленок, тогда как в пленках, осажденных в кислороде, водород присутствует лишь на поверхности. Этот результат может позволить в дальнейшем сделать выводы о преимуществе той или другой из вышеуказанных методик CVD-синтеза пленок (Zn,Co)O для достижения в них ВТФМ.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ТИПА A^2B^5 ПОСЛЕ ПОЛИРОВАНИЯ НАНОДЕТОНАЦИОННЫМИ АЛМАЗАМИ (НДА) МЕТОДОМ ОБРАТНОГО РЕЗЕРФОРДОВСКОГО РАССЕЯНИЯ (РОР) ИОНОВ

А.С. Артёмов¹⁾, В.С. Куликаускас²⁾, И. Г. Рузавин³⁾, П.Н. Черных²⁾

¹⁾ ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

²⁾ НИИ ЯФ МГУ, Москва, Россия

³⁾ МИТХТ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В настоящее время остаётся нерешённым вопрос о степени совершенства поверхности кристаллов, полированных поликристаллическими алмазами с субмикронным размером частиц. Эти фракционированные НДА являются новыми абразивными продуктами и представляют интерес для использования в полупроводниковой электронике.

Цель работы заключалась в изучении дефектности тонкой (до 10нм) приповерхностной области монокристаллов CdSb (010) и CdP₂ (100), принадлежащих к ромбической и тетрагональной сингониям, после полирования композициями НДА с размером поликристаллических частиц 130, 25, 3 - 5 нм различной концентрации (0,3 - 2,0 % масс.) без добавок, и с добавками аморфного кремнезёма (аэросил А300 - 1 и 3 % масс, кремнезоль - 71,2 % масс.), имеющими нейтральную (рН 6 - 7) и щелочную (рН 10,22) среду, в сравнении с химико-механическим полированием (ХМП) химически активными композициями аморфного SiO₂.

Толщина поверхностного дефектного слоя определялась методом обратного рассеяния с использованием эффекта каналирования. Измерения проводились на ЭГ НИИЯФ МГУ при энергии ионов He 2000 кэВ с разрешением 15 кэВ в условиях скользкой геометрии.

Получены следующие результаты.

Высота и площадь пиков в высокоэнергетической части спектра двух кристаллов, характеризующие глубину и количество рассеивающих центров, лежащих вне узлов решётки, уменьшаются с уменьшением размера твёрдых алмазных частиц и минимальны для поверхности, полированы аморфным кремнезёмом. Поверхностная плотность смещённых атомов Nt (ат/см²), извлекаемая из экспериментальных спектров, характеризует эффективную глубину нарушенного слоя. Для CdSb Nt = 6 - 8 · 10¹⁵ ат/см², что близко к значениям Nt кристаллов других полупроводников после ХМП: Si, GaAs (кубическая сингония) и ZnO, α - SiC (гексагональная сингония). Следовательно, финишное ХМП формирует более совершенную приповерхностную структуру полупроводниковых кристаллов независимо от типа кристаллической решетки, чем полирование композициями НДА.

ИОННО-ЛУЧЕВОЕ ПЕРЕМЕШИВАНИЕ В ТОНКИХ СЛОЯХ
МЕТАЛЛОВ НА ПОВЕРХНОСТИ КВАРЦА.
МОДЕЛЬНЫЙ АНАЛОГ ОБОЛОЧКИ АЭРОЗОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ

П.И. Диденко¹⁾, А.А. Ефремов²⁾

¹⁾Институт геохимии окружающей среды НАН Украины, Киев, Украина

²⁾Институт физики полупроводников НАН Украины, Киев, Украина

Методом масс-спектрометрии вторичных ионов экспериментально исследовались образцы кварца с нанесенными на них тонкими плёнками разных металлов ($Me = Al, Au, Pt$). Распыление поверхности осуществлялось ионами O_2^+ , при разной плотности первичного пучка. В ряде случаев для компенсации заряда приходилось применять также электронный пучок. Это давало дополнительную косвенную информацию о морфологии переходной области плёнка/подложка. Используемые металлы существенно различались как по массе, так и по степени химической активности по отношению к первичному иону, а также к подложке. Это обусловило различный вклад баллистических и химических процессов в ионное перемешивание на исследуемых поверхностях. Полученные масс-спектры вторичных ионов включали в себя элементарные ионы O^+ , Si^+ и Me^+ , матричные кластеры типа $Si_nO_m^+$, перекрестные кластеры MeO^+ , некоторые гидриды и естественные примеси. Анализ эволюции масс-спектров позволил рассмотреть не только особенности первичного химического взаимодействия в системе плёнка-подложка (однородность, островковость, перераспределение кислорода при контакте и т.д.). С помощью компьютерного моделирования было рассмотрено влияние на состав и статистику ближнего порядка в системе Me/SiO_2 таких ионно-лучевых процессов, как собственно миксинг, накопление дефектов, стимулированная диффузия и имплантация атомарного кислорода в приповерхностную двухфазную область. Это позволило объяснить некоторые особенности масс-спектров, например, поведение вторичных ионов MeO^+ . Было показано, каким образом формируется уникальная по своей реактивности поверхность SiO_2 , перенасыщенная болающимися связями и перекисными комплексами, взаимодействующая с таким же «баллистически активированным» металлом. Возникающий нестационарный перемешанный слой имеет конечное время жизни и пространственно-неоднородную статистику ближнего порядка. Данный слой может служить хорошей модельной системой, воспроизводящей структуру оболочки кварцевой аэрозольной частицы. Как известно, последняя способна активно накапливать различные металлы (в частности, радиоактивные) в условиях УФ-облучения, внешней радиации, атмосферного электричества и других активирующих воздействий.

ТВЕРДОФАЗНЫЙ СИНТЕЗ СИЛИЦИДОВ ЖЕЛЕЗА В СИСТЕМЕ Fe/Si(111)7×7

М.В. Гомоюнова, Д.Е. Малыгин, И.И. Пронин
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт Петербург, Россия

Несмотря на многочисленные исследования системы Fe/Si(111), активно ведущиеся с начала 90-ых годов, до настоящего времени остаются неясные вопросы, касающиеся ранних стадий формирования межфазовой границы. Изучению протекающих при этом физико-химических процессов в режиме твердофазной эпитаксии и посвящена настоящая работа. Исследование проведено в условиях сверхвысокого вакуума (1×10^{-10} Торр) методом фотоэлектронной спектроскопии высокого разрешения с использованием синхротронного излучения. Полное энергетическое разрешение фотоэлектронного спектрометра составляло ~ 100 мэВ. Анализировались спектры Si 2p и Fe 3p остовных электронов, а также электронов валентной зоны, измеренные при энергии фотонов $h\nu = 135$ эВ, при которой реализуется наибольшая чувствительность Si 2p спектров к состоянию поверхности. Исследуемые образцы изготавливались из монокристаллических пластин, разориентация поверхности которых относительно грани (111) не превышала 0.1° . Толщина пленок железа менялась в диапазоне 1 - 30 монослоев (ML), а скорость нанесения металла составляла ~ 1 ML/min.

Показано, что при нанесении первых двух монослоев железа на поверхность образца при комнатной температуре атомы Fe вступают в химическое взаимодействие с кремнием, что приводит к формированию сверхтонкого слоя метастабильного силицида FeSi со структурой CsCl. На его поверхности растёт пленка твердого раствора кремния в железе. Ее рост продолжается в диапазоне доз нанесенного железа до ~ 10 ML. При больших покрытиях формируется пленка чистого железа.

Установлено, что процесс твердофазного синтеза при отжиге образца проходит через стадию перестройки пленки железа в твердый раствор Fe-Si, покрытый сегрегированным кремнием. Такая трансформация фаз была обнаружена после прогрева образца до 80°C . Одновременно с указанной перестройкой начинается преобразование твердого раствора в моносилицид ϵ -FeSi. При достижении температуры отжига, равной 200°C , наблюдается стабилизация фазового состава межфазовой границы Fe/Si, который сохраняется при последующих отжигах до температуры 550°C . Последняя стадия реакции силицидообразования протекает при температуре 650°C , когда происходит трансформация моносилицида ϵ -FeSi в дисилицид β -FeSi₂. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 07-02-01009-а) и Российско-Германской лаборатории на BESSY.

ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ ЛЕГИРОВАННОГО НАТРИЕМ КРЕМНИЯ ПРИ ВЫСОКОВОЛЬТНОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

В.М. Король¹⁾, Yu. Kudriavtsev²⁾, А.В. Заставной¹⁾, С.А. Веденяпин¹⁾

¹⁾Научно–исследовательский институт физики
Южного федерального университета, г. Ростов–на–Дону, Россия

²⁾Dep. Ingenieria Electrica, Cinvestav–IPN, Mexico, D.F. Mexico

Методом вторичной ионной масс–спектрометрии (SIMS) изучены профили распределения по глубине имплантированных в кремний атомов натрия и их перераспределение при постимплантационном отжиге. В последнем случае измерялись также профили электрически активного натрия 4-зондовым методом при последовательном удалении слоёв в областях торможения внедрённых атомов и глубокой диффузии. Применялся выращенный вдоль оси $\langle 111 \rangle$ зонноплавленнный р–Si с удельным сопротивлением 3–5 кОм·см. Энергия ионов натрия составляла 300 кэВ, доза $3 \cdot 10^{14}$ и $3 \cdot 10^{15}$ см⁻². Концентрационные SIMS–профили до отжига характеризуются присутствием значительного хвоста распределения. По данным электрических измерений большая часть внедрённых атомов натрия в окрестности $\sim R_p$ дезактивирована радиационными дефектами. Их электрическая активность проявляется преимущественно за областью наибольших повреждений на глубинах более R_p . Показано, что высоковольтная имплантация натрия благодаря большей удаленности от поверхности созданного диффузионного источника ослабляет потери активных атомов натрия в результате их экзодиффузии, что приводит к росту коэффициента использования примеси в 3–6 раз и, соответственно, более высокой концентрации свободных электронов в диффузионных слоях по сравнению с низковольтной. Найденные в интервале температур отжига 500–900°C эффективные значения параметров диффузии натрия в высокоомном кремнии при высоковольтной имплантации ($D_0 = 0,018$ см²/с и $E_a = 1,29$ эВ/кТ) практически совпадают с измеренными ранее при низковольтной имплантации (50–70 кэВ).

МОДИФИКАЦИЯ СТРУКТУР ПОКРЫТИЕ-ПОДЛОЖКА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПОТОКАМИ ИОНОВ

А.И.Камардин, Т.Д.Раджабов
НПО «Академприбор», Ташкент, Республика Узбекистан

Известно, что облучение потоками ионов с энергиями 50-200 кэВ позволяет существенно изменить адгезионную прочность, химическую стойкость и другие характеристики металлических (Al, Ag, Cu, Ni, Ti) покрытий толщиной до 100 нм на различных (Si, SiO₂, Mo) подложках.

Облучение покрытий толщиной 20-100 нм, сформированных различными методами в вакууме, проводилось при плотности ионного тока до 1 мкА/см² дозами от 10¹³ до 10¹⁷ см⁻² на модернизированной установке ионного легирования. Расчеты торможения ионов методом Монте-Карло показывают различную энергетическую эффективность (G) воздействия ионов на материалы, что иллюстрирует таблица, показывающая пробег, максимальную выделенную энергию на 1 ион, координату спада энергии в 10 раз и коэффициент отражения ионов.

Ион/Мишень	R _{i max} , нм	G, Дж/моль	R _{E 0,1} , нм	K _{отр} , %
N ₁₄ 125 кэВ Ag	162	2,35 10 ⁻⁹	142	4,8
Ag ₄₀ 125 кэВ Ag	115	1,27 10 ⁻⁸	78	3,5
Ag ₁₀₇ 15 кэВ Ag	11	2,41 10 ⁻¹⁰	6,5	0,7
Ag ₄₀ 125 кэВ C	214	1,81 10 ⁻⁹	159	0
C ₁₂ 75 кэВ Al	256	5,59 10 ⁻¹⁰	215	0,8
N ₁₄ 125 кэВ Cr	178	2,31 10 ⁻⁹	148	1,8
N ₁₄ 75 кэВ Cr	126	2,62 10 ⁻⁹	102	3,0
Ag ₄₀ 125 кэВ Cr	116	9,41 10 ⁻⁹	86	0,8
Cr ₅₂ 25 кэВ Cr	24	7,60 10 ⁻¹⁰	19	0,4
Xe ₁₃₁ 75 кэВ Al	63	1,75 10 ⁻⁸	42	0
P ₃₁ 75 кэВ Al	152	2,85 10 ⁻⁹	122	0,2

Исследования механических характеристик покрытий после ионной обработки потоками O⁺, N⁺, P⁺, Ag⁺ и газовых смесей, а также расчеты воздействия ионов на приповерхностную область показывают, что для модификации покрытий необходимо использовать режимы облучения, обеспечивающие выделение оптимальной энергии в атомных столкновениях в зоне границы с покрытием около 10⁷ Дж/моль. Для всех покрытий наблюдается заметный (в 2-10 раз) рост адгезионной прочности по методу нормального отрыва стержней, а также рост времени истирания в десятки раз. Так для структуры Ag-Mo прочность превышает 80 МПа. Дальнейшее увеличение доз облучения приводит к заметному распылению покрытий, накоплению углерода на поверхности и ухудшению механической стойкости покрытий.

ПОДПОРОГОВОЕ РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННОЕ
ФОРМИРОВАНИЕ ЦЕНТРОВ РЕКОМБИНАЦИИ В СПЕЦИАЛЬНО
НЕЛЕГИРОВАННЫХ И ЛЕГИРОВАННЫХ МЕДЬЮ
МОНОКРИСТАЛЛАХ CdS

Миرونчук Г.Л., Давидюк Г.Е., Божко В.В., Барабаненков М.Ю.
Волынский национальный университет имени Леси Украинки,
г.Луцк, Украина

Медленные центры рекомбинации, т.н. г-центры, вносят существенный вклад в оптические и фотоэлектрические свойства халькогенидных $A^{IV}B^{VI}$ полупроводников и, в частности, CdS. Общепринято, что медленная рекомбинация происходит на точечных дефектах, типа вакансий кадмия в чистых монокристаллах и замещающих атомах меди в подрешетке кадмия в легированных Cu кристаллах CdS. R-центры ответственны за максимум оптического гашения фотопроводимости (ОГФ) в диапазонах длин волн $\lambda_{m1} \approx 0,95$ -1 мкм и $\lambda_{m2} \approx 1,35$ -1,4 мкм.

При изучении спектров ОГФ в монокристаллах CdS с разной концентрацией крупных структурных дефектов нами было установлено возникновение ОГФ в диапазоне длин волн $1 \text{ мкм} < \lambda < 1,7 \text{ мкм}$, которое не “вымораживается” при снижении температуры. Считается, что данный эффект обусловлен г-центрами, находящимися в деформированной кристаллической решетке в области крупных структурных дефектов.

В данной работе для изучения подпороговых механизмов дефектообразования отобраны монокристаллы CdS и CdS:Cu с незначительной величиной ОГФ (~10%). Облучение кристаллов осуществлялось рентгеновскими квантами медной и молибденовой трубки с энергией, меньшей непосредственного смещения атомов из узлов кристаллической решетки.

Экспериментальные исследования показали, что: (1) рентгеновские кванты с подпороговой энергией обуславливают формирование точечных дефектов, играющих роль г-центров рекомбинации в области ослабленных связей вблизи крупных структурных повреждений решетки (ОГФ в диапазоне $1 \text{ мкм} < \lambda < 1,4 \text{ мкм}$); (2) скорость введения дефектов в легированных Cu образцах выше, чем в чистых монокристаллах.

Исследованы дозовые зависимости подпорогового дефектообразования. Предлагается физическая модель явлений, связанных с механизмами подпорогового дефектообразования в специально нелегированных и легированных Cu образцах.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫХОДА γ -КВАНТОВ ИЗОЛИРОВАННОГО РЕЗОНАНСА ЗЕРКАЛЬНОЙ РЕАКЦИИ ${}^1\text{H}({}^{15}\text{N},\alpha\gamma){}^{12}\text{C}$, ${}^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma){}^{12}\text{C}$ ИЗ КРИСТАЛЛОВ Fe+0,2ат. % ${}^1\text{H}$ И Fe+0,2ат. % ${}^{15}\text{N}$

Н.А. Скакун, М.В. Ващенко

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

Использование “узких” изолированных резонансов реакций на ядрах атомов, локализация которых в кристалле известна, позволяет улучшить разрешение по глубине по сравнению с другими методами исследования ориентационных эффектов, попытаться выявить и изучить узкую приповерхностную область, в пределах которой поток ионов вдоль и в поперечной плоскости канала близок к однородному.

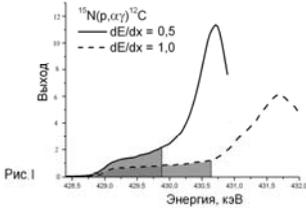


Рис.1

На рис.1 показана функция возбуждения резонанса реакции ${}^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma){}^{12}\text{C}$, который наблюдается при энергии протонов 429,6 кэВ. $\Gamma_{\text{рез.}}=123$ эВ. Функция рассчитана для протонов, каналированных вдоль плоскости (110) в кристалле Fe+0,2ат.% ${}^{15}\text{N}$ ($\varphi_{\text{вх.}}=0^\circ$). Известно,

что атомы азота в α -фазе железа занимают окта - междуузлия, т. е. 2/3 этих атомов локализованы в центре канала (110). Пик на функции возбуждения соответствует первому узлу траекторий протонов. Выход γ -кв. реакции, до максимума, в пределах плато, обусловлен взаимодействием однородно распределенных протонов, в центральной области канала в пределах амплитуды тепловых колебаний атомов ${}^{15}\text{N}$.

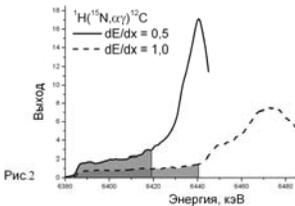


Рис.2

На рис.2 показана функция возбуждения зеркальной реакции. В кристалле Fe+0,2ат.% ${}^1\text{H}$ в окта - междуузлиях локализованы атомы водорода. Реакцию ${}^1\text{H}({}^{15}\text{N},\alpha\gamma){}^{12}\text{C}$ возбуждают ионы изотопа ${}^{15}\text{N}$. Здесь резонанс наблюдается при энергии 6,385 МэВ. $\Gamma_{\text{рез.}}=1,8$ кэВ. Пик, соответ

ствует первому узлу - траектории ионов азота пересекают центральную область канала, где располагаются атомы водорода. До пика – плато (выделено фоном). Выход реакции вызывают однородно распределенные в центральной приповерхностной области канала ионы азота. Ширина плато во много раз больше чем в случае первой реакции.

ФОРМИРОВАНИЕ СТРУКТУР В ЛИТЬЕВОМ МРАМОРЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОЛИМЕРНЫХ СВЯЗУЮЩИХ И ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

А.И. Купчишин¹⁾, Э.А. Бекбулатов²⁾, К.Н. Арюткин²⁾

¹⁾Казахский национальный университет им. аль – Фараби,
г. Алматы, Казахстан

²⁾Казахский национальный педагогический университет им. Абая,
г. Алматы, Казахстан

В настоящее время промышленность нуждается в современных легких, прочных, не стареющих и эстетичных материалах, которые можно применять для наружной отделки зданий и сооружений. Одним из таких материалов является литьевого мрамор.

Литьевого мрамор — это композиционный материал, состоящий из смеси отвержденной полиэфирной смолы и минерального наполнителя (кварцевый песок, мраморная крошка и т. д.). Он обладает такими отличительными свойствами как высокая механическая прочность, химостойкость, низкая теплопроводность. Внешний вид изделий из литьевого мрамора может быть различным и зависит от наполнителя и красителя. По своей текстуре литьевого мрамор может имитировать структуру натурального камня (мрамор, гранит, малахит) или, если используется краситель, иметь монотонную окраску. Он не уступает, а по многим характеристикам и превосходит натуральный мрамор: не боится воздействия масел и красящих жидкостей; менее хрупкий, более прочный (2 - 2.5 раза); легко обрабатывается; имеет неограниченную цветовую палитру по сравнению с обычным мрамором.

В данной работе разработана технология получения литьевого мрамора с использованием местных материалов и исследовалось влияние воздействия электронных пучков на его прочностные характеристики и формирование структур. Получен более прочный материал по сравнению с традиционным с меньшей плотностью, что существенно расширяет возможности применения изделий.

Образцы облучались на линейном ускорителе электронов ЭЛУ-6 на воздухе в специальных держателях при 25°C энергией 2 МэВ при средней плотности тока пучка 0,5 мкА/см² и длительностью импульсов 5 мкс, при частоте их повторения 200 Гц. Поглощенные дозы (D) составляли 10 – 40 МГр.

Исследование проводилось по двум направлениям. В первом случае облучался связующий компонент (акриловая смола), в другом – облучению подвергался наполнитель (мраморная крошка). При исследовании механических свойств выяснено, что прочность образцов, полученных на основе облученных связующих и наполнителей увеличивается ~ на 10-30% по сравнению с прочностью контрольных образцов.

ЭФФЕКТЫ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ КСЕНОНА В БЕРИЛЛИЕВОЙ БРОНЗЕ

С.И.Жукова¹⁾, Л.А.Васильева¹⁾, Н.И.Поляк¹⁾, В.А.Скуратов²⁾

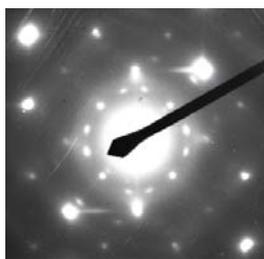
¹⁾Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

²⁾ОИЯИ, г.Дубна, Россия

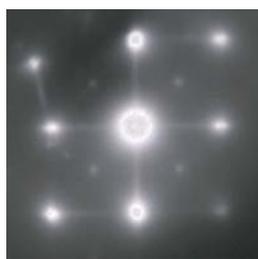
Работа является продолжением исследования «эффекта малых доз» при имплантации высокоэнергетических ионов в дисперсионно твердеющие сплавы. Радиационно-индуцированные структурно-фазовые превращения в таких сплавах происходят при повреждающих дозах $\sim 10^{-4} - 10^{-2}$ сна, причем характер этих превращений определяется исходным структурно-фазовым состоянием сплава (наличием упрочняющих фаз, степенью их когерентности).

В настоящей работе исследованы структура и фазовый состав бериллиевой бронзы (БрБ2), имплантированной ионами Хе с энергией 130 МэВ в интервале доз $10^{12} \dots 10^{14}$ см⁻².

С помощью методов измерения микротвердости, анализа физического уширения дифракционных линий матрицы сплава, электронной микроскопии и двухступенчатого старения сплава, включающего предварительное старение для создания исходного структурно-фазового состояния и постимплантационное старение при более высокой температуре, установлено, что в исследуемом интервале доз имплантации ионов Хе в бериллиевой бронзе происходит растворение имеющихся тонких пластинчатых включений γ'' -фазы с последующим распадом твердого раствора и образованием монослойных зон Гинье-Престона (рис.).



а)



б)

Рис. Картины микродифракции до (а) и после (б) имплантации 10^{13} Хе/см² в сплав БрБ2.

ОЦЕНКА ИЗНОСОСТОЙКОСТИ ИОННО-МОДИФИЦИРОВАННЫХ ОБОЛОЧЕК ТВЭЛОВ ИЗ СПЛАВОВ ЦИРКОНИЯ В УСЛОВИЯХ НЕПРЕРЫВНОГО ТРЕНИЯ

Б.А.Калин, Н.В.Волков, И.В.Савченко
МИФИ (государственный университет), Москва, Россия

Необходимость повышения технических и эксплуатационных характеристик тепловыделяющих сборок требует изучения влияния трения на коррозионную стойкость оболочек твэлов атомных реакторов, поиск новых эффективных методов их обработки, методики проведения трибологических испытаний фрагментов оболочек твэлов и последующее прогнозирование их износа в реальных условиях эксплуатации.

В экспериментах по изучению износа оболочек из сплавов циркония Э110 и Э635 были выбраны: пара трения – «сфера-цилиндр», тип трения – сухое, нагрузка – постоянная. Износ осуществлялся при движении индентора по внешней поверхности со скоростью 1,4 см/с, что соответствовало частоте колебаний твэла в реальных условиях 0,5 Гц.

Из полученных экспериментальных и расчетных данных установлено, что на начальном этапе износа трение протекает в условиях упруго-пластической деформации материала оболочки. В случае присутствия на поверхности оксидной пленки процесс износа характеризуется преобладанием абразивной составляющей. Показано, что модифицирование поверхности пучком ионов Ag^+ с широким энергетическим спектром при дозах облучения выше 2×10^{18} ион/см² значительно повышает износостойкость поверхности оболочек (увеличивается микротвердость и снижается адгезионная составляющая износа).

В рамках механико-геометрической модели износа /1-3/, экспериментально полученных данных износа при ускоренных испытаниях и теории масштабирования реальных динамических параметров твэла установлено, что скорость утонения оболочки может достигать $10^{-6} - 10^{-3}$ мм/с и находится в удовлетворительном согласии с данными, полученными в имитационных экспериментах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Польцер Г. Майсснер Ф. Основы трения и изнашивания. М.: Машиностроение, 1984, с 264.
2. Хебды А., Чечевадзе А.В. Справочник по трибологии в 3-х томах. М.: Наука, Т.1. 1987, с 587.
3. Хинсли Дж. Методы испытаний материалов без разрушения. М.: Металлургия, 1962, с 408.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗОТОПНОГО СОСТАВА ПО ЯДЕРНЫМ РЕАКЦИЯМ НА ПУЧКАХ ПРОТОНОВ

В.В.Левенец, А.П.Омельник, А.А.Щур, Б.М.Широков
ННЦ ХФТИ, Харьков, Украина, E-mail:levenets@kipt.kharkov.ua

Карбид бора является полупроводником с высокой температурой плавления и представляет интерес при разработке материалов для высокотемпературных термоэлектрических преобразователей. Этот материал состоит из четырех стабильных изотопов в концентрациях для бора ^{10}B -19.9 %; ^{11}B -80.1 %, для углерода ^{12}C -98.9 %, ^{13}C -1.1 %, которая может варьироваться. Увеличение содержания изотопа бора с низким сечением поглощения нейтронов оказывает влияние на радиационную стойкость материала.

Метод на основе регистрации мгновенного гамма-излучения из ядерных реакций, возбуждаемого частицами (МИЯР) был использован для неразрушающего определения изотопного состава объекта. Использовались реакции для бора: $^{10}\text{B}(p,\alpha\gamma)^7\text{Be}$ и гамма линия с энергией 429 кэВ; $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ и гамма линия 4.43 МэВ. Для углерода: $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ и гамма линия 2.36 МэВ; $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ и группа гамма линий с энергией более 8.0 МэВ.

Измерения выполнялись на аналитическом ядерно-физическом комплексе “Сокол”. Энергия протонов равнялась 550 кэВ, ток 2,5 мкА, заряд на мишени 3000 мкКл. Время одного измерения 20 мин. Типичный спектр гамма излучения, измеренного с помощью Ge(Li) детектора представлен на рис.

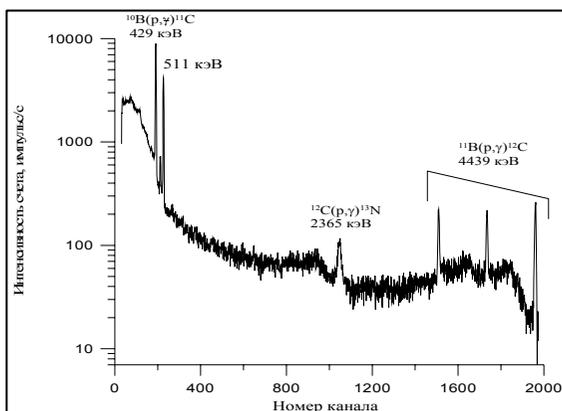


Рис. Спектр γ -излучения образца карбида бора.

РАЗРАБОТКА ОРИГИНАЛЬНЫХ ПОДХОДОВ ПО УСИЛЕНИЮ
АДСОРБЦИОННОЙ СПОСОБНОСТИ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ
МОДИФИЦИРУЮЩИМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИОННЫХ ПУЧКОВ
АРГОНА

М.И. Маковийчук

Ярославский филиал Физико-технологического института РАН,
г. Ярославль, Россия

Объектом исследования является фликкер-шумовой газовый сенсор (ФШГС), который отличается от традиционных сенсоров уникальной селективной чувствительностью при идентификации состава окружающей газовой среды.

Установлено, что усиление адсорбционной способности (АС) поверхности ФШГС и последующая регенерация его газочувствительного слоя (т.е. очистка поверхности Si от адсорбтива и усиление АС очищенной поверхности) осуществляется в едином технологическом цикле при модифицирующем воздействии ускоренных ионов аргона.

Исследованы причины деградации усиленной АС поверхности и разработаны рекомендации по стабилизации характеристик АС поверхности ФШГС. С этой целью необходимо изолировать газочувствительный слой от неконтролируемого влияния, как со стороны окружающей газовой среды (когда ФШГС находится в нерабочем положении), так и влияния со стороны объема сенсора на его поверхность. Поэтому ФШГС помещается в вакуумированную ($P < 1 \times 10^{-3}$ Па) микрокамеру. Тем самым отсекается неконтролируемое влияние газовой среды на поверхность. При проведении мониторинга окружающей среды осуществляется хронометрированный забор пробы.

С другой стороны, для отсекания влияния объема полупроводника на стабильность усиленной АС поверхности разработана конструкция ФШГС, в котором сформирована КНИ-структура, и соответствующая технология изготовления КНИ – ФШГС. С целью снижения стоимости прибора, при формировании КНИ-структуры применена технология, которая является модификацией SIMOX-процесса [1]. Суть технологии заключается в том, что в процессе ионного синтеза формируется скрытый изолирующий силикатный слой. Это позволяет резко снизить энергозатраты на стадии постимплантационной термообработки и тем самым уменьшить стоимость КНИ-структур, характеристики которых вполне удовлетворяют эксплуатационным требованиям ФШГС.

ЛИТЕРАТУРА

1. Патент № 2193803 РФ, МКИ 7Н01L21/76. - Способ ионного синтеза в кремнии захороненного слоя изолятора. // Денисенко Ю.И., Кривелевич С.А., Маковийчук М.И., Паршин Е.О. – Заявл. 09.01.2001; Опубл. 27.11.2002., - Бюл.№33.

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ В ПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОГО ОСАЖДЕНИЯ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ НА МЕТАЛЛИЧЕСКУЮ ПОДЛОЖКУ

И.Г. Величко, А.В. Недоля, И.Н. Титов
Запорожский национальный университет, г. Запорожье, Украина

В процессе конденсации паровой фазы при электронно-лучевом осаждении формируются ультрадисперсные структуры. Экспериментально доказано, что микроструктура и физико-химические свойства покрытий, полученных из паровой фазы, зависят от отношения температуры осаждающегося вещества к его температуре плавления. Поэтому электронно-лучевое осаждение можно рассматривать как одну из современных перспективных технологий получения наноматериалов с прогнозируемыми свойствами. Однако при проведении электронно-лучевого осаждения существует проблема получения требуемой структуры осадка в связи с высокой чувствительностью самого процесса к температурному фактору.

Для решения данной проблемы предлагается математическая модель, состоящая из уравнений теплопроводности для подложки и слоя осаждающегося вещества, записанных в локальных системах координат $\partial T_1/\partial t = a_1 \partial^2 T_1/\partial z^2$, $0 \leq z \leq d$, $\partial T_2/\partial t = a_2 \partial^2 T_2/\partial z^2$, $0 \leq z \leq h(t)$ где индекс 1-соответствует подложке, 2-осадку; начальных условий $T_1(z,0) = T_2(z,0) = 0$ и граничных условий на границе между осажденным слоем и подложкой $T_1(d,t) = T_2(0,t)$, $\lambda_1 \partial T_1(d,t)/\partial z = \lambda_2 \partial T_2(0,t)/\partial z$ и на нижней поверхности подложки $T_1(0,t) = f(t)$, $\lambda_1 \partial T_1(0,t)/\partial z = g(t)$, где T - температура, a -коэф. температуропроводности, λ -коэф. теплопроводности, d -толщина подложки, $h(t) = vt$ -толщина осаждающегося слоя, v -скорость равномерного осаждения, $f(t)$ и $g(t)$ -законы изменения температуры и теплового потока на нижней поверхности подложки.

Получены аналитические зависимости для температуры в осаждающемся слое $T_2(z,t)$ и на его поверхности $T_2(h(t),t)$, которые позволят по заданным законам $f(t)$ и $g(t)$ получить информацию о температурном распределении в осадке, а также предсказать его структурное состояние и физико-химические свойства.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМООБРАЗОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ОСАДКА ТУГОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ ПРИ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОМ ОСАЖДЕНИИ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПОДЛОЖКУ.

И.Г. Величко, А.В. Недоля, И.Н.Титов

Запорожский национальный университет, г. Запорожье, Украина

При исследовании процессов формирования осадков тугоплавких металлов на диэлектрической подложке в условиях лазерно-индуцированного осаждения из газовой фазы основной проблемой является устойчивость процесса осаждения. Сущность проблемы состоит в том, что при некоторых значениях параметров лазерного излучения (мощность, радиус пучка) возникают неустойчивости, которые приводят к образованию металлического стержневидного осадка со сложной формой поверхности. Другая причина сложной геометрии поверхности осадка связана с зависимостью теплофизических параметров металлов и буферных газов от температуры.

Для решения задачи используется предложенная нами математическая модель в виде нелинейного стационарного уравнения теплопроводности $r^{-1} \partial(\lambda(T)r \partial T / \partial r) / \partial r + \partial(\lambda(T) \partial T / \partial z) / \partial z = 0$. Граничные условия: на подложке $T(r, 0) = T_0$; на поверхности осаждающегося вещества $T(R, z) = T_0$, $-\tilde{\lambda} \partial T(r, H) / \partial z = I_0 \exp(-r^2 / r_0^2)$. Здесь λ и $\tilde{\lambda}$ - теплопроводности металлического осадка и буферного газа, T_0 - температура газовой среды, I_0 - интенсивность лазерного излучения на оси пучка, r_0 - радиус пучка, R - радиус осадка, H - толщина слоя осадка. Зависимости коэффициентов теплопроводности от температуры для различных буферных газов и металлических осадков определялись интерполированием экспериментальных данных.

Численное моделирование проводилось для случая осаждения частиц металлов 6-ой группы периодической таблицы из их гексахлоридов (гексафторидов) в среде различных буферных газов. Получены распределения температурного поля в осажденном веществе, определена форма поверхности осадков различных металлов, рассчитана скорость осаждения в момент времени, когда металлические частицы только достигают поверхности. Проведен сравнительный анализ полученных результатов для металлов 6-ой группы и характерных буферных газов.

Научное издание

Тезисы докладов XXXVII международной конференции по физике
взаимодействия заряженных частиц с кристаллами

Под общей редакцией проф. А.Ф.Тулинова
Редколлегия: В.С.Куликаускас, Г.П.Похил., Е.С.Машкова,
В.С. Черныш, Ю.А. Ермаков

Редактор К.И. Стратилатова