

# АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНОВ В ИССЛЕДОВАНИИ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Н.Г. Чеченин

НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Аннигиляция позитронов является высокочувствительным методом исследования эволюции пустот и пор в дефектных, нанокристаллических и аморфных материалах. Термализованные позитроны диффундируют в области более низкого потенциала взаимодействия, где они аннигилируют с образованием двух  $\gamma$ -квантов с энергией 511 кэВ. В зависимости от импульса электрона, участвующего в аннигиляции, энергия регистрируемого  $\gamma$ -кванта смещается, а спектр уширяется за счет эффекта Доплера.

Эволюция микроструктуры исследовалась на примере

а) холоднокатанных фольг  $\text{Fe}_{0.94}\text{Ni}_{0.04}\text{Ti}_{0.02}$ , при нитридации в газовой смеси  $\text{NH}_3+\text{H}_2$  с различным значением потенциала нитридации и редукции в атмосфере водорода [1],

б) нанокристаллических пленок Fe-Cr-N, полученных магнетронным распылением и подвергнутых *in situ* термическому отжигу [2].

В качестве характеристик формы аннигиляционной линии  $\gamma$ -квантов использовались, т.н. *S*- и *W*-параметры, соответствующие центральной и периферийной областям аннигиляционного пика. Температурная зависимость *S*- и *W*-параметров свидетельствует, что вопреки ожиданиям, базирующимся на данных по отжигу дефектных поликристаллов, отжиг нанокристаллических пленок Fe-Zr-N в интервале до 500 °C не приводил к уменьшению свободного объема. В докладе обсуждается механизм эволюции микроструктуры нанокристаллов.

1. Chechenin N.G., Van Veen A., Escobar Galindo R., Schut H., Chezan A., Bronsfield P.M., M.de Hosson J.Th., and. Boerma D.O., "Positron Annihilation and Transmission Electron Microscopy Study of the Evolution of Microstructure in Cold-Rolled and Nitrided FeNiTi Foils" -*J. of Physics: Condensed Matter* v.13 (2001) 5937-5946.
2. Chechenin N.G., Van Veen A., Schut H., Chezan A.R., Boerma D.O., Vystavel T., M. De Hosson J.Th., "Evolution of Free Volume in Ultrasoft Magnetic FeZrN Films during Thermal Annealing", in *Texture and Microstructure in Electronic and Magnetic Films; MRS Symposiums Proceedings*, v. 721 (2002) p. 185-190

# ДВУХЧЛЕННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНА С ПРОТОНОМ И РЕШЕНИЕ С ЕГО ПОМОЩЬЮ НЕКОТОРЫХ ПРОБЛЕМ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

В.К. Гудым, Е.В. Андреева

Институт Физики полупроводников национальной Академии наук Украины,  
Киев, Украина

В данной работе некоторые проблемы квантовой механики /1/ представлены как результат нашего неполного представления о характере сил, существующих во взаимодействии электрона с протоном.

Так, если представить взаимодействие электрона с протоном двухчленным потенциалом /2,3/ , где в правой части первый член представляет собой кулоновское притяжение электрона с протоном, а второй гипотетическое отталкивание этих частиц, то на многие вопросы работы /1/ могут быть даны простые и убедительные ответы. Прежде всего, найден ответ на самый феноменальный вопрос квантовой механики: почему в теории Шрёдингера удается без достаточного представления о характере взаимодействия частиц в системе и без объяснения колебательного процесса получать в хорошем согласии с экспериментом дискретные уровни энергии.

Далее в работе на основе потенциала (1) показана принципиальная возможность решения для атома водорода классической задачи движения электрона в поле протона, с объяснением постулатов Бора, постоянной Планка и других соотношений, которых ранее нельзя было объяснить в рамках классической механики. В теории же Шрёдингера с помощью потенциала (1) появилась возможность понять и объяснить ряд её внутренних противоречий, в том числе, впервые в задаче атома водорода удалось получить стабильный во времени волновой пакет и объяснить в классической интерпретации механизм рождения кванта. А в общем, потенциал (1) представлен как связующее звено между классической и квантовой теориями

Таким образом, в данной работе предпринимается попытка показать (см., также, /2/ и /3/), что потенциал взаимодействия электрона с протоном на самом деле представляет собой двухчленную формулу (1), а не является кулоновским, как это принято в настоящее время.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Менский М. Б. // УФН, 170, 631, 2000
2. Гудим В.К. // Вісник Київського університету. Сер.фіз.-мат.наук. 2001, 3, с.254.
3. Гудым В.К., Андреева Е.В. // Ядерная физика, 2003. В печати

# ДУБЛЕТНАЯ СТРУКТУРА РЕЗОНАНСА ПРИ КОГЕРЕНТНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ $Ar^{17+}$ В КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ

А. В. Колотвинов, Ю. Л. Пивоваров

Томский Политехнический Университет, Томск, Россия

Качественный анализ показал /1/, что тонкая структура электронных уровней иона приводит к дублетной структуре резонанса при когерентном возбуждении (при изменении кинетической энергии иона). В экспериментах /2/ обсуждавшаяся в /1/ дублетная структура резонансов обнаружена при фиксированной энергии ионов, но при изменении угла между импульсом иона и осью кристалла. Использовались ионы  $Ar^{17+}$  с энергией 390 МэВ/нуклон и плоскостное (220) каналирование в кристалле кремния.

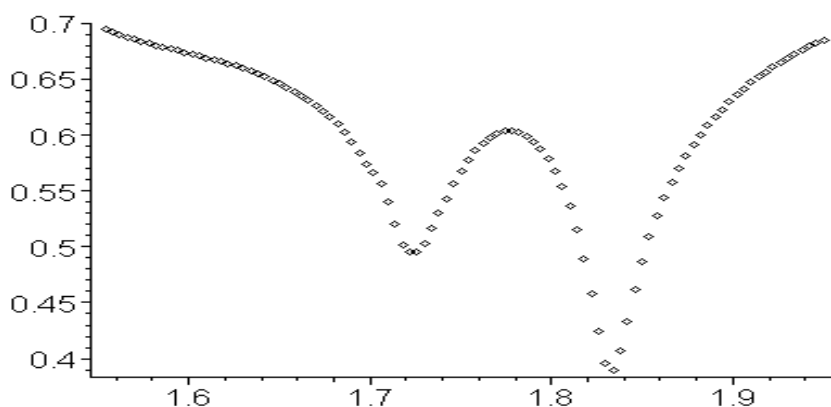


Рисунок 1. Доля ионов  $Ar^{17+}$ , вышедших из кристалла  $Si \langle 220 \rangle$  толщиной 10 мкм, при резонансной кинетической энергии  $E=390$  МэВ/у, как функция угла  $\theta$  (град) между импульсом иона и осью  $[110]$ .

В настоящей работе, являющейся развитием /3/, представлены результаты расчетов формы резонансов как функции угла между импульсом иона и осью  $\langle 110 \rangle$  кристалла  $Si$  при когерентном возбуждении в кристаллах ионов  $Ar^{17+}$ . Использована модифицированная модель /3/, учитывающая тонкую структуру невозмущенных электронных уровней тяжелых ионов. Расчеты проведены для толщины кристаллов 10, 16, 21 мкм. Как следует из расчетов (см. рис. 1), резонанс действительно имеет четко выраженную дублетную структуру, причем совпадение теории (для толщины 21 мкм) и эксперимента /2/ является достаточно хорошим.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Pivovarov Yu.L. // Nucl. Instrum. and Meth. B. 1998.V.145. No. 1-2. P. 96
2. Ito T., Takabayashi Y., Komaki K., Azuma T., Yamazaki Y., Datz S., Takada E., Muracamic T. // Nucl. Instrum. and Meth. B. 2000.V.164-165.P. 68.
3. Колотвинов А.В., Пивоваров Ю.Л. // Тезисы докл. XXXII Междунар. конф. по физике взаимод. заряженных частиц с кристаллами. – М.: Изд-во Моск. Ун-та, 2002, с.69.

# МОДЕЛЬ ОХЛАЖДЕНИЯ И НАГРЕВА ПОТОКА ИОНОВ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ

Г.П.Похил, В.В.Чердынцев

НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

В работах Карамяна С.А. [1] обнаружено новое необычное явление, заключающееся в том, что изначально изотропный поток частиц становится не изотропным при каналировании. В зависимости от условий эксперимента происходит либо уменьшение поперечной энергии частиц в канале (охлаждение), либо увеличение поперечной энергии (нагрев). Если следить за изменением углового распределения ионов на выходе из кристалла при увеличении энергии, то вначале наблюдается теневая лунка (нагрев пучка), а затем пик каналирования (охлаждение пучка). Это явление противоречит правилу обратимости и не может быть объяснено в рамках традиционной теории каналирования. Андерсен [2] предположил, что за охлаждение пучка ответственен механизм перезарядки ионов. Вблизи стенок канала велика вероятность подхвата электрона, т.е. уменьшения заряда иона и как следствие уменьшение поперечной энергии.

В настоящей работе мы предположили, что за нагрев также ответственен процесс перезарядки. Но при низкой энергии сечения подхвата и потери электрона велики и длина пробега между последовательными изменениями заряда много меньше периода колебаний частицы в канале. Поэтому сила взаимодействия иона со стенкой канала флуктуирует, что приводит к возрастанию энергии поперечного движения. На основе таких представлений создана модель движения ионов в канале, которая хорошо описывает переход от нагрева к охлаждению при увеличении энергии ионов.

- 1 Karamyan S.A. et al, Cooling and Heating of the Ion Flux on the transmission through Crystals // Proc. of the 8<sup>th</sup> Jap.-Russ. Int. Symp. on Interaction of Fast Charged Part. with Sol. Kyoto, Japan, 24-30 November 2002, pp.22-33
- 2 .Andersen J.U et al., Nucl.Instr.Meth. B 193 (2002) p.118

# ПЕРЕЗАРЯДКА ИОНОВ С К И L-ЭЛЕКТРОНАМИ В ТВЕРДОЙ И ГАЗООБРАЗНОЙ СРЕДАХ

И.С.Дмитриев, Я.А.Теплова, Ю.А.Белкова, Ю.А.Файнберг  
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Проведено сравнение сечений перезарядки после прохождения ионами  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{11}\text{B}$ ,  ${}^{14}\text{N}$  и  ${}^{16}\text{O}$  с энергией  $E=0.33$  МэВ/н газообразных (азот) и твердых (целлулоид) мишеней /1,2/. В твердой среде электроны захватываются только в возбужденные состояния иона с главным квантовым числом  $n \leq \tilde{n}$ , где  $\tilde{n}$  –число состояний, для которых “эффективный размер” электронной оболочки не превышает среднего расстояния  $d \sim 2 \cdot 3 \cdot 10^{-8}$  см между атомами в твердой мишени. Для легких ионов с  $Z=4-8$  величина  $\tilde{n} \sim 2-3$  и сечение захвата электрона в твердом веществе  $\sigma_{i,i-1}^s = \sum \sigma_n (n \leq \tilde{n})$  меньше сечения  $\sigma_{i,i-1}^g = \sum \sigma_n (n=1-10)$  захвата электрона в газе. Величины экспериментальных отношений  $Q_{\text{cap}}(N) = \sigma_{i,i-1}^s / \sigma_{i,i-1}^g$ , где  $N=Z-i$ , для захвата электрона водородоподобными ионами уменьшаются с ростом  $Z$  от  $Q_{\text{cap}}(0) \approx 0.5$  для  $\text{Be}^{4+}$  до  $Q_{\text{cap}}(0) \approx 0.2$  для  $\text{N}^{7+}$ . С увеличением  $N$  до  $N=2-4$  величины  $Q_{\text{cap}}$  остаются постоянными в пределах 10% , рис1.

За время  $t \sim 10^{-17}$ с между двумя столкновениями состояние иона в твердой среде остается “замороженным”. Величины сечений потери электрона в газе и твердой среде пропорциональны  $\sigma_{i,i+1}^g \sim q_n n^2$  и  $\sigma_{i,i+1}^s \sim \tilde{n}^2$ , где  $q_n$  –число электронов в электронной оболочке иона. Отсюда следует, что сечение  $\sigma_{i,i+1}^s$  в твердой среде больше сечения  $\sigma_{i,i+1}^g$  потери К-электрона водородоподобными ( $n=1, q_1=1$ ) и гелиеподобными ( $n=1, q_1=2$ ) ионами, но меньше сечения  $\sigma_{i,i+1}^g$  потери L-электрона литиеподобными ( $n=2, q_2=1$ ) и бериллиеподобными ( $n=2, q_2=2$ ) ионами. В соответствии с этим экспериментальные величины отношений  $Q_{\text{loss}}(N)$  уменьшаются от  $Q_{\text{loss}}(1) = 2-4$ , до  $Q_{\text{loss}}(4)=0.5-0.7$ , рис.1.

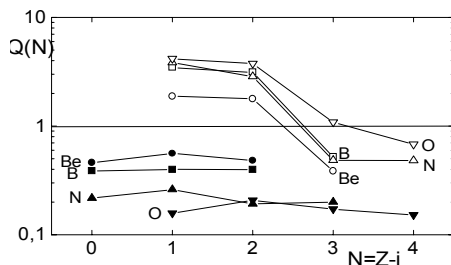


Рис.1. Зависимость  $Q_{\text{cap}}(N)$  (зачерненные) и  $Q_{\text{loss}}(N)$  (светлые значки) от  $N=Z-i$

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Zaikov V.P., Kralkina E.A., Nikolaev V.S. et al. // NIM in Phys. Res 1986. V.B 17. P, 97
2. Teplova Ya.A., Dmitriev I.S., Belkova Yu.A. // NIM in Phys. Res. 2000. V.B 164-165. P. 291

# РОЛЬ КИЛЬВАТЕРНОГО ПОТЕНЦИАЛА В ПРОЦЕССЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ИОНИЗАЦИИ ИОНА В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

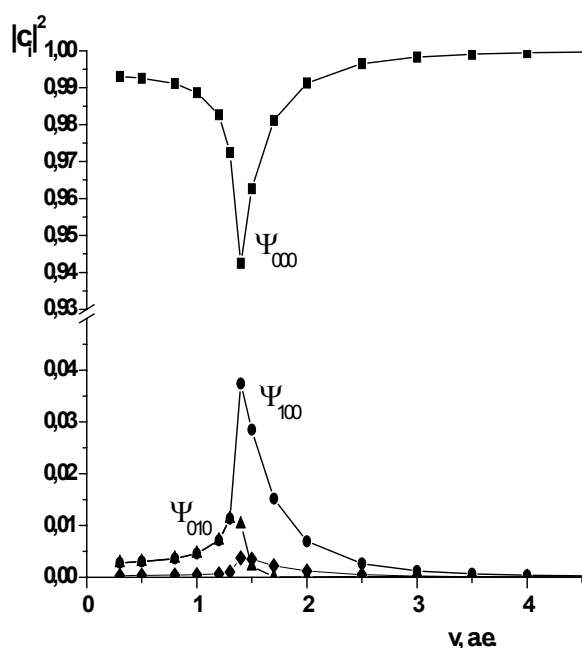
А.С. Сабиров\*, Г.М. Филиппов\*\*

\*Чувашский госуниверситет, Чебоксары, Россия

\*\* Чувашский госпедуниверситет, Чебоксары, Россия

Поляризационное поле, возникающее при движении атома в твердом теле, оказывает значительное влияние на вероятности переходов в атомах и на значения их частот. Это влияние может проявиться в том, что количество связанных состояний, в силу экранировки кулонова поля, может оказаться конечным. Это свидетельствовало бы о невозможности существования состояний ридберговского типа, аналогичных тем, которые существуют в вакууме. Ранее нами /1/ расчеты проводились с учетом небольшого числа атомных состояний, описанных в параболических координатах. В настоящей работе количество учитываемых состояний существенно увеличено. Это позволяет надеяться на достаточно адекватное описание возникающих квантово-механических состояний и на возможность сравнения с экспериментальными данными. Стационарные состояния в параболических координатах обладают той особенностью, что электронное облако в них смещено по отношению к ядру либо вперед по направлению скорости, либо назад. Это обстоятельство позволяет просто

оценить среднее значение дипольного момента атома (иона), движущегося в объеме твердого тела. Проведенные нами расчеты показали, что в среднем дипольный момент ориентирован против направления движения, т.е. электронное облако смещено вперед по отношению к ядру. На рисунке показаны квадраты модулей коэффициентов разложения основного состояния, искаженного кильва-терным потенциалом, по состояниям невозмущенного атома, в зависимости от скорости. Расчеты выполнены для случая движения атома в пленке золота. Наиболее значительные изменения возникают при совпадении скорости атома с минимальной фазовой скоростью плазмонных колебаний электронной системы металла.



## ЛИТЕРАТУРА

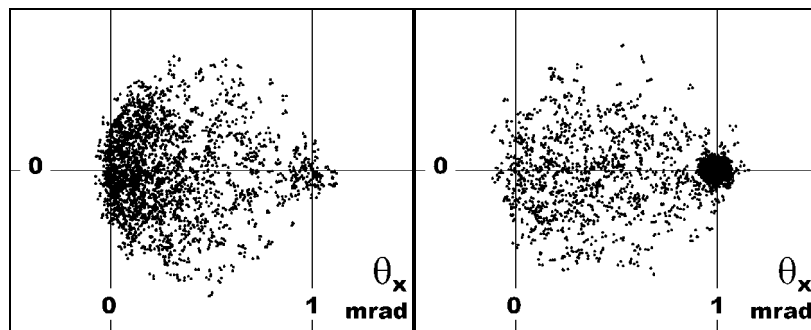
1. Александров В.А., Сабиров А.С., Филиппов Г.М. // Известия АН. Серия физическая, 2002. Т.66, с. 1190.

# ПРОХОЖДЕНИЕ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ПРЯМЫЕ И ИЗОГНУТЫЕ ЖГУТЫ НАНОТРУБОК

А.А. Гриненко, Н.Ф. Шульга

Институт теоретической физики Национальный научный центр  
“Харьковский физико-технический институт”, Харьков, Украина

В работах /1-3/ было обращено внимание на ряд важных особенностей прохождения быстрых заряженных частиц через углеродную нанотрубку вдоль её оси. В частности была показана возможность каналирования частиц в таких структурах. В /3/ была показана возможность явления динамического хаоса при каналировании и рассеянии частиц в поле нанотрубки. Наборы нанотрубок могут образовывать периодические структуры – жгуты нанотрубок. В настоящей работе представлены некоторые результаты исследования прохождения частиц через такие структуры. Представлены результаты моделирования прохождения частиц через прямые и изогнутые жгуты нанотрубок (см. Рис.).



**Рис.** Угловые распределения пучка  $\pi^-$ - мезонов (слева) и протонов (справа) после прохождения через изогнутый жгут нанотрубок (10,10) вдоль оси нанотрубки. Импульс пучка  $p = 10$  ГэВ/с, радиус кривизны жгута нанотрубок  $R = 20$  см. Начальное направление пучка и оси жгута:  $\vartheta_x = 0, \vartheta_y = 0$ ; конечное направление оси жгута:  $\vartheta_x = 1$  мрад,  $\vartheta_y = 0$ . Точки – результаты моделирования. Статистика моделирования – 1000 частиц.

Моделирование проведено с учетом как когерентных так и некогерентных эффектов в рассеянии. Показана возможность отклонения пучков заряженных частиц с помощью изогнутых жгутов нанотрубок. Проведено сравнение эффективности отклонения пучков частиц изогнутыми кристаллами и жгутами нанотрубок.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Gevorgian L.A., Ispirian L.A., Ispirian R.K. // Nucl. Instr. and Meth., 1998, B145, p. 155.
2. Zhevago N.K., Glebov N.K. // Phys. Lett., 1998, A250, p. 360.
3. Шульга Н.Ф., Гриненко А.А., Трутень В.И., Фомин С.П. // ЯФ, 2001, т. 64, №5, с.1061.

# ВЛИЯНИЕ ЕСТЕСТВЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ

В.В. Дубов, В.В. Кораблев

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
Санкт-Петербург, Россия

Широкий спектр практических применений результатов экспериментов по исследованию угловых зависимостей интенсивностей вторичной эмиссии частиц и излучений при облучении кристаллов электронами промежуточных энергий определяет необходимость детального изучения процессов рассеяния в приповерхностной области кристалла, ответственных за формирование этих зависимостей. Основное внимание в представленной работе уделено процессам формирования угловых зависимостей интенсивностей вторичных, в том числе Оже-электронов, выходящих из кристаллов со сниженным поверхностным потенциальным барьером при облучении последних электронами промежуточных энергий. Исследовано влияние естественных неоднородностей приповерхностного потенциала кристаллического твердого тела. Естественные (неустраняемые) неоднородности потенциала вдоль поверхности кристалла связаны с ее неидеальностью, причинами их формирования могут быть, например, непосредственные дефекты атомной поверхностной структуры, незранированные заряды примесей, адсорбированные поверхностью частицы и так далее. Несмотря на то, что пространственные масштабы естественных неоднородностей очень малы, необходимость их учета подтверждена экспериментально. В предыдущих работах авторов были проведены детальные исследования влияния естественных неоднородностей на тонкие ориентационные эффекты рассеяния различных групп частиц. Показано, что обычно это влияние приводит к количественным изменениям регистрируемых характеристик, однако в отдельных случаях может вызывать существенные, в том числе качественные, изменения наблюдаемых в экспериментах спектров. К последнему типу относится и рассмотренный в представленной работе эффект инверсии угловых зависимостей интенсивностей вторичных электронов, эмитируемых кристаллами со сниженным потенциальным поверхностным барьером.



## ЭФФЕКТЫ СНИЖЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ЭЛЕКТРОНОВ В ДИЭЛЕКТРИКАХ С ОБЪЕМНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАРЯДОМ

В. В. Цетлин<sup>\*</sup>, Д. Ю. Махотин<sup>\*</sup>, В. Н. Кочкин<sup>\*\*</sup>, В. И. Редько<sup>\*</sup>

<sup>\*</sup>ГНЦ РФ Институт медико-биологических проблем РАН, Москва, Россия.

<sup>\*\*</sup>РНИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия.

В работе представлены результаты исследований эффекта торможения электронов в неорганических фосфатных стеклах, содержащих объемный электрический заряд.

Экспериментально установлено, что в процессе облучения на электронном ускорителе фосфатных неорганических стекол наблюдается спад мощности поглощенной дозы от прошедшего электронного и вторичного электромагнитного излучения /1/.

Также проведены исследования снижения выхода тормозного излучения от бета-электронов, обусловленного наличием сильных электрических полей, формирующихся в процессе облучения стекол на линейном ускорителе. Исследования спектров тормозного излучения до и после зарядки образцов подтверждают идею о неоднородности распределения объемного электрического заряда, а также показывают возможность зондирования электрических потенциалов в массивных диэлектриках при помощи бета-источника.

В заключении приведены расчеты величины напряженности поля и глубины залегания слоя объемного заряда. Расчеты проводились с использованием разработанной программы моделирования прохождения электронов через вещество, содержащее слой объемного заряда /2/. Полученные данные наглядно демонстрируют возможность повышения эффективности защиты от электронного излучения при использовании радиационно заряжающихся диэлектриков.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Цетлин В. В., Павлушкина Т. К., Редько В. И. // -М.: АЭ, 1993, т. 74, вып. 2, с. 163-165.
2. Махотин Д. Ю., Кочкин В. Н., Цетлин В. В. // Труды Всероссийской научной конференции «Проектирование научных и инженерных приложений в среде MATLAB». - М.: ИПУ РАН, 2002, с. 60.

# ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ДИССОЦИАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДЕЙТРОНОВ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ В КРИСТАЛЛЕ ВОЛЬФРАМА

Ю.Л.Пивоваров

Томский Политехнический Университет,  
ГНУ «НИИ ЯФ при Томском Политехническом Университете»,  
Томск, Россия

В /1/ сообщалось о возможной программе экспериментов по взаимодействию релятивистских ядер с кристаллами на пучках Нуклотрона ЛВЭ ОИЯИ. Одним из процессов, интересных для экспериментальных исследований, является электромагнитная диссоциация дейтронов (ЭМДД) в условиях каналирования в кристалле. Особенности ЭМДД при высоких энергиях (релятивистский фактор  $\gamma \geq 100$ ) впервые исследованы в /2-3/ и заключаются в необычном поведении сечения ЭМДД в кристалле (по сравнению с аморфной мишенью) в зависимости от релятивистского фактора  $\gamma$  из-за когерентных эффектов.

В настоящей работе теоретически исследован процесс ЭМДД в условиях каналирования в кристалле при энергиях Нуклотрона ЛВЭ ОИЯИ (от 2 до 7 ГэВ/нуклон). Эффект каналирования подавляет одновременно как ЭМДД, так и центральные ядерные столкновения, последние гораздо в большей степени. Поэтому процесс ЭМДД в кристалле условиях каналирования должен сопровождаться намного меньшим фоном от ядерных взаимодействий по сравнению с процессом ЭМДД в аморфной мишени. Необходимая для расчета вероятность ЭМДД как функция прицельного параметра столкновения с атомом взята из /4/. Исследованы особенности ЭМДД в условиях плоскостного каналирования в кристалле вольфрама и оценены угловые характеристики образованных в результате ЭМДД релятивистских нейтронов и протонов.

Работа поддержана грантом МНТЦ № 2140.

## ЛИТЕРАТУРА

4. Артемов А.С. и др. // Тезисы докл. XXX Междунар. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. – М.: Изд-во Моск. Ун-та, 2000, с.17.
5. Пивоваров Ю.Л., Хлабутин В.Г., Воробьев С.А. // Письма в ЖЭТФ, 1980, Т.31, В.4, с.217.
6. Pivovarov Yu.L., Shirokov A.A., Vorobiev S.A.// Nuclear Physics A, 1990, V.509, P. 800.
7. Пивоваров Ю.Л. // Известия ВУЗов. Физика, 1998, В.4, с.65.

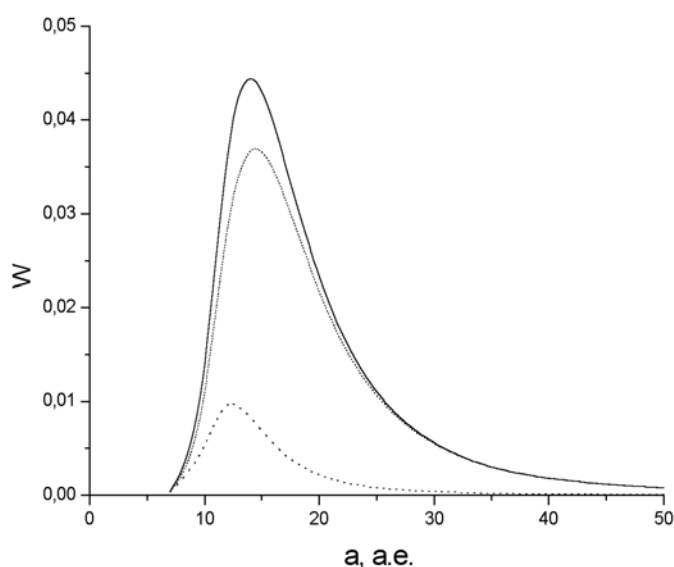
# РАСЧЕТ ЭВОЛЮЦИИ СОСТОЯНИЯ ВОДОРОДОПОДОБНОГО ИОНА ПРИ ДВИЖЕНИИ В ПЛЕНКЕ ЗОЛОТА И ВБЛИЗИ ОТ ЕЕ ПОВЕРХНОСТИ

В.А. Александров\*, Г.М. Филиппов\*\*

\*Чувашский госуниверситет, Чебоксары, Россия

\*\* Чувашский госпедуниверситет, Чебоксары, Россия

Выражение для двухчастичной матрицы плотности водородоподобного иона, движущегося в объеме твердого тела, используется в расчетах вероятностей переходов из начального состояния в различные стационарные состояния свободного движения. Предполагалось, что ион как целое движется по определенной траектории. Расчеты проводились численно в два этапа: сначала рассчитывалась матрица плотности, для фитирования которой подбиралось подходящее аналитическое выражение. Затем производилось вычисление шестикратного интеграла. Вероятность того, что ион остается в своем начальном состоянии по мере движения внутри пленки, быстро уменьшается. После первоначального нарастания уменьшаются также вероятности переходов иона в возбужденные состояния дискретного спектра. Более тщательное исследование показало, что вероятность «диффундирует» в непрерывный спектр, с течением времени она «растекается» по все более широкому набору состояний непрерывного спектра, причем область занятых состояний с течением времени расширяется. Граница этой области определяется величиной предельного импульса, пропорциональной времени движения в пленке:  $k_c \approx \beta t$ , где  $\beta$  - некоторый коэффициент,



который для атома водорода имеет величину порядка 0.01 при скорости порядка 5 а.е. Вычисление для случая движения иона параллельно плоской поверхности металла на расстоянии  $a$  обнаруживает сходное с объемным случаем поведение вероятностей переходов. В качестве иллюстрации проведенных расчетов на приводимом рисунке показано поведение вероятностей переходов атома водорода из начального основного состояния  $1s$  в состояния  $2s$  (нижняя кривая) и  $2p$

(верхняя кривая относится к состоянию  $211$ , средняя – к  $21-1$ ). Атом движется в течение определенного времени  $t=500$  а.е. со скоростью 2 а.е. вдоль поверхности золота. Как видим, к данному моменту времени при  $a < 5$  а.е. вероятность оказывается малой. Причина такого поведения вероятностей при малых значениях  $a$  заключается в том, что при достаточно больших временах начинается заполнение более высоколежащих состояний, в то время как все низколежащие состояния оказываются освобожденными.

## ПЕРЕЗАРЯДКА ИОНА НА АТОМЕ В ПЛОТНОЙ СРЕДЕ II.

Т.В.Гранкина, Г.П.Похил

НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

В работах [1] и [2] методом разыгрывания классических траекторий было показано, что сечение потери электрона ионом на одном атоме в кристалле может быть существенно меньше, чем на изолированном атоме (т.е. в газе). В предыдущей нашей работе показано, что это объясняется тем, что однородное вначале электронное облако, после прохождения становится резко не однородным. Сильнее "выедаются" области близкие к атому.

В настоящей работе продолжены исследования, направленные на выяснение механизма перезарядки ионов в твердом теле. Показано, что сечение перезарядки в предположении, что на отдельном атоме работает газовое сечение, для упорядоченной среды существенно выше, чем для газа. Т.е. упорядочение среды приводит к возрастанию эффективного сечения перезарядки иона на одном атоме. Это означает, что влияние плотности среды на сечение выше, чем следовало из предыдущих работ. Сам факт несовпадения сечения перезарядки иона на атоме среде и на изолированном атоме не является удивительным. Пока ион движется в плотной среде, нельзя делать суждение о том, на каком атоме произошла потеря или подхват электрона, т.к. радиус взаимодействия сравним или больше межатомного расстояния.

1. Похил Г.П., Гранкина Т.В. Классическая модель перезарядки ионов в кристалле. // Поверхность, 1999, № 5-6, с. 97-102.

2. Гранкина Т.В., Похил Г.П. Перезарядка иона на атоме в плотной среде. // Тезисы докладов XXXII Международная конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 2002, с.38

РАСЧЕТЫ ДИНАМИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ СФЕРИЧЕСКОГО ТЕЛА ДВИЖУЩИМИСЯ  
ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Г.М. Филиппов , Л.В. Елизарова

Чувашский государственный педагогический университет, г.Чебоксары, Россия

Исследования поляризационных полей электромагнитного типа, возникающих в твердом теле при движении заряженных частиц либо в его объеме, либо вблизи от его поверхности, позволили получить ясное представление, как о свойствах этих полей, так и об их влиянии на сопутствующие явления. Однако основная масса работ, в которых исследуются поля поверхностного типа, выполнена для случая плоской поверхности. Те немногочисленные из них, в которых поверхность предполагается сферической (см., например, /1/), несмотря на определенные положительные результаты, еще не привели к детальному описанию свойств поляризационных полей. В настоящей работе мы пытаемся восполнить этот пробел. Рассматривается генерация электрического поля заряженной частицей, движущейся вблизи поверхности однородного металлического шара. Считается, что скорость частицы много меньше скорости света и справедливо приближение классической электродинамики. В рамках данного предположения поляризационные свойства шара определяются электронным газом металла. В качестве первого приближения диэлектрическую проницаемость электронного газа выбираем в виде, учитывающем вибрационные свойства его в модели желе, но пренебрегаем пространственной дисперсией. Получены формулы, определяющие поляризационное поле в случае произвольного движения точечного заряда по отношению к шару. При этом мы получаем точное решение задачи для покоящегося точечного заряда, находящегося вне шара. Это решение совпадает с известным из классической электродинамики, когда поляризационное поле вне металла определяется с помощью метода электростатических изображений. Далее рассматривается поляризация шара зарядом, движущимся по окружности, концентрической экватору. Проанализирована зависимость потенциала от параметров задачи. Показано, что при увеличении радиуса шара формулы автоматически переходят в соответствующие выражения для случая движения заряда параллельно плоской поверхности. Так же, как и в объемном случае, существуют периодические кильватерные возмущения потенциала поляризационного поля, уменьшающиеся по мере удаления от траектории заряда и от поверхности шара. Длина волны кильватерных возмущений определяется выражением, совпадающим с полученным ранее при движении над плоской поверхностью. Вычислены компоненты силы, действующей на заряд: сила притяжения к шару и сила торможения.

1. Mahanty J., Michalewics M.T.// J.Phys: C. Solid State Phys. 1986. V. 19. P. 5005

## Моделирование потерь энергии электронами пучка в полупроводниковом материале

М.А.Степович, А.А.Самохвалов, А.Г.Хохлов, М.М.Чайковский

<sup>1</sup> *Калужский филиал Московского государственного технического университета*

*им. Н.Э.Баумана, г. Калуга. Россия*

Рассмотрены некоторые аспекты моделирования потерь энергии киловольтными электронами в полупроводниковом материале, основанные на возможности их описания в виде суммы двух слагаемых, каждое из которых – функция типа Гаусса. Одно из слагаемых описывает потери энергии обратно рассеянными электронами, испытавшими в мишени единичные акты рассеяния на большие углы и вышедшими из вещества, а другое отвечает потерям энергии поглощенными в мишени электронами /1, 2/.

Для решения ряда задач желательно представление рассматриваемой функции в виде, удобном для последующего дифференцирования и интегрирования; ранее показано, что аппроксимация функции модифицированными классическими ортогональными многочленами позволяет решить эту задачу /3/. В настоящей работе продолжены эти исследования. Получены новые оценки точности такого приближения при использовании модифицированных функций Лагерра для параметров материалов, характерных для полупроводниковых мишеней и различных значений модифицирующего параметра и рассмотрены возможности выбора величин модифицирующих параметров, близких к оптимальным.

Исследования проведены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и администрации Калужской области (проект № 02-02-96017).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Михеев Н.Н., Петров В.И., Степович М.А. // Изв. АН СССР. Сер. физ., 1991. Т.55, № 8, С.1474.
2. Михеев Н.Н., Степович М.А. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов, 1996. Т.62, № 4, С.20.
3. М.А.Степович, А.А.Самохвалов, М.М.Чайковский // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2002. № 4, С.46.

# ПРОЯВЛЕНИЕ НЕЗАПОЛНЕННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ С КРИСТАЛЛАМИ

О.Ф. Панченко, Л.К. Панченко

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,

Донецк, Украина

Электронная зонная структура является фундаментальной характеристикой, определяющей большинство физических свойств твердых тел (например, явления переноса, оптические и фотоэмиссионные свойства). Она (электронные состояния в окрестности уровня Ферми) также является одним из главных факторов, определяющих функционирование приборов твердотельной электроники. При этом важно не только расположение электронных состояний по энергии (определяющее, например, ширину запрещенной зоны), но и расположение этих состояний в  $k$ -пространстве. Одними из методов исследования незаполненных высоколежащих электронных состояний являются: низкоэнергетическая вторично-электронная эмиссионная (ВЭЭ) спектроскопия, низкоэнергетическая спектроскопия полного тока (ПТ) и ее разновидность - спектроскопия прохождения низкоэнергетических электронов (ПНЭ). Эти методы, отличаясь высокой поверхностной чувствительностью и отсутствием разрушающего воздействия на исследуемый образец, наряду с применением для анализа элементарных возбуждений и приповерхностных состояний в настоящее время используются для контроля чистоты поверхности в процессе очистки от примесей, определении работы выхода и т. д. В настоящей работе дана теоретическая интерпретация тонкой структуры существующих экспериментальных спектров ВЭЭ, ПТ и ПНЭ по нормали к поверхности ряда кристаллов. Расчеты спектров проводились в приближении, когда вероятность рассеяния пропорциональна числу конечных состояний на данном уровне энергии в заданном направлении квазиимпульса. 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. Развиваемый метод позволяет отделить объемные эффекты в спектрах от поверхностных. Работа выполнена при поддержке ГФФИ Украины.

# РАССМОТРЕНИЕ ПРОЦЕССА ДЕКАНАЛИРОВАНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛАХ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ФРАКТАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ

Н.В. Максюта

Киевский университет имени Тараса Шевченко, Киев, Украина

Обычно анализ процесса деканалирования проводится с помощью уравнений диффузии, Фоккера-Планка или метода сечений Пуанкаре. В данной работе деканалирование частиц впервые рассматривается в рамках фрактальной геометрии. Траекторию любой частицы в кристалле можно характеризовать фрактальной размерностью  $D$  Хаусдорфа-Безиковича, большей ее топологической размерности  $D_\gamma = 1$ . Эта траектория подобна изрезанной фиордами береговой линии, а ее протяженность (если измерять ее отрезками длиной  $\varepsilon$ ) равна  $L(\varepsilon) \propto \varepsilon^{1-D}$  (эффект Ричардсона) [1]. Такая аналогия очевидна при учете разных масштабов пространственных воздействий на движущуюся частицу: рассеяние на электронах, взаимодействие с осциллирующими ядрами, влияние дефектов и т.д. В работе на примере плоскостного каналирования моделируется метод построения фрактальной кривой с помощью двух фигур: *инициатора* в виде пилообразной кривой (схематическое изображение траектории частицы) и *генератора*, представляющего собой геометрически подобную *инициатору* ломаную, состоящую из  $N$  равных отрезков длиной  $\xi$ . Выбран следующий способ размещения *генератора* относительно *терагона* - вид фрактальной кривой на каждом этапе ее построения. На первом этапе в качестве *терагона* берется сам *инициатор* с дополнительным условием (каждое звено делится на два равных отрезка). Далее каждый отрезок заменяется уменьшенной в  $\xi^{-1}$  раз копией *генератора*, которая смещается так, чтобы ее концевые точки совпали с границами заменяемого отрезка. При этом *генератор* размещается сначала справа от *терагона*, затем два раза подряд слева, потом подряд два раза справа и т.д. Такой способ построения фрактальной кривой связан с требованием зеркальной симметрии траектории и учетом того, что траектория должна приближаться к тем областям, где происходит более сильная фрактализация. На каждом звене *инициатора* возникают фракталы, подобные так называемым "драконам Хартера-Хетхуэя" [2]. Расчет размерности  $D = \ln N / \ln(1/\xi)$  приводит (при, например,  $N=2$  или  $N=3$ ) к выражениям  $D = \ln 2 / \ln(2\cos\theta)$ ,  $D = 2\ln 3 / \ln(1+8\cos^2\theta)$ , где  $\theta$  - угол влета частицы в кристалл. Величину  $N$  можно связать с параметрами кристалла и характеристиками каналируемой частицы. Длину деканалирования можно определить с помощью метода [3] при использовании нестационарного уравнения Шредингера с показателем  $\alpha = 1 - \{D\}$ .

1. Мандельброт Б. Фрактальная геометрия природы. М.: Институт компьютерных исследований, 2002, 656 с.
2. Максюта Н.В. // Поверхность, 2001, №5, С.45



# РАСЧЕТ АТОМНЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ В ПРИБЛИЖЕНИИ ОБОЛОЧЕЧНОЙ МОДЕЛИ

Ф.П. Коршунов, А.П. Лазарь

Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, Минск, Беларусь

Полученные ранее в /1/ аналитические аппроксимации фурье-образов плотности атомных электронов (атомных форм-факторов) используются при выводе функций экранирования потенциалов изолированных атомов. Данный подход устраняет необходимость интерполяции таблично заданных плотностей, полученных на основе хартри-фоковских волновых функций /2/, и обеспечивает высокую точность аппроксимации для всего диапазона атомов периодической системы. С целью упрощения формул различие между электронами одной оболочки не проводилось, что, впрочем, существенно не сказалось на точности конечных выражений. В рамках используемого приближения потенциал произвольного атома является кулоновским с функцией экранирования  $\varphi(r) = \sum_n c_n \varphi_n(r)$ ,

где суммирование проводится по всем электронным оболочкам,  $c_n$  – коэффициент заселенности, расстояние  $r$  дано в единицах боровского радиуса,

$\varphi_n(r) = 1 + \frac{\zeta_n^{2n+1}}{(2n)!} \frac{\partial^{2n-1}}{\partial \zeta_n^{2n-1}} \frac{1 - \exp(-2\zeta_n r)}{\zeta_n^2}$ ,  $\zeta_n = Z_n/n$ ,  $Z_n$  – эффективный заряд ядра для

электронов  $n$ -й оболочки. Явные выражения для первых трех оболочек ( $S$ ,  $P$ ,  $D$  соответственно) имеют следующий вид:

$$\varphi_1(r) = (1 + \zeta_1 r) \exp(-2\zeta_1 r), \quad \varphi_2(r) = \left(1 + \frac{3}{2}\zeta_2 r + (\zeta_2 r)^2 + \frac{1}{3}(\zeta_2 r)^3\right) \exp(-2\zeta_2 r),$$

$$\varphi_3(r) = \left(1 + \frac{5}{3}\zeta_3 r + \frac{4}{3}(\zeta_3 r)^2 + \frac{2}{3}(\zeta_3 r)^3 + \frac{2}{9}(\zeta_3 r)^4 + \frac{2}{45}(\zeta_3 r)^5\right) \exp(-2\zeta_3 r).$$

В отличие от функций экранирования типа Томаса-Ферми, часто используемых в практических расчетах, предлагаемые функции содержат предэкспоненциальные многочлены, корректирующие быстрый спад с ростом  $r$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (проект Ф00-122).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Коршунов Ф.П., Лазарь А.П. // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 1
2. International Tables for X-ray Crystallography, Vol. C. – Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1992, p. 1000.

# ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ В ПУЧКАХ ИОНОВ БОРА И АЗОТА

И.С.Дмитриев, Я.А.Теплова, Ю.А.Файнберг  
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Определено количество  $\alpha_C$  метастабильных частиц в состояниях (1s2s) в пучках ионов  $B^{3+}$  и  $N^{5+}$ , образованных в процессе захвата электрона ионами  $B^{4+}$  и  $N^{6+}$ , имеющими скорость  $V = 8 \cdot 10^8$  см/с, в газовых мишенях ( $H_2, He, N_2, Ne, Ar$ ) толщиной  $T = (10^{14} - 10^{16})$  атом/см<sup>2</sup>. Значения  $\alpha_C$  находились по повышенной величине сечения  $\sigma_{i,i+1}$  потери электрона гелиеподобными ионами, прошедшими через газовые мишени и содержащими метастабильную компоненту [1]. При изменении  $T = (0.1 - 1) \cdot 10^{16}$  атом/см<sup>2</sup> величины  $\alpha_C$  монотонно убывают. В водороде и гелии величины  $\alpha_C$  уменьшаются не более чем на 25%, а в аргоне почти в 2 раза. В зависимости от атомного номера среды значения  $\alpha_C$  изменяются немонотонно и минимальны в неоне и аргоне (Рис.1).

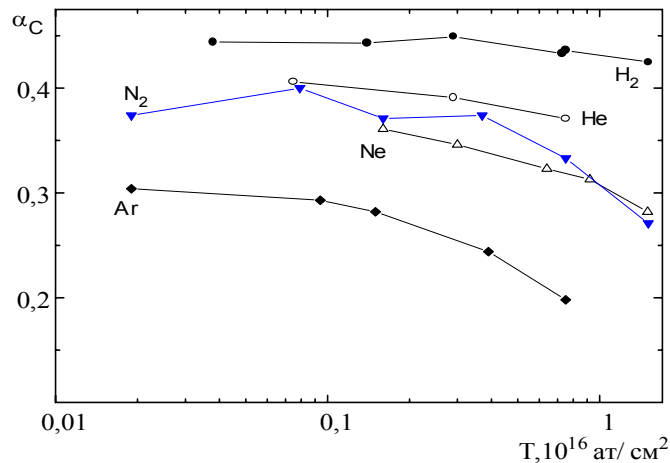


Рис.1 Зависимость  $\alpha_C$  от  $T$  при захвате электрона ионами  $B^{4+}$

Полученные результаты позволяют определить величину сечения  $\sigma_{1s,nl}$  ( $n > 1$ ) образования метастабильных частиц при захвате электрона водородоподобными ионами  $\sigma_{1s,nl} = \sigma_{Z-1,Z-2} \cdot \alpha_C(0) / (1 - R_{12})$ , где  $\sigma_{Z-1,Z-2}$  – экспериментальное сечение захвата электрона водородоподобными ионами,  $R_{12}$  – относительная доля возбужденных гелиеподобных частиц высвечивающихся к моменту следующего столкновения,  $R_{12} \leq 0.25$  [2].

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Дмитриев И.С., Николаев В.С., Ташаев Ю.А., Теплова Я.А.// ЖЭТФ, 1974. Т.67, с.2047
2. Дмитриев И.С., Николаев В.С., Теплова Я.А. и др.// ЖЭТФ, 1990. Т.97, с.1103

# АДАПТИВНОЕ КАНАЛИРОВАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

## В ЛЕГКИХ КРИСТАЛЛАХ

В.И.Высоцкий, Н.В. Максюта

Киевский университет имени Тараса Шевченко, Киев, Украина

Традиционно процесс каналирования рассматривается на основе анализе малоуглового движения иона в заданной системе кристаллографических плоскостей или осей, свойства которых не зависят от наличия иона. Такой подход вполне корректный для легких или быстрых ионов. Иная ситуация возникает при каналировании медленных тяжелых ионов, масса которых  $M$  превышает массу атомов кристалла  $M_0$ . В этом случае передача ионом части атомов кристалла поперечного импульса  $p_{\perp} = 2Mv\theta$  приводит к их движению с начальной скоростью  $v_{\perp} \approx p_{\perp}/NM_0$ , где  $\theta$  - угол влета частиц в кристалл,  $v$  - скорость иона,  $N$  - число атомов в зоне когерентного рассеяния. В процессе такого рассеяния решетке передается энергия  $E_{\perp}$ :  $E_{\perp} = W$ , если  $M \approx NM_0$ ;  $E_{\perp} = 4MW/NM_0$ , если  $M \ll NM_0$ ;  $E_{\perp} = 4NM_0W/M$ , если  $M \gg NM_0$ . Здесь  $W=2Mv^2\theta^2$  - энергия отдачи. Эта энергия приводит к локальной бегущей деформации решетки. Фактически каждый тяжелый ион создает вокруг себя синхронно движущуюся зону деформации ближайших плоскостей и осей, что соответствует созданию бегущей локальной трехмерной ямы типа "змеи, глотающей лягушку". Такой режим движения изменяет условия захвата в канал, а само движение иона можно назвать "адаптивным каналированием". С его помощью можно объяснить часть процессов деканалирования и реканалирования тяжелых ионов в легких кристаллах [1]. Еще один эффект, сопровождающий процесс адаптивного каналирования, приводит к возможности квазичеренковской генерации ультразвука и гиперзвука. Бегущая волна деформации является источником упругих волн в кристалле. Генерируемые волны будут когерентно складываться (интерферировать) в направлении черенковского максимума  $\theta(\omega)$ , определяемого из условия фазового синхронизма  $v\cos\theta(\omega) = u(\omega)$ . Фазовая скорость упругих волн  $u(\omega) = \omega/k = a\omega/(2\arcsin(\omega/\omega_D))$  определяется из дисперсионного уравнения для упругих волн в кристалле  $\omega(k) = \omega_D|\sin(ka/2)|$ ,  $\omega_D \approx 10^{13} \text{ c}^{-1}$  - частота Дебая,  $a$  - период решетки. Учет дисперсии упругих волн приводит к тому, что волны разной частоты будут генерироваться в разных направлениях  $\theta(\omega) = \arccos\{a\omega/2v \arcsin(\omega/\omega_D)\}$ . Для тяжелых заряженных частиц, которые движутся со скоростью  $v \gg v_0 \equiv a\omega_D/2 \approx 10^5 \text{ см/с}$ , направление когерентного ультразвука (гиперзвука) близкое к перпендикуляру к направлению каналирования и равно  $\theta(\omega) \approx \pi/2 - a\omega/\{2v \arcsin(\omega/\omega_D)\}$ .

## НОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТОЛЩИНЫ ТРЕКОВ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР, ОСТАНАВЛИВАЮЩИХСЯ В ФОТОЭМУЛЬСИИ

С.Д. Богданов, В.Ф. Космач, Е.Е.Журкин

Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет

Санкт-Петербург, Россия

В работе продолжено исследование пространственного распределения энергии вокруг трека тяжелого иона, а также процессов формирования видимой части трека с учетом вероятностной модели проявления зерен ядерной фотоэмульсии БР-2 в зависимости от локально поглощенной энергии. Моделирование прохождения тяжелого иона и образованных им дельта-электронов через фотоэмульсию осуществлялось методом Монте-Карло с помощью компьютерных программ TRIRS /1/ и TRELМ /2/. Рассматривались ионы с начальной энергией порядка 100 МэВ/нуклон и атомными номерами  $Z=10-92$ . След каждого иона прослеживался вплоть до полной остановки. Экспериментальная зависимость видимой части следа тяжелых ионов с энергией менее 100 МэВ/нуклон в зависимости от их остаточного пробега в ядерной фотоэмульсии БР-2 измерялась на ионах Ag, Fe, Au и U. Было показано, что в области конца пробега след имеет характерную форму конуса, что качественно соответствует результатам расчета.

В настоящей работе так же проведен анализ влияния скорости, заряда и массы иона на характеристики пространственного распределения поглощенной энергии в мишени вокруг трека. Результаты расчетов сравнивались с наблюдаемыми экспериментально видимыми участками трека тяжелых ионов в ядерной фотоэмульсии вблизи конца их пробега. Полученные данные указывают на то, что основное влияние на видимую толщину проявленного следа иона оказывает перенос первичных электронов, образованных при соударениях ион-атом и их радиальное распределение.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Журкин Е.Е. // Поверхность, 1998, Вып.12, С.145.
2. Zhurkin E.E., Bogdanov S.D.// Proc.of SPIE. 2000. V.4064. P295.

# КРИВАЯ ТОРМОЗНОЙ СПОСОБНОСТИ КРЕМНИЯ ДЛЯ КАНАЛИРОВАННЫХ АНТИПРОТОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

Л. Л. Балашова  
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Основные особенности каналирования антипротонов были исследованы ранее теоретически [1] применительно к интервалу энергий от нескольких МэВ до 300 кэВ. Новые технические возможности получения пучков антипротонов с энергиями ниже максимума кривой торможения для различных твердых тел [2] позволяют планировать проведение экспериментов по каналированию антипротонов вплоть до 30 кэВ, что в свою очередь требует расширения теоретических исследований на область самых низких из доступных сегодня энергий. Для начала мы выбираем процесс прохождения антипротонов через ориентированный образец кремния, учитывая, что именно для такой мишени появились в последнее время экспериментальные и расчетные данные о торможении антипротонов “in random” [2,3]. Как и ранее, используется метод компьютерного моделирования. Результаты расчетов тормозной способности кремния для аксиально каналированных антипротонов с энергией от 300 до 30 кэВ, прошедших вдоль направлений  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$ , сопоставляются с соответствующими характеристиками процесса прохождения через неориентированный образец.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Balashova L.L. , Kabachnik N.M., Shulga V.I. and Trikalinos Ch. //J. Phys.: Condens..Matter 1992.v.4.p.4883
2. Moller S.P. et al. // Phys. Rev. A. 1997.v.56.p.2930.
3. Arista N.R. and Lifschitz A.F. //Phys. Rev. A. 1999.v.59.p.2719

# К ТЕОРИИ КАНАЛИРОВАНИЯ В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ ОСЬ - ПЛОСКОСТЬ

Д. П. Антипин, В. П. Кощев

Сургутский Государственный Университет, Сургут, Россия

В настоящем сообщении, продолжено исследование движения быстрых заряженных частиц в плоскостных каналах кристалла с помощью метода многих масштабов, которое было начато в /1/. Получено выражение для потенциала переходной области ось – плоскость:

$$U_{sp}(x, t) = V_{0,0}(x) + 2V_{\ell_0, k_0}(x) e^{(-M_{\ell_0, k_0})} \cos(2\pi\varepsilon vt (\frac{\ell_0 \cos\theta_0}{d_y} - \frac{k_0 \sin\theta_0}{d_z})) \quad (1)$$

где  $V_{\ell_0, k_0} = \frac{1}{d_y d_z} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} V_{\dot{\alpha}\dot{\alpha}}(\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}) e^{(2i\pi(\frac{\ell_0 y}{d_y} + \frac{k_0 z}{d_z}))} dy dz$  - коэффициент разложения в ряд Фурье,

$e^{(-M_{\ell_0, k_0})} = e^{(-2\pi^2(\frac{\ell_0^2}{d_y^2} + \frac{k_0^2}{d_z^2})\sigma^2)}$  - фактор Дебая – Валлера;  $d_y, d_z$  периоды кристаллической решетки

вдоль кристаллографических направлений,  $\sigma^2$  - средний квадрат амплитуды тепловых

колебаний атомов кристалла;  $\varepsilon = \sqrt{\frac{V_{\max}}{m\omega^2}}$  - малый безразмерный параметр,  $m = \gamma m_0$ ;  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  - лоренц-фактор;  $\beta = v/c$ ;  $c$  - скорость света  $m_0$  - масса покоя;  $V_{\max}$  - максимальное

значение потенциала изолированного атома кристалла;  $v$  - скорость заряженной частицы.

Первое слагаемое в выражении (1) - непрерывный потенциал атомной плоскости, а второе, учитывает вклад в потенциал тех атомных цепочек, в окрестности которых движутся каналированные частицы. Номера гармоник коэффициентов разложения в ряд Фурье  $\ell_0, k_0$  определяют индексы кристаллографической оси  $\langle \ell_0 \ k_0 \ 0 \rangle$ , которая оказывает периодическое возмущение траектории каналированных частиц движущихся в плоскостном канале

$$\frac{\ell_0 \sin\theta_0}{d_y} + \frac{k_0 \cos\theta_0}{d_z} = 0. \quad (2)$$

где  $\theta_0$  угол между кристаллографической осью  $\langle 1 \ 0 \ 0 \rangle$  и осью с индексами  $\langle \ell_0 \ k_0 \ 0 \rangle$ , в плоскости каналирования.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Антипин Д.П., Кощев В.П Тезисы докладов XXIX международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Москва, 1999, с.38.

# ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ, РАССЕЯННЫХ ПОВЕРХНОСТЬЮ МОНОКРИСТАЛЛОВ ТУГОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ

А.А. Алиев, З.А. Исаханов

Институт электроники АН РУз, Ташкент, Узбекистан

Известно, что в спектре характеристических потерь энергии электронов (СХПЭЭ), рассеянных поверхностью твердых тел, обнаруживаются два мощных (интенсивных) пика, обусловленных объемными и поверхностными плазмонными колебаниями валентных электронов кристалла. Было показано, что в спектре ХПЭ, кроме указанных двух интенсивных пиков плазмонного происхождения, наблюдаются еще пики потерь с малыми амплитудами по сравнению с первыми. Установлено, что они связаны с междузонными переходами электронов и поляризацией электронов ионных остовов. Ранее нами и другими авторами было показано, что энергетические положения первых двух мощных пиков плазмонного происхождения не зависят от энергии и угла падения пучка первичных электронов, бомбардирующих поверхность исследуемого твердого тела, а зависят только от сорта последнего.

В последние годы в результате тщательного изучения спектров ХПЭ электронов, рассеянных различными гранями монокристаллов вольфрама и молибдена, нами замечено, что при переходе от менее плотноупакованной грани к более плотноупакованной – (100) → (110) → (111) – потеря энергии электронами на возбуждение объемного плазмонного колебания валентных электронов кристалла растет на 1,5-2 эВ. Аналогичное явление роста потери энергии первичных электронов, совершавших объемные плазмонные колебания валентных электронов кристалла, обнаруживалось нами в зависимости от угла падения пучка электронов, угла поворота кристалла.

Для описания обнаруженной тонкой структуры спектров ХПЭ, выявленной нами, была предложена осциляторная модель диэлектрической проницаемости (ДП) вещества. Показано, что она хорошо описывает тонкую структуру спектра ХПЭ кроме пиков, связанных с поляризацией электронов ионных остовов. На базе этой модели для объяснения роста энергии, обусловленной объемным плазмонным колебанием валентных электронов кристалла, выдвинута идея, что вдоль различных направлений монокристалла у ДП появляется тензорный характер.

Найдено выражение, учитывающее тензорный характер ДП вдоль различных направлений.

## ОБ ЭФФЕКТЕ ЛАНДАУ-ПОМЕРАНЧУКА-МИГДАЛА В ОРИЕНТИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ

П.Н.Жукова, А.С.Кубанкин, Н.Н.Насонов

Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия

Хорошо известно, что низкоэнергетическая часть спектра тормозного излучения релятивистской заряженной частицы, движущейся в плотной аморфной среде, формируется в процессе многих столкновений излучающей частицы с атомами среды, что приводит к эффекту подавления выхода излучения (ЛПМ-эффект). Ранее было показано, что при движении релятивистской частицы через ориентированный кристалл в режиме случайных столкновений с различными атомными цепочками также реализуется ЛПМ-эффект. При этом, благодаря когерентному рассеянию излучающей частицы атомами отдельной цепочки, резко возрастает угол отклонения частицы на длине формирования излучения, что приводит к резкому расширению области энергий частицы и излучаемого фотона, в которой проявляется обсуждаемый эффект. Следует подчеркнуть, что проведенный ранее анализ ЛПМ-эффекта в кристалле был выполнен для условий, в которых этот эффект описывался формулами, полностью аналогичными таковым для случая аморфной среды. Между тем, в случае излучения релятивистской частицы в ориентированном осью кристалле может проявляться еще один своеобразный эффект подавления низкочастотной составляющей излучения, обусловленный насыщением угла многократного рассеяния частицы, движущейся в режиме случайных столкновений с цепочками атомов кристалла. Этот эффект был предсказан и исследован ранее применительно к условиям дипольного излучения быстрой частицы. Ясно, что в общем случае произвольного соотношения между углами излучения и рассеяния частицы должны проявляться одновременно оба из указанных эффектов, что должно повлечь за собой значительное изменение характера спектра излучения частицы в области малых энергий фотонов. Другими словами, проявление ЛПМ-эффекта в кристалле отнюдь не полностью аналогично таковому в аморфной среде. В настоящей работе проводится анализ спектра жестко коллимированного тормозного излучения релятивистского электрона в кристалле без предположения о дипольности процесса. Кроме этого учитывается вклад переходного излучения (кристалл конечной толщины), а также интерференция тормозного и переходного механизмов излучения. Показывается резкое отличие характера полученного спектрального распределения от традиционного в теории ЛПМ-эффекта.



## ЭФФЕКТ СМИТА-ПАРСЕЛЛА ДЛЯ ПЛОСКОЙ РЕШЕТКИ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ ПЛАСТИН КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

А. А. Тищенко <sup>a</sup>, А. П. Потылицын <sup>b</sup>, М. Н. Стриханов <sup>a</sup>

<sup>a</sup> Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва, Россия, <sup>b</sup>Томский политехнический университет, Томск, Россия

Эффект Смита-Парселла для плоской решетки [1] может рассматриваться как резонансное дифракционное излучение заряженной частицы, пролетающей над решеткой из параллельных пластинок параллельно плоскости решетки. Основной подход для описания эффекта Смита-Парселла на сегодняшний день основан на модели бесконечно тонких проводящих пластин [2-3]. В этой модели нормальная к поверхности компонента индуцированных токов отсутствует.

Дифракционное излучение возникает из-за динамической поляризации вещества полем пролетающей заряженной частицы. В поле пролетающего заряда при  $\gamma \gg 1$  главную роль играют поперечные к скорости компоненты поля  $E_{\perp} \approx \gamma E_{\parallel}$ . Поэтому в ультрарелятивистском случае плотность индуцированных токов колеблется главным образом в плоскости, перпендикулярной скорости частицы. Таким образом, отказ от модели бесконечно тонких пластин влечет за собой необходимость учета нормальной компоненты индуцированных токов.

В работе рассмотрен эффект Смита-Парселла для системы параллельных пластинок, разделенных вакуумными промежутками. Предположено, что толщина пластинок больше длины свободного пробега электронов проводимости. Решение получено для частот больше или порядка плазменной с учетом как продольной, так и нормальной к поверхности компонент индуцированных токов. Проанализирована зависимость излучения от толщины пластинок. Показано, что общий вид зависимости излучения от толщины пластинок определяется отношением  $b$  к некоторому  $b_{eff} = \beta \gamma c / \omega$ . При  $b \ll b_{eff}$  зависимость излучения от толщины пластинок выходит на константу. При  $b \gg b_{eff}$  спектрально-угловая плотность излученной энергии пропорциональна  $(1 - \cos[bk_z])$ , т. е. осциллирует в зависимости от толщины пластинок.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Болотовский В.М., Воскресенский Г.В. // УФН, 1968, т. 94, с. 377.
2. Potylitsyn A.P. // Phys. Letters A, 1998, v. 238, p. 112.
3. Trotz S.R., Brownell J.H., Walsh J.E., Doucas G. // Ph. Rev. E, 2000, v. 61, p. 7057.

## ПОЛЕТЫ ЛЕВИ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ

А.А. Гриненко, А.В. Чечкин, Н.Ф. Шульга

Институт теоретической физики Национальный научный центр  
“Харьковский физико-технический институт”, Харьков, Украина

Аномальные диффузионные процессы довольно широко распространены в природе (см. /1,2/ и ссылки там). Для таких процессов характерна нелинейная зависимость квадрата смещения от времени. Математическим фундаментом для описания явлений, выходящих за рамки теории броуновского движения, может служить теория устойчивых вероятностных распределений Леви, которая позволяет с единой точки зрения исследовать аномальные процессы переноса. Характерным для распределений Леви является то, что они имеют степенные асимптотики, с которыми связаны заметные отклонения движения (“полеты Леви”) от броуновского. Это, в свою очередь, приводит к нелинейной зависимости среднего значения квадрата смещения от времени:  $\langle \rho^2 \rangle \sim t^\mu$ . В настоящей работе мы обращаем внимание на то, что аналогичные явления, связанные с аномальной диффузией, имеют место при аксиальном каналировании быстрых заряженных частиц в кристалле. На основе численных методов (см. /3/) мы исследовали зависимость от времени квадрата поперечного смещения частицы в кристалле в периодическом поле цепочек атомов кристалла и в случае, когда положения цепочек атомов в поперечной плоскости случайны и определили зависимость  $\mu = \mu(t)$  (статистика моделирования –  $10^4$  частиц). Показано, что в приближении случайных цепочек, для положительно заряженных частиц  $\mu \approx 1$ . Это соответствует броуновскому характеру процесса. В случае же периодического расположения цепочек атомов  $\langle 100 \rangle$  кристалла кремния при падении пучка протонов под углом  $\psi = 0.2\psi_c$ , где  $\psi_c$  критический угол каналирования,  $\mu \approx 1.4$ , что соответствует супердиффузии частиц. При этом “полеты Леви” соответствуют возможности временного захвата частицы в плоскостные каналы. Полученные результаты указывают на новые возможности в исследовании явления каналирования, связанные с применением идей теории аномальных диффузионных процессов.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Metzler R., Klafter J. // Phys. Reports, 2000, v.339, p.1-76.
2. Checkin A.V. et al. // Phys. Rev. E, 2003, v.67, no 010102(R).
3. Greenenko A.A., Shul'ga N.F. // Nucl. Instr. & Meth., 2002, B 193, p.133.

# СТРУКТУРА АТОМНЫХ ОБОЛОЧЕК И ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЕ

В.К. Гришин

НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия

Обсуждаются возможность использования поляризационного тормозного излучения (ПТИ) релятивистских электронов для структурного анализа вещества. Свойства ПТИ в веществе существенно отличаются от его характеристик на изолированном атоме, что в частности подтверждается на примере экспериментальных исследований ПТИ в аморфном углероде /1/. Отмеченное резкое смещение когерентной ПТИ в область фотонных энергий порядка 1-3 кэВ, что не укладывается в рамки описания ПТИ на изолированном атоме и качественно может быть объяснено межатомным взаимодействием. Последнее приводит к обобществлению части электронов и фактически увеличивает эффективные размеры внешних атомных оболочек. Однако попытки скорректировать аналитическое описание, традиционно базирующееся на модели Томаса-Ферми (МТФ), путем введения эффективного радиуса экранирования приводит к чрезмерной его величине. Для более корректного описания ПТИ в веществе необходимо использовать реальное распределение атомных электронов и их возможные валентные состояния. Так, в атоме углерода средний радиус двух электронов нижней К-оболочки заметно меньше среднего радиуса суммарной внешней оболочки, а последний заметно больше радиуса экранирования МТФ. Это исключает электроны К-оболочки из межатомного взаимодействия, хотя К-электроны и создают в ПТИ широкую когерентную подложку /2/, а различные валентные состояния образуются 2s- и 2p-электронами. Варьируя параметры внешних оболочек, удастся показать влияние структурных параметров среды и особенностей электронного распределения при межатомном взаимодействии на свойства ПТИ. Анализируется возможность экспериментального измерения вкладов нижней и верхних атомных оболочек в ПТИ в конденсированных средах и выработки практических структурных оценок.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Blazhevich S., Chepurnov A., Grishin V., et al. // Phys. Letters A 211 (1996) 309-312.
2. Grishin V., Likhachev S. // Physics Letters A 286 (2001) 185-189.

## ОСОБЕННОСТИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА АТОМАХ Kr

А.А.Ткаченко, Е.В.Гнатченко, Э.Т.Верховцева

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
г. Харьков, Украина

Принято считать, что сечение тормозного излучения (ТИ) при рассеянии нерелятивистского электрона на атоме уменьшается с ростом энергии электрона /1/. Однако, при исследовании дифференциальных спектров обычного ТИ в ультрамягкой рентгеновской области (УМР) в процессах рассеяния электронов промежуточных энергий (Е) на атомах аргона был обнаружен рост интенсивности (I) ТИ с увеличением энергии электронов /2/. Это стимулировало проведение аналогичных исследований ТИ при рассеянии электронов на атомах Kr.

Эксперименты проводились в области однократных столкновений на установке, состоящей из рентгеновской трубки со сверхзвуковой струей криптона в качестве антикатода и рентгеновского спектрометра /3/. Зависимости I(E) измерялись в интервале длин волн 6.0 –9.5 нм при изменении энергии электронов от 0.4 до 2 кэВ. Угол между направлением движения падающих электронов и анализируемых фотонов был равен  $97^{\circ}$ .

Для всех исследованных длин волн обнаружен рост интенсивности ТИ, как  $I(E) \sim E^{1/2}$ , с увеличением энергии электронов от 0.4 до 1.2 кэВ до хорошо выраженного максимума, а затем спад интенсивности с последующим ростом энергии электронов до 2 кэВ. Причем, спад интенсивности I(E) не согласуется с соответствующим спадом интенсивности ТИ, полученным в борновском приближении /1/. На основании анализа экспериментальных результатов, проведенного в рамках низкоэнергетической теоремы /1, 4/, рост интенсивности ТИ с энергией электронов мы объясняем вкладами неупругого ТИ.

Таким образом, для описания ТИ в УМР области спектра в области промежуточных энергий электронов, рассеянных на атомах Kr, борновское приближение не применимо и помимо упругого ТИ, необходимо учитывать вклады неупругого ТИ.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. - М.: Наука, 1981, с. 432.
2. Гнатченко Е.В. и др. // Оптика и спектроскопия, 2002, Т. 92, с. 17.
3. Верховцева Э.Т. и др. // ЖЭТФ, 1990, Т. 98, с. 797.
4. Зон Б.А. // ЖЭТФ, 1995, Т. 107, с. 1176.

ИЗЛУЧЕНИЕ ГАММА-КВАНТОВ В КРИСТАЛЛАХ  
ВОЛЬФРАМА И КРЕМНИЯ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 0,3 – 1,75 ГэВ

С.В Блажевич, Г.Л Бочек, В.И. Кулибаба, *Н.И Маслов.*, В.Д Овчинник., Б.И Шраменко.

ННЦ "Харьковский физико-технический институт", Харьков, Украина

В работе /1/ на основе обработки спектрально-угловых распределений гамма-излучения электронов с энергией  $E_0 = 1200$  МэВ в монокристаллах W и Si получена количественная информация о числе гамма-квантов, рождающихся при прохождении высокоэнергетичного электрона вдоль оси толстого монокристалла. В данной работе рассматриваются спектры и выход гамма-квантов, излученных электронами с энергией в диапазоне 300-1200 МэВ в монокристаллах вольфрама толщиной 3,0 мм и кремния толщиной 15,0 мм, для двух диапазонов их энергий ( $0 - \omega_{\max}$  и  $5 - \omega_{\max}$  МэВ), соответственно. Результаты получены с использованием методики, позволяющей измерять спектрально-угловые характеристики гамма-излучения без искажения за счет множественного рождения гамма-квантов одним электроном в толстом монокристалле /2/.

$$(\Delta N_\gamma \times \omega_\gamma) / \Delta \omega_\gamma,$$

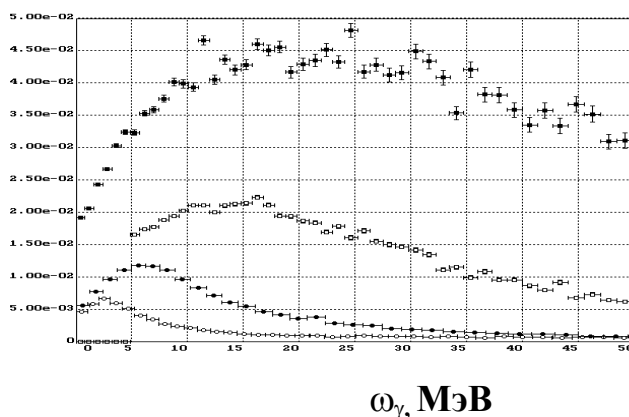


Рис. Спектры гамма-излучения из монокристалла кремния толщиной 15.0 мм, ориентированного осью  $\langle 111 \rangle$  вдоль направления первичного пучка электронов с энергией:

○ – E=300 МэВ; ● – E=600 МэВ; □ – E=1200 МэВ; ■ – E=1750 МэВ.

Литература

1. Бочек Г.Л., Кулибаба В.И., Маслов Н.И., Овчинник В.Д., Шраменко Б.И.//Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2003, №4, с. 116-120.
2. Блажевич С.В., Бочек Г.Л., Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Кулибаба В.И., Маслов Н.И. и др.// ЖТФ, 1993, т.63, в.5, с. 9-15.

О ВКЛАДЕ ДИФРАКЦИИ РЕАЛЬНЫХ ФОТОНОВ В НАБЛЮДАЕМЫЕ СПЕКТРЫ  
ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В  
СОВЕРШЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ

А.Н. Балдин<sup>1</sup>, Е.А. Богомазова<sup>2</sup>, И.Е. Внуков<sup>2</sup>, Б.Н. Калинин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Белгородский Государственный университет, Белгород, <sup>2</sup>Научно исследовательский институт ядерной физики при Томском политехническом университете, Томск, Россия

Известно, см., например /1/, что для энергий фотонов  $\omega \ll \gamma \omega_p$ , где  $\gamma$  - Лоренц-фактор, а  $\omega_p$  - плазменная частота среды, вклад дифракции реальных фотонов переходного и тормозного излучений в наблюдаемые характеристики параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) не превышает нескольких процентов от полной интенсивности и сосредоточен в центре рефлекса ПРИ. На Томском синхротроне проведены измерения спектров и ориентационных зависимостей (ОЗ) выхода фотонов ПРИ для отражения (220) ( $\omega \cong 147$  кэВ  $> \gamma \omega_p \cong 40$  кэВ), энергии электронов  $E_0 = 500$  МэВ и угла наблюдения  $\Theta_D \sim 4^\circ$  из монокристалла алмаза толщиной 2 мм. Показано, что для условий эксперимента вклад собственно ПРИ не превышает 30-40% от суммарной интенсивности излучения. Вклад дифракции тормозного излучения (ДТИ) привёл к сужению ОЗ по сравнению с результатами расчёта, учитывающего только вклад ПРИ.

Сравнение экспериментальных данных, приведённых в работах /2-5/, для которых так же выполняется условие  $\omega \gg \gamma \omega_p$  с результатами расчёта по кинематической теории ПРИ показало, что даже в относительно тонких кристаллах /2-4/ вклад ДТИ определяет форму ОЗ выхода излучения для углов ориентации кристалла  $\Theta \sim \Theta_B$ . В кристаллах большой толщины /5/ вклад ДТИ в полную интенсивность излучения является определяющим.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 01-02-17471) и программы Университеты России (грант УР.02.01.019).

ЛИТЕРАТУРА

1. Brenzinger K.-H. et al. //Z. Phys. 1997 A358 P.107
2. Shchagin A.V., Khizhnyak N.A. //NIM 1996 V. B119 P.115
3. Blazhevich S.V. et al. //Phys. Lett. 1994 V.A195 P.210
4. Adejishvili D.I., Gavrikov V.B., Romanov V.A. //NIM 1999 V. B152 P.406
5. Akimoto T. et al. //NIM 2001 V. A459 P.78

# МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОЛСТЫХ КРИСТАЛЛАХ ВОЛЬФРАМА

В.А.Долгих<sup>1</sup>, В.И.Ефремов<sup>1</sup>, Ю.Л.Пивоваров<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Томский Политехнический Университет, Томск, Россия

<sup>2</sup>ГНУ «НИИ ЯФ при Томском Политехническом Университете»,  
Томск, Россия

В /1/ измерены ориентационные зависимости выхода жесткого гамма-излучения электронов с энергией 500 МэВ в кристалле вольфрама толщиной 1.7 мм (излучение при каналировании - ИК). В кристаллах на процесс излучения при каналировании (ИК) важную роль оказывает многократное рассеяние, существенно отличающееся от многократного рассеяния в аморфной мишени. Для исследования влияния многократного рассеяния на ИК в настоящей работе модель бинарных столкновений /2/ применена для расчета спектров и ориентационной зависимости выхода жесткого гамма-излучения в кристаллах вольфрама различной толщины, в том числе для условий эксперимента /1/.

Обсуждается также влияние многократного рассеяния на характеристики параметрического рентгеновского излучения, а также чувствительность спектра медленных позитронов, генерируемых в тонкой аморфной мишени первичным спектром ИК к ориентации кристалла, в котором генерируется ИК, по схеме /3/.

Работа частично поддержана грантом МНТЦ № 2140.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Адищев Ю.Н., Внуков И.Е., Забаев В.Н., Калинин Б.А., Киряков А.А., Кунашенко Ю.П., Пивоваров Ю.Л., Потылицын А.П., Пивоваров Ю.Л. // Ядерная Физика, 2001, Т.64, №5, с. 1.
2. Dolgikh V.A., Vyatkin E.G., Vorobiev S.A.// Nuclear Physics B, 1990, V.338, P. 1
3. Dolgikh V.A., Kunashenko Yu.P., Pivovarov Yu.L.// Nuclear Instruments and Methods in Physics Research , 2003, V. B 201, P.253.

# О ВЛИЯНИИ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЙЯНИЯ НА СВОЙСТВА ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Н.Н.Насонов, В.А.Насонова, А.В.Носков

Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия

Характеристики параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) описываются обычно либо без учета многократного рассеяния, либо с учетом последнего в рамках простейшей модели усреднения по пучку прямолинейных траекторий излучающих частиц. При этом теряется вклад дифрагированного тормозного излучения в выход ПРИ. Между тем, такой вклад привлекается в последнее время для объяснения экспериментальных данных. Корректное описание обсуждаемого эффекта возможно только на основе теории, учитывающей искажение траектории излучающей частицы на длине формирования фотона. Такой подход использовался ранее Барышевским с соавторами для обоснования возможности учета влияния многократного рассеяния перенормировкой параметра обычной теории ПРИ, описывающего ширину углового распределения излучения. И использованные разложения не позволили исследовать наиболее интересный случай толстой мишени, однако была отмечена возможность наблюдения в определенных условиях значительного вклада со стороны дифрагированного тормозного излучения. С другой стороны, результаты многочисленных экспериментов хорошо описываются теорией ПРИ, не учитывающей вклада тормозного излучения. Более того, в ряде работ специально экспериментально исследовался вопрос о вкладе в выход ПРИ дифракции свободных (тормозных) фотонов и псевдофотонов кулоновского поля частицы, при этом утверждалось о незначительном вкладе процесса дифракции тормозного излучения. Для разрешения указанного противоречия в настоящей работе проводится теоретический анализ ПРИ в толстой мишени в рамках наиболее общей модели, учитывающей как динамические эффекты, так и многократное рассеяние. Исследовались ориентационная зависимость выхода жестко коллимированного излучения и интенсивность неколлимированного излучения релятивистских электронов. На основе сравнения результатов, полученных в рамках моделей прямолинейного движения, пучка прямолинейных траекторий и пучка реальных траекторий излучающей частицы в мишени, выяснялось соотношение между вкладами от дифракции реальных и виртуальных фотонов в выход наблюдаемого излучения.



## ДИФРАГИРОВАННОЕ РЕЗОНАНСНОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

П.Н.Жукова, В.В.Красильников, Н.Н.Насонов

Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия

Процессы излучения релятивистских электронов в периодических средах являются основой для разработки эффективных источников рентгеновского излучения с перестраиваемыми параметрами, использующих недорогие ускорители электронов сравнительно небольшой энергии. Среди наиболее перспективных механизмов излучения релятивистской частицы в периодической среде следует выделить резонансное переходное и параметрическое излучение, которые весьма интенсивно исследуются в настоящее время теоретически и экспериментально. Важно отметить, что в рамках обычно применяемого подхода к описанию параметрического излучения, основанного на динамической теории дифракции, нельзя описать резонансное переходное излучение. С другой стороны, эйкональное приближение, используемое в теории резонансного переходного излучения, не позволяет рассчитать свойства параметрического излучения. В настоящей работе предлагается модифицированный вариант динамической теории дифракции, позволяющий с единых позиций описать оба указанных механизма излучения. В работе предсказывается новый механизм излучения – дифрагированное резонансное переходное излучение, отличающееся как от параметрического, так и от резонансного переходного излучения. Такое излучение не играет значимой роли при движении быстрой частицы в кристалле, однако его вклад может стать весьма существенным в случае взаимодействия релятивистского электрона с макроскопической периодической слоистой средой. Результаты настоящей работы показывают, что данный механизм излучения может быть наиболее эффективным для генерации мягких рентгеновских квантов. Следует отметить, что термин дифрагированное резонансное переходное излучение уже использовался ранее, однако специально проведенный в настоящей работе анализ показывает, что фактически рассмотренное ранее излучение сводится к параметрическому.

# О ВЛИЯНИИ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЙЯНИЯ НА ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ

Н.Ф. Шульга<sup>1)</sup>, М. Табризи<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Институт теоретической физики Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”, Харьков, Украина

<sup>2)</sup> Харьковский национальный университет, Харьков, Украина

Анализ экспериментальных данных, полученных на ускорителе МАМІ (г. Майнц), по ширинам линий ПРИ «назад» показал, что в ряде случаев ширины этих линий оказывались значительно шире их естественной ширины и что значительное влияние на ширину линии должно оказывать многократное рассеяние частицы в кристалле /1/.

В /2/ была предложена теория ширины линии ПРИ «назад», основанная на методе функционального интегрирования. В этой теории, однако, был учтен только процесс когерентного многократного рассеяния частиц в непрерывном поле цепочек атомов кристалла. В настоящей работе представлены результаты исследования влияния на ширину линии ПРИ «назад» как когерентного, так и некогерентного рассеяния частиц в кристалле.

Предложенный в /2/ метод усреднения спектрально-угловой плотности ПРИ обобщен на случай, когда учитываются оба эти эффекта в многократном рассеянии. Показано, что данная задача во многих отношениях близка к задаче об эффекте Ландау-Померанчука-Мигдала влияния многократного рассеяния на когерентное излучение электронов большой энергии в кристалле и тормозное излучение электронов в аморфной среде. Рассмотрены случаи, когда некогерентное многократное рассеяние вносит определяющий вклад в ширину линии ПРИ «назад».

## ЛИТЕРАТУРА

1. Backe H., Kube G., Lauth W. // In the Book “Elektron-Photon Interaction in Dense Media” (Ed. By H. Wiedemann) Dortrecht: Kluwer, 2001, p. 153.
2. Шульга Н.Ф., Табризи М // Письма ЖЭТФ, 2002, т. 76, с.337.

# О КВАНТОВЫХ ПРОЯВЛЕНИЯХ КЛАССИЧЕСКОЙ СТОХАСТИЧНОСТИ ПРИ АКСИАЛЬНОМ КАНАЛИРОВАНИИ

Ю.А.Болотин, В.А.Черкасский, Н.Ф.Шульга

Институт теоретической физики Национальный научный центр  
«Харьковский физико-технический институт», Харьков, Украина

Число уровней поперечного движения релятивистского электрона в кристалле при каналировании быстро увеличивается с ростом энергии частицы. Задача нахождения таких уровней и соответствующих им волновых функций значительно усложняется, если потенциальная яма, в которой происходит движение частицы, является двумерной (аксиальное каналирование) и имеет сложную форму. Такая ситуация имеет место, например, при каналировании электрона в кристалле кремния вдоль оси  $\langle 110 \rangle$ , когда потенциальная яма имеет два глубоких минимума. Классическое движение частицы в такой потенциальной яме может иметь как регулярный, так и существенно нерегулярный хаотический характер (явление динамического хаоса) [1]. При этом возникает вопрос о том, как будет проявляться в квантовой системе классическая хаотизация движения каналированного электрона. Для проведения такого исследования требуется, прежде всего, развитие эффективного численного метода нахождения собственных значений и собственных функций каналированного электрона в потенциальной яме сложной конфигурации. В настоящей работе для решения такой задачи применен спектральный метод численного решения задачи на собственные значения. Этот метод был разработан ранее для решения уравнений волновой оптики и затем приспособлен для решения уравнения Шредингера [2,3]. Он позволяет с высокой эффективностью находить уровни энергии и стационарные волновые функции в потенциальных ямах сложной конфигурации. Основная идея этого метода состоит в численном моделировании динамики волнового пакета произвольной начальной формы в заданном потенциале и затем нахождении Фурье-образа корреляционной функции мгновенного профиля этого пакета с профилем начального пакета. Фурье-образ такой корреляционной функции содержит острые пики, соответствующие собственным значениям энергии. Метод дает возможность параллельного вычисления большого числа собственных значений и собственных функций. В работе приведены некоторые результаты вычислений, полученные на основе данного метода.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ахиезер А.И., Шульга Н.Ф. и др. // УФН, 1995, т.165, с.1165.
2. Feit M.D., Fleck Jr.J.A., Steiger A. // Journ. of Comput. Phys., 1982, v.47, p.412.
3. Berezovoj V., Bolotin Yu., Cherkaskiy V., // 2003, LANL e-print nlin.CD/0301012.

## СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1.2 ГЭВ В КРИСТАЛЛАХ АЛМАЗА И КРЕМНИЯ

В.Б. Ганенко, А.А. Гриненко, В.И. Трутень, Н.Ф. Шульга  
Национальный Научный Центр «Харьковский физико-технический институт»  
Харьков, Украина

Движение релятивистских электронов в кристалле, при падении их под малым углом к одной из кристаллических осей имеет сложный характер. Поэтому при исследовании движения и излучения частиц в этом случае особое значение приобретает метод численного моделирования. В общей постановке такая задача является довольно сложной, и для ее реализации требуются большие вычислительные ресурсы. Поэтому значительный интерес представляет развитие упрощенных моделей, позволяющих существенно ускорить процесс вычисления, при адекватном описании экспериментальных данных. В работе предлагается одна из таких моделей. Для описания излучения частиц в кристалле в ней используется дипольное приближение. Движение же частиц рассматривается на основе метода, развитого ранее при исследовании прохождения частиц ультравысоких энергий через изогнутый кристалл /1/. Проведено сравнение расчетов с экспериментальными данными, полученными ранее на ускорителе ЛУЭ-2000 для спектров излучения электронов с энергией 1200 МэВ в кристаллах алмаза, толщиной 300 мкм (см. рис.) и 2 мм, и кремния, толщиной 240 мкм и 70 мкм. Результаты расчетов показывают удовлетворительное согласие предложенной теоретической модели с данными эксперимента, а также большую чувствительность характеристик излучения к характеру движения частиц. Максимум на рисунке в области малых  $\omega$  обусловлен периодическим движением электронов в усредненном потенциале атомных плоскостей, максимум при  $\omega \approx 250$  МэВ - периодическими столкновениями электрона с цепочками атомов, образующих кристаллические плоскости.

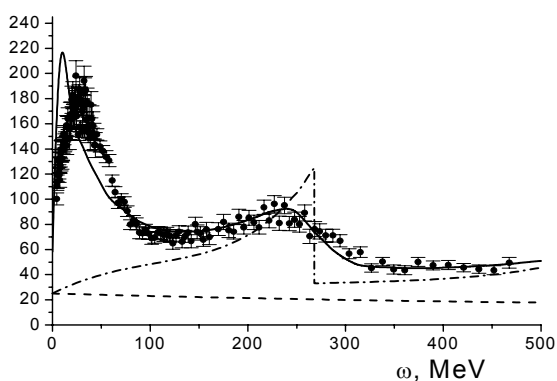


Рис. Спектр излучения электронов с энергией 1200 МэВ, падающих на кристалл алмаза толщиной 300 мкм параллельно плоскости (001) под углом 9 мрад к оси  $\langle 110 \rangle$ . Сплошная линия результаты моделирования, штрих пунктирная - результаты вычисления по борновской теории когерентного излучения, пунктир-спектр Бете-Гайтлера, точки-эксперимент /2/.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Greenenko A.A., Shul'ga N.F. // Nucl. Instr. Meth. 2002. V. B193. P.133.
2. Санин В.М., Ганенко В.Б. // Укр. Физ. Жур. 2001. Т.46, С.936.

# ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ НА НИТЕВИДНЫХ МИШЕНЯХ И НАНОТРУБКАХ

Н.Ф. Шульга, В.В. Сыщенко, В.Г. Сыщенко

Национальный Научный Центр «Харьковский физико-технический институт», Харьков,  
Украина

Белгородский государственный университет, Белгород, Россия

В [1] было рассмотрено переходное излучение (ПИ), возникающее при движении релятивистских заряженных частиц под малым углом  $\psi$  по отношению к тонкой нитевидной диэлектрической мишени (в качестве примера рассматривалась цепочка атомов кристалла). В предлагаемом докладе развитый в [1] метод применен к вычислению спектрально-углового распределения и поляризации ПИ на нитевидных мишенях с различным распределением электронной плотности по толщине нити (и, в частности, на нанотрубках, см. рис. 1), на тонких пластинках, а также на наборах параллельных нитей или пластинок.

Обсуждается возможность использования зависимости спектрально-углового распределения ПИ от геометрии мишени для диагностики наноструктур. Рассмотрена также связь между ПИ на системе цепочек атомов кристалла и параметрическим излучением частиц в кристалле.

## ЛИТЕРАТУРА

Шульга Н.Ф., Сыщенко В.В. // Ядерная физика, 2003. Т. 66, № 2, с. 1.

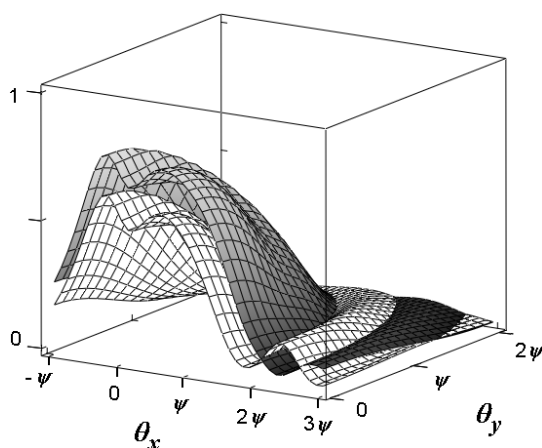


Рис. 1. Угловая зависимость интенсивности ПИ (в относительных единицах) на нанотрубке радиуса  $R$  для  $\psi = 10^{-3}$ ,  $\gamma = 2000$ ,  $R\omega/\gamma = 0.2\psi\gamma$  (верхний график) и  $R\omega/\gamma = 0.3\psi\gamma$  (нижний график). Здесь  $\gamma$  - лоренц-фактор частицы,  $\omega$  - частота излученной волны,  $\theta = 0$  - направление движения частицы.

## ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В СПЛОШНЫХ СРЕДАХ

В. И. Федулов, В. И. Суворов, Ш.А. Аманов

Институт электроники Академии наук республики Узбекистан, г. Ташкент, Узбекистан

Известно, что процесс генерации электромагнитного излучения связан с процессами торможения или ускорения электрона в электрическом поле. Широко известные методы теоретического анализа динамики движения и процессов преобразования потока заряженных частиц основаны на взаимодействии его с однородными электрическими полями в вакууме или в сплошных средах. С их помощью не всегда удается или очень трудно аналитически описать закономерности взаимодействия заряженной частицы с электрическим полем. Численные методы расчета, обладают своими недостатками, например, неустойчивостью решений. Цель работы - аналитические исследования процесса и характеристик излучения потока электронов ( вакуумные или сплошные среды), в тормозящих электрических полях с распределенным потенциалом. Такое поле может формироваться в плоско- параллельных структурах с помощью электродов с постоянным и с распределенными потенциалами. Представлены аналитические выражения для описания траектории движения электрона в структуре. Получены условия возникновения циклических замкнутой траектории и линейных циклических, периодических, колебаний электрона в исследуемом электрическом поле, при полном или частичном поглощении начальной кинетической энергии в ней. Аналитические исследования траекторий движения заряженных частиц позволили определить условия возникновения зоны с отрицательным сопротивлением - " туннельный эффект "- и описать эту зону. Нами описан процесс движения и генерации заряженных частиц в симметричном, относительно осей  $X$  и  $Y$  электрическом поле с распределенным потенциалом. Получены аналитические выражения , связывающие энергию влетающего электрона с точкой влёта и частотой его колебания. Получены аналитические выражения , связывающие величину длины волны излучения со значением точки влёта электрона в тормозящее электрическое поле с распределённым потенциалом. Показано, что спектр излучения имеет сплошной характер. Показана возможность возникновения оптического излучения в сплошных средах, при прохождении заряженных частиц через вещество.

# ОПИСАНИЕ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ В РАМКАХ КОНЦЕПЦИИ МЯГКОГО ПОТЕНЦИАЛА

О.А. Подсвиров

Государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

Концепция «мягкого» кристаллического потенциала, в отличие от общеупотребительной модели жестких атомных потенциалов (или, иначе, модели суперпозиции атомных потенциалов), учитывает перераспределения ионной и электронной плотностей при деформации кристалла, в том числе, под действием акустических волн. В случае металла, в однофононном приближении, такая продольная упругая гармоническая деформация ионной подсистемы приводит к появлению разрывов первого рода на границах зон Бриллюэна в спектре электрон-фононного рассеяния [1]. Возникающая в этом случае самосогласованная деформация электронной плотности, известная как хартриевское экранирование газа свободных электронов, приводит, как известно к логарифмической особенности в таком спектре и, как следствие, к эффекту Кона [2].

Случай неполярного диэлектрика близок к случаю металла, однако здесь нет особенности, связанной с деформацией электронной плотности, т.к. экранирование здесь происходит автоматически за счет увлечения электронов в ковалентных связях вслед за колеблющимся ионным остовом. Случай полярного диэлектрика отличается появлением связанной и распределенной по решетке электронной плотности, наподобие желе, которая при деформации может частично продавливаться сквозь решетку положительных ионов, одновременно экранируя ее. В настоящей работе проведено теоретическое рассмотрение кинематической дифракции электронов на таком диэлектрическом кристалле в модели электронного желе с различной способностью деформирования. Предсказывается появление особенностей, в спектре электрон-фононного рассеяния, в том числе частичное подавление такого рассеяния в первой зоне Бриллюэна.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Подсвиров О.А. //Физика твердого тела, т.39, № 1, с.18, 1997.
2. Займан Дж. Принципы теории твердого тела. М.: Мир, 1974. 470с.

## О ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ НА ПЕРИОДИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОЙ ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА

И.Б. Кошелев, М.И. Рязанов

Московский инженерно-физический институт (государственный университет),  
Москва, Россия

Свойства переходного излучения для различных типов граничащих сред были неоднократно исследованы как теоретически, так и экспериментально /1/. Кроме того, ранее /2, 3/ изучалось влияние на переходное излучение приповерхностного слоя, существующего вблизи границы среды, и формы поверхности. Учет свойств поверхности интересен в связи с возможностью изменений в спектрально-угловом распределении излучения частицы. В недавних экспериментах /4/ изучалось распределение излучения в том случае, когда пучок частиц падает на поверхность, на которую нанесена дифракционная решетка – периодическая система выступов и углублений. В этом случае происходит перестройка излучения: при наблюдении под заданным углом в спектре присутствуют только фиксированные частоты, а если производится измерение излучения на заданной частоте, то детектор обнаруживает его лишь под строго определенными углами. Возникновение подобных квазимонохроматических пиков можно объяснить когерентным взаимодействием собственного поля частицы с периодической системой неоднородностей. Периодичность среды дает возможность частице сбросить «лишний» импульс и приводит вследствие интерференции к появлению излучения под определенными углами (аналогично углу Брэгга-Вульфа при дифракции рентгеновских лучей в кристаллах) и погашению излучения в других направлениях.

Рассматривалась задача о заряде, пересекающем под некоторым углом границу раздела двух сред, которая предполагалась периодической (в частности, рассматривалась одномерная периодичность). При решении использовался метод поляризационных поверхностных токов, позволяющий в рамках макроскопической электродинамики свести задачу к вычислению поля излучения заданного тока. Данным методом найдено поле излучения, связанное с неоднородностью границы и получены условия возникновения максимумов в спектре.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. – М.: Наука, 1987, 488 с.
2. Цытович В.Н. // ЖТФ. 1961. Т. 31. С. 766
3. Тер-Микаелян М.Л., Багян Р.А. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 4. С. 1249
4. O. Haeblerlé et al. // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. № 5. P. 6214



## К ВОПРОСУ ОБ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В ИЗЛУЧЕНИИ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ (II)

В.Ф. Болдышев, М.Г. Шатнев

Харьков, Украина

В работах /1-2/ был предложен новый подход к описанию излучения релятивистских позитронов при каналировании. В отличие от стандартного подхода /3/, где вероятность процесса пропорциональна сумме квадратов амплитуд перехода между фиксированными уровнями поперечной энергии позитронов, движущихся в кристалле, здесь вначале вычисляется сумма амплитуд перехода между состояниями с различной поперечной энергией для соответствующей частоты излучения, а затем находится квадрат модуля этой суммы.

В настоящей работе вычисляются спектрально-угловые характеристики излучения при каналировании релятивистских позитронов в кристалле кремния в соответствии с методикой, изложенной в работах /1-2/ и проводится их сравнение с расчетами, выполненными в работе /3/ и с экспериментальными результатами.

### ЛИТЕРАТУРА

- I. Болдышев В.Ф., Шатнев М.Г. //Тезисы докладов XXXII Международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц кристаллами.  
-М.:Изд-во Моск.ун-та, 2002, с.86
- I. Boldyshev V.F., M.G.Shatnev On the Question of Interference in Radiation Produced by Relativistic Channeled Particles. ArXiv: quant-ph/0210203 v1, 30 Oct 2002; to appear in the Proceedings of the First Feynman Festival, University of Maryland, Maryland, USA, 2002
- II. Жеваго Н.К. // Журн.эксперим. и теорет. физ. 1978. Т.75, С.1389.

# ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТИ СОБЫТИЙ В УСЛОВИЯХ МАЛОЙ СТАТИСТИКИ

Блажевич С. В., Бекназаров М. Н.

Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия

Анализ спектрального состава рентгеновского и гамма излучения источников низкой интенсивности сопряжен с необходимостью определения параметров спектрального распределения в условиях, когда амплитудный анализ затруднен из-за малой статистики набора данных. При этом за время экспозиции в отдельных каналах анализатора практически регистрируются одиночные события, а в остальных каналах события отсутствуют вообще. В данной работе рассмотрены некоторые случаи, когда такой анализ может быть успешно проведен.

## ИСТОЧНИК РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ КОНТРАСТНОЙ МЕДИЦИНСКОЙ ДИАГНОСТИКИ

С.В.Блажевич, М.Н. Бекназаров

Белгородский государственный университет, 308007 Белгород, Россия

Технология визуализации кровеносных сосудов человека в медицинской диагностике является актуальной областью приложения новых физических методов исследования. В данной работе исследуется возможность использования характеристического излучения в контрастной рентгеновской ангиографии. Для различных вариантов контрастного вещества, используемых в рентгеновской диагностике, определены материалы анода рентгеновского источника. Рассматриваются варианты технической реализации источника.

## Анкета участника.

1. Фамилия, имя, отчество - Вуколов Артем Владимирович.
2. Место работы :
  - 2.1. Полное официальное название подразделения –  
Томский Политехнический Университет кафедра Прикладной  
Физики №12.
  - 2.2. Должность, название кафедры, лаборатории –  
Аспирант кафедры “Прикладная Физика” №12.
3. Служебный адрес – 634034, Томск-34, пр.Ленина-30, ТПУ, ФТФ
  - 3.4. Телефон – (3822) 41-89-06
  - 3.5. Fax - (3822) 41 – 89 - 01
  - 3.6. E-mail - [Vukolov@interact.phtd.tpu.edu.ru](mailto:Vukolov@interact.phtd.tpu.edu.ru)
4. Домашний адрес – 634034, г.Северск, ул.Октябрьская 9<sup>а1</sup>, телефон -  
(822)77-62-47.
5. Желательная форма доклада – стендовый.

# ОПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СМИТА-ПАРСЕЛЛА, ГЕНЕРИРУЕМОЕ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 75 КЭВ.

Ю.Н.Адищев, А.В.Вуколов, А.П.Потылицын.

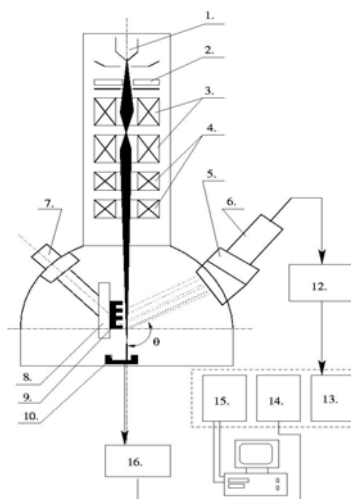
Томский Политехнический Университет, г.Томск, Россия.  
Г.Кубе

Институт ядерной физики, Университет Иоганна Гутенберга, г.Майнц, Германия

Излучение Смита-Парселла генерируется пучком заряженных частиц если траектория частиц расположена на расстоянии  $h \sim \gamma \lambda$  ( $\gamma$  - Лоренц фактор,  $\lambda$  - длина волны) от оптической решетки. Этот механизм излучения был предсказан Франком в 1942г. /1/ и впервые обнаружен в видимом спектральном диапазоне Смитом и Парселлом /2/. Длину волны излучения, полученного при прохождении электронов вблизи решетки, можно определить по формуле:  $\lambda = d(1/\beta - \cos\Theta)/|n|$ , (1)

$d$  - период решетки,  $\Theta$  - угол эмиссии, измеренный от поверхности решетки,  $|n|$  - порядок дифракции,  $\beta$  - скорость электронов в единицах скорости света.

В данной работе описывается созданная экспериментальная установка для получения и исследования излучения Смита-Парселла в оптическом диапазоне длин волн на электронном микроскопе ЭММА-2. Схема установки показана на рис.1. Электронный микроскоп генерирует цилиндрический пучок электронов энергией 25-100 кэВ, ток пучка 93,7 мкА, диаметр пучка в фокусе  $15 \pm 1$  мкм. На рисунке



изображены элементы установки: 1-катод, 2-анод, 3-конденсоры, 4-система перемещения, 5-монохроматор УМ-2, 6-ФЭУ-84-3, 7-микровинт, 8- крепеж решетки, 9-решетка, 10-цилиндр Фарадея, 12-БУС2-97, 13-счетчик, 14- АЦП-712, 15- контроллер КК-12, 16-усилитель. В эксперименте с помощью оптического монохроматора измерялся спектр излучения в диапазоне 500÷760 нм. Мы измерили яркий пик на длине волны 745,5 нм с шириной  $\Delta\lambda/\lambda \approx 0,15\%$ . Сравнение полученных экспериментальных результатов с расчетами по формуле (1) показывают хорошее согласие между ними для порядка дифракции  $|n|=3$ . В отличие от эксперимента /2/ в наших измерениях мы полностью исключили возможность взаимодействия пучка с решеткой, поскольку прицельный параметр был равен 12 мкм.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Frank I.M. // Izv. Akad. Nauk Ser. Fiz. 1942, № 6, p.3.
2. Smith S.J., Purcell E.M. // Phys. Rev. 1953, v. 92, p.1069.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПЫЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ Cu(111) И Ni(111) ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ПУЧКОВ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ И КЛАСТЕРОВ

Е.Е.Журкин, А.С.Колесников, В.Ф.Космач

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

В данной работе с помощью методов численного моделирования исследовалось самораспыление поверхности граней (111) Cu и Ni при бомбардировке атомарными ионами и кластерами  $Cu_N$  и  $Ni_N$  ( $1 \leq N \leq 55$ ), при одинаковой энергии на один налетающий атом  $E/N=500\text{эВ/атом}$ . Моделирование выполнено с помощью метода классической молекулярной динамики /1/ с использованием многочастичного потенциала межатомного взаимодействия, базирующегося на приближении второго момента модели сильной связи /2/. Данный потенциал позволяет описывать широкий спектр свойств ряда металлов и сплавов /3,4/. Короткодействующая часть потенциала скорректирована для адекватного учета близких соударений высокоэнергетичных атомов.

В результате проведенного моделирования показано, что при бомбардировке кластерами, содержащими более 10 атомов, наблюдается ряд характерных нелинейных эффектов при распылении (таких как неаддитивное возрастание коэффициента распыления, поздняя эмиссия, изменение характера энерго-угловых спектров эмиссии вторичных частиц). Данные эффекты обусловлены возникновением плотного каскада атомных соударений и пост-каскадного “теплового пика” в облучаемом материале.

В работе также обсуждается влияние процессов электронного торможения и электрон-фононного взаимодействия на особенности развития столкновительного каскада и характер вторичной эмиссии. Показано, что несмотря на близкие атомные номера меди и никеля, влияние электронной подсистемы на вторичную эмиссию оказывается более существенным у никеля.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Zhurkin E.E., Kolesnikov A.S.// Nuclear Instrum. and Meth. in Phys. Res.B. 2002 V.193 (1-4) P.822.
2. Cleri F., Rosato V.//Phys.Rev.B. 1993. V.48. N 1. P.22.
3. Gao F., Bacon D., Ackland G.// Phil. Mag. 1993 V. A67. N 2. P.275.
4. Hou M., -Y.Pan Z. // Nuclear Instrum. and Meth. in Phys. Res. B. 1995. V.102 P.93.

# ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ БЫСТРЫХ ИОНОВ, ОТРАЖЕННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ПРИ СКОЛЬЗЯЩЕМ ПАДЕНИИ

Н.В. Новиков, Я.А. Теплова, Ю.А. Файнберг

НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Целью этой работы является теоретический анализ энергетических и угловых распределений отраженных металлической поверхностью ионов и сравнение полученных распределений с экспериментальными данными /1,2/.

Теоретическая модель, основанная на методе Монте Карло, предполагает, что движущийся в среде ион последовательно сталкивается с атомами вещества. Вероятность свободного пробега между столкновениями распределена по экспоненциальному закону и зависит от полного сечения взаимодействия, которое вычисляется из экспериментальной тормозной способности данного вещества. Для среды, содержащей смесь различных атомов, торможение определяется суммой замедляющих способностей на атомах каждого сорта с учетом их содержания в смеси. Модель предполагает, что между столкновениями ион движется без взаимодействия со средой, а все потери энергии приближенно учитываются в момент столкновения. Взаимодействие иона с атомом среды приводит к нескольким неупругим процессам как с сохранением заряда налетающего иона (возбуждение и ионизация атома мишени), так и с изменением этого заряда (перезарядка или ионизация налетающего иона). Поскольку потери энергии в одном столкновении  $\delta E$  малы по сравнению с энергией налетающего иона  $E_0$  ( $\delta E \ll E_0$ ), то число столкновений становится большим. В данной модели считается, что средние потери энергии в одном столкновении  $\langle \delta E \rangle$  не зависят от заряда и скорости иона и приближенно равняются потенциалу ионизации атома среды. Наши расчеты для протонов показали, что энергетическое распределение отраженных ионов слабо зависит от выбора параметра  $\langle \delta E \rangle$ , что объясняется большим числом столкновений.

Результаты расчетов для ионов с энергией 300 и 500 КэВ находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Теплова Я.А., Файнберг Ю.А., Куликаускас В.С.// Поверхность, 1997, N3, с.72
2. Файнберг Ю.А., Теплова Я.А., Куликаускас В.С.// Поверхность, 2002, N4, с.43

# К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Р.Р. Рахимов, С.Гаипов

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

Известно, что в диэлектриках закономерности и механизмы ионно- электронной эмиссии определяются соотношением энергии ионизации атома бомбардирующего иона ( $eV_i$ ) и ширины запрещенной зоны ( $\Delta E$ ). При  $eV_i > 2\Delta E$  возможна потенциальная электронная эмиссия, а в случае  $eV_i \leq 2\Delta E$  эмиссия может протекать за счет совместного действия потенциальной и кинетической энергии иона [1,2]. При энергиях в несколько сот эВ и кэВ эмиссия носит кинетический характер и она по интенсивности значительно превышает вышеуказанные виды эмиссии. В настоящей работе, на основе изучения энергетических спектров (ЭС) электронов, эмитированных при бомбардировке щелочно – галоидных кристаллов ионами и атомами Ag и Kг, предлагается модель кинетической электронной эмиссии диэлектриков. Используемая методика позволяла раздельное изучение ЭС электронов и распыленных отрицательных ионов. Для данной бомбардирующей частицы обнаружено обогащение ЭС более быстрыми электронами при переходе к кристаллу с большей шириной запрещенной зоны. При этом максимальная энергия эмитируемых электронов может достигать предельной величины, равной  $\Delta E + \delta + \chi$ , где  $\delta$  -ширина валентной зоны и  $\chi$  -электронное сродства кристалла. Из-за отсутствия электронов в зоне проводимости кинетическую электронную эмиссию с диэлектрика невозможно объяснить только в рамках механизма [3]. При энергиях в несколько кэВ обогащение ЭС быстрыми электронами связано механизмом ионизации при столкновении тяжелых атомов и ионов [4]. При этом возможно возбуждение по меньшей мере двух электронов, которые могут перебрасывается из валентной зоны в зону проводимости диэлектрика. Далее процесс может протекать по механизму [3], при котором один из электронов возвращается в валентную зону, а другой будет эмитирован в вакуум получив энергию выделяемой при Оже- рекомбинации первого электрона с «дыркой» образовавшейся в результате ионизации атома диэлектрика.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кондрашев А.И., Петров Н.Н.// Труды ЛПИ им. Калинина .1970, № 30, с.110.
2. Рахимов Р.Р., Гаипов С. // Изв. АН СССР, сер.Физическая, 1979,т..43,№9,с .1894.
3. Парилис Э.С., Кишиневский Л.М. // ФТТ, 1961,Т.3, с.1219.
4. Фирсов О.Б. // ЖЭТФ, 1959,т.36, с. 1517.

# ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭМИССИИ ОЖЕ-ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ ТУГОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ ПУЧКАМИ ИОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ

А.А. Алиев, З. Шалимов

Институт электроники АН РУз, Ташкент, Узбекистан

Проводилось исследование изменения интенсивностей оже-пиков атомов тугоплавких металлов (W, Mo) и их примесей в зависимости от энергии и угла падения пучка ионов ( $Ar^+$ ,  $He^+$ ) и электронов в области начальной энергии 5-10 кэВ. Такое исследование проводилось также в зависимости от азимутального угла поворота монокристалла при различных фиксированных углах падения пучка ионов и электронов на грань кристалла. Показано, что когда направление пучка электронов совпадает с низкоиндексными направлениями ( $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$ ,  $\langle 111 \rangle$ ) монокристалла, интенсивность оже-пиков атома последнего резко возрастает. Явление возрастания интенсивностей оже-пиков атомов монокристалла в указанных ориентациях в зависимости от направления пучка электронов нами объяснялось эффективным поглощением электронов пучка монокристаллом, которое, в свою очередь, эффективно возбуждает эмиссию оже-электронов от атомов кристалла. При указанных условиях геометрии эксперимента нами также обнаружено явление увеличения интенсивностей оже-пиков ряда атомов примесей монокристалла, например, для молибдена – оже-пики примесей S и O. Выяснено, что обнаруженное явление обусловлено упорядоченным расположением атомов указанных примесей в элементарной ячейке монокристаллов в виде октаэдрических позиций с координатами  $1/2$ ,  $1/2$  и  $1/2$ . По химическим сдвигам оже-пиков атомов молибдена LVV, наблюдаемым при нагреве, установлено, что атомы молибдена могут вступать в химическое соединение с кислородом в виде  $MoO$ ,  $MoO_2$ ,  $MoO_3$  и определены величины их сдвигов. Аналогичное исследование проводилось при бомбардировке различных граней указанных выше монокристаллов пучками ионов ( $Ar^+$ ,  $He^+$ ). Показано, что в этом случае совпадение направления пучка ионов с низкоиндексными направлениями кристалла при параллельности к плоскостям последнего приводит к уменьшению интенсивности оже-пиков атомов монокристалла. Это явление мы связываем с проявлением эффектов осевого и плоскостного каналирования ионов монокристалла, которое приводит к увеличению глубины проникновения их в кристалл. Последнее приводит к росту вероятности столкновения ионов с атомами глубинных слоев.



# ОЦЕНКИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ И ОБРАЗОВАНИЯ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ ПРИ ПРОЛЕТЕ АТОМНЫХ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ПЛЕНКУ

Г.М. Филиппов

Чувашский государственный педагогический университет, г. Чебоксары, Россия.

Сравнительно медленно спадающие при увеличении энергии «хвосты» кривых распределений вторичных электронов по энергиям на выходе из пленки фиксировались в различных лабораториях. Объяснение существования электронов, имеющих скорость, более чем вдвое превышающую скорость иона, сталкивается с трудностями (см., например, /1/). Интенсивность в «хвостах» уменьшается экспоненциально при увеличении энергии, причем в большинстве случаев удается наблюдать их более быстрый спад до нуля при дальнейшем увеличении энергии. Аналогичное поведение в зависимости от энергии обнаруживает распределение электронов, получаемое теоретически из выражения для матрицы плотности атома, движущегося в объеме твердотельной мишени. При некоторых достаточно общих предположениях представление этой матрицы в виде разложения фон Неймана по «чистым» состояниям приводит к выводу о сильной пространственной локализации электронов, входящих в состав атома или иона. При выходе в вакуум образовавшийся в твердом теле локализованный волновой пакет расплывается и обуславливает присутствие в выходящем пучке фракции электронов повышенной энергии. Далее в работе анализируются подходы к объяснению свойств ридберговских состояний (РС) атомов и ионов, проходящих через твердотельные пленки. Трудности объяснения обусловлены рядом обстоятельств, в частности, тем, что РС обладают большими пространственными размерами и по этой причине трудно представить их сколько-нибудь длительное существование в движущемся атоме внутри пленки. Кроме того, ввиду экранировки заряда ядра атома или атомного остова как внутри пленки, так и в вакууме вблизи поверхности, захват электрона в РС с размером, значительно превышающим радиус экранировки, оказывается невозможным ввиду отсутствия в экранированном поле таких состояний. Расчет матрицы плотности атома, движущегося в объеме твердого тела, позволяет понять, каким образом может реализоваться РС внутри пленки, несмотря на его значительные пространственные размеры. В работе показывается, что вероятности образования РС подчиняются закономерности  $w_n \sim n^{-3}$ , в согласии с экспериментальными данными, полученными в различных лабораториях.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бараджиола Р.А.// В сб. Взаимодействие заряженных частиц с твердым телом.-- М.: Высшая школа, 1994, с. 467.

# О ВОЛНАХ ДЕФОРМАЦИЙ ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ ПОД ОБЛУЧЕНИЕМ

Л.К.Израилева, Э.Н.Руманов

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН  
Черноголовка, Московская область, Россия

От облучаемой поверхности образца и от границы облученного слоя распространяются волны деформаций, связанные, в том числе, и с нагревом из-за облучения. В том случае, когда при облучении в части образца происходит фазовый переход, или идет химическая реакция, на границе двух фаз будут возбуждаться дополнительные волны деформации. При этом может меняться кинетика процесса в тех областях, куда фронт реакции еще не дошел. Кроме того, при выходе волны на не облучаемую поверхность, по смещению этой поверхности можно получить информацию о проходящем внутри переходе (например, регистрируя смещение интерференционным методом или методом мессбауэровского рассеяния). В данной работе теоретически рассмотрено возбуждение волн деформаций от узкой зоны реакции, движущейся со скоростью  $v$  внутрь образца: Использована модель, предложенная в [1] для тонкого монокристалла. Вычислено ; смещение  $U(t)$  необлученной поверхности по нормали к ней от всех волн, пришедших и от облученного слоя, и от области перехода. Амплитуда смещения  $U_m$  имеет вид:

$$U_m \propto (1+v) (1-v)^{-1} \alpha T_m s \chi v^{-2}$$

где  $\alpha$  ~ линейный коэффициент расширения,  $v$  ~ коэффициент Пуассона,  $T_m$  -максимальная температура в зоне перехода,  $s$  - продольная скорость звука,  $\chi$  -теплопроводность.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Израилева Л.К. // Матер. XVIII Всесоюзного совещания по физике

взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М.: Изд-во Моск. Ун-та, 1989, с.24.

# СТРУКТУРА СЛОЕВ GaAs, ОБЛУЧЕННЫХ ИОНАМИ МАРГАНЦА

Ю.А. Данилов<sup>1</sup>, Ю.Н. Дроздов<sup>2</sup>, Е.А. Питиримова<sup>1</sup>, А.Ф. Хохлов<sup>1</sup>, М. Behar<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, г. Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, 603950, г. Нижний Новгород, Россия

<sup>3</sup>Instituto de Fisica – UFRGS, 91501-970 Porto Alegre, Brazil

Известно [1], что в GaAs после имплантации больших доз ионов марганца и последующего отжига формируются субмикронные ферромагнитные кластеры с температурой Кюри выше комнатной. В настоящей работе структура слоев GaAs, облученных ионами  $^{55}\text{Mn}^+$  с энергией 50 или 200 кэВ, была изучена методами дифракции быстрых (50 кэВ) электронов на отражение (ДБЭ), резерфордского обратного рассеяния/каналирования (РОРК) ионов  $\text{He}^+$  с энергией 0.6 – 1.0 МэВ и рентгеновской дифракции (РД). В качестве исходного материала использован полуизолирующий GaAs (100). Дозы ионов марганца варьировались от  $1 \times 10^{13}$  до  $5 \times 10^{16}$   $\text{см}^{-2}$ . Формирование сплошного аморфного слоя зафиксировано при дозах  $1 \times 10^{14}$   $\text{см}^{-2}$  и  $1 \times 10^{15}$   $\text{см}^{-2}$  при энергиях ионов  $\text{Mn}^+$ , равных, соответственно, 50 и 200 кэВ. Дальнейшее увеличение дозы ионов до  $5 \times 10^{16}$   $\text{см}^{-2}$  приводит к расширению аморфного слоя до глубины  $\sim (3-4) \times R_{\text{dm}}$ , где  $R_{\text{dm}}$  – глубина залегания максимума распределения дефектов, рассчитанного методом TRIM. Аморфная фаза сохраняется вплоть до температуры отжига ( $T_a$ ) 400°C. Арсенид галлия, отожженный при 500°C, имеет дифракцию, соответствующую смеси аморфной и кристаллической фаз. Аморфная фаза отсутствует на электронограммах образца, отожженного при 600°C. Существенные изменения происходят при температурах отжига  $T_a \geq 700^\circ\text{C}$ : образуется мелкодисперсный поликристалл ( $T_a = 700^\circ\text{C}$ ), который трансформируется в текстурированный поликристалл ( $T_a = 800^\circ\text{C}$ ). Спектры РД также выявили изменение характера напряжений в имплантированном слое от сжатия ( $T_a < 700^\circ\text{C}$ ) к растяжению ( $T_a \geq 700^\circ\text{C}$ ). Основной пик имеет диффузное уширение, которое увеличивается с ростом  $T_a$ . Особенности структурных изменений при отжиге имплантированных ионами  $\text{Mn}^+$  слоев GaAs (в частности, появление поликристаллической фазы в приповерхностных областях) могут быть связаны с распадом пересыщенного твердого раствора марганца и формированием преципитатов (кластеров) при температуре отжига более  $\sim 700^\circ\text{C}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ando K., Chiba A., Tanoue H., Kirino F., Tanaka M. // IEEE Trans. Magn. 1999. V. 35. P. 3463.

# ИОННО-ИМПЛАНТАЦИОННАЯ ИЗОЛЯЦИЯ $\delta$ -СЛОЕВ GaAs, ВЫРАЩЕННЫХ МОС-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИЕЙ

В.К.Васильев, Ю.В.Васильева, Ю.А.Данилов, Б.Н.Звонков

НИФТИ при ННГУ им.Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

Дельта-легирование полупроводников, заключающееся в пространственном ограничении легирующей примеси в виде двумерного включения в эпитаксиальную структуру, является перспективным методом совершенствования параметров приборов микро- и оптоэлектроники. В данной работе исследованы электрические свойства GaAs структур с  $\delta$ -слоями, легированными углеродом при МОС-гидридной эпитаксии, и их изменение при облучении легкими ионами. Целью было исследование возможности ионно-имплантационной изоляции подобных структур, в том числе, с высококонцентрационными  $\delta$ -слоями. Эпитаксиальные слои выращивались на подложках полуизолирующего GaAs с ориентацией (100). Сначала на подложке выращивался нелегированный слой GaAs толщиной  $\sim 0.15$  мкм, потом  $\delta$ -легированный слой и покровный слой нелегированного GaAs толщиной  $\sim 0.15$  мкм. Электрические свойства исследованы методом эффекта Холла при комнатной температуре и 77К. Слоевая концентрация дырок управляется количеством углерода, введенного в  $\delta$ -слой при прерывании процесса роста, и может изменяться в пределах от  $7 \times 10^{11}$  до  $1,6 \times 10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Исследовано поведение поверхностного сопротивления ( $R_s$ ) структур с  $\delta$ -слоями при облучении ионами He<sup>+</sup>. Энергия ионов (80 кэВ) выбрана таким образом, чтобы максимум распределения дефектов, рассчитанного методом TRIM, располагался в подложке (0,39 мкм от поверхности образца). Зависимости  $R_s$  от дозы ионов описываются кривой, имеющей четыре характерных участка. При низких дозах наблюдается участок (I) плавного увеличения сопротивления, который сменяется участком (II) резкого роста  $R_s$ . В двойном логарифмическом масштабе наклон этого участка одинаков для всех исследованных образцов. Показано, что доза ионов, необходимая для изоляции структур, увеличивается с ростом исходной поверхностной концентрации дырок в  $\delta$ -слоях. Участок III - это плато на уровне значения  $R_s \sim 10^9$  Ом/□, которое определяется геометрическими и электрическими параметрами полуизолирующей подложки. При увеличении дозы выше  $\sim 3 \times 10^{13}$  см<sup>-2</sup> начинается участок (IV) спада  $R_s$  вследствие прыжковой проводимости в слое, располагающемся вблизи максимума распределения радиационных дефектов. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 03-02-16777.

# ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПЫЛЕНИИ СТЕКЛОУГЛЕРОДА МОЛЕКУЛЯРНЫМИ ИОНАМИ АЗОТА

А.М.Борисов<sup>1</sup>, Ю.С.Виргильев<sup>2</sup>, В.В.Затекин<sup>1</sup>, В.С.Куликаускас<sup>1</sup>,  
Е.С.Машкова<sup>1</sup>, А.С.Немов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики  
Московский Государственный Университет, 119992 Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное унитарное предприятие  
«НИИ ГРАФИТ» 111141 Москва, Россия

Известно, что при ионном облучении поликристаллических графитов в температурном интервале 20-400°С наблюдается переход от аморфной структуры поверхностного слоя, индуцированной ионным облучением при температурах, близких к комнатным, к кристаллической структуре при повышенных температурах. На температурной зависимости коэффициента ионно-электронной эмиссии при этом наблюдаются ступеньки, характерные для кривых отжига радиационных нарушений /1/. Аналогичное ступенчатое возрастание коэффициента ионно-электронной эмиссии и упорядочение кристаллической структуры найдено также для стеклоуглерода СУ-2000, облучаемого молекулярными ионами азота. В настоящей работе проведен сравнительный анализ элементного состава и микроструктуры ионно-индуцированного динамически равновесного поверхностного слоя стеклоуглерода СУ-2000 при температурах ниже и выше ионно-индуцированного структурного перехода при высокодозном ( $\geq 10^{18}$  N/cm<sup>2</sup>) облучении ионами азота N<sub>2</sub><sup>+</sup> энергии 30 кэВ. Растровая электронная микроскопия показала кардинальное различие микроструктур поверхностных слоев. При комнатной температуре наблюдаются глубокие кратеры с размерами 0.2-0.5 мкм в поперечнике и с гладкими стенками, образующими на поверхности острые хребты. При повышенных температурах наблюдается мелкочаеистая губчатая структура, отражающая глобулярно-ячеистую (сотовую) структуру стеклоуглерода с каркасом из беспорядочно переплетенных углеродных лент. Методом резерфордовского обратного рассеяния и быстрых атомов отдачи в работе получены также данные о концентрациях в поверхностном слое СУ-2000 азота, кислорода и водорода. Значения концентраций этих элементов также существенно различаются при температурах ниже и выше ионно-индуцированного структурного перехода.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Борисов А.М., Машкова Е.С., Экштайн В. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2002. Вып. 1-2. С.122-135.

# ИОННО-ИНДУЦИРОВАННЫЕ СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В ВЫСОКООРИЕНТИРОВАННОМ ПИРОГРАФИТЕ

А.М.Борисов<sup>1</sup>, Ю.С.Виргильев<sup>2</sup>, Е.С.Машкова<sup>1</sup>, А.С.Немов<sup>1</sup>

Е.А.Питиримова<sup>3</sup>, А.Ф.Хохлов<sup>3</sup>.

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики  
Московский Государственный Университет, 119992 Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное унитарное предприятие  
«НИИ ГРАФИТ» 111141 Москва, Россия

<sup>3</sup>Физический факультет, Нижегородский Государственный Университет им.  
Н.И.Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

Приводятся результаты исследования модификации высокоориентированного пирографита (HOPG), в котором разориентировка базисных плоскостей в образце не превышает 50', при высокодозном ( $D \geq 10^{18}$  N/cm<sup>2</sup>) облучении ионами N<sub>2</sub><sup>+</sup> энергии 30 кэВ. Анализ структуры поверхностного слоя производился методами электронной дифракции на отражение, атомно-силовой микроскопии (АСМ) и при помощи температурных зависимостей коэффициента  $\gamma$  ионно-электронной эмиссии, которые, как известно, испытывают скачок при структурных фазовых переходах. Анализ топограмм АСМ показывает, что облучение при температурах вблизи комнатной приводит к появлению на поверхности бугорков диаметром 0,15 мкм и высотой ~0,03 мкм. Для необлученных образцов картина электронной дифракции содержит точечные рефлексы, обусловленные базисными плоскостями (002, 004, ...) и соответствует монокристаллу графита с ориентацией оси  $c$ , близкой к нормали образца. Облучение образца при комнатной температуре привело к исчезновению отражений базисными плоскостями и появлению отражений от призматических плоскостей графита в виде дифракционных точек и слабоконтрастных колец, характерных для сильно выраженной кристаллографической текстуры. Такая трансформация дифракционной картины вероятно связана с двойникованием кристаллитов HOPG, вызваемом ионно-индуцированными напряжениями в кристалле и ранее наблюдаемым при ионном облучении монокристаллического графита /1/. При облучении при повышенных температурах на электронограммах наблюдаются два слабоконтрастных диффузных гало, характерных для аморфизированного графита с наличием ближнего порядка в расположении атомов. Ионно-индуцированный переход мониторируется зависимостями  $\gamma$  (Т), имеющими вид, типичный для кривых отжига радиационных нарушений.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bacon D.J., Rao A.S. // Journal of Nuclear Materials 1980. V. 91. P.178

# СОЗДАНИЕ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ НАНОПЛЕНОК МЕТОДОМ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ НА ОСНОВЕ $\text{CaF}_2$

Б.Е.Умирзаков, Д.А.Ташмухамедова, Э.У.Балтаев

Ташкентский государственный технический университет, г.Ташкент, Узбекистан

В последние годы наиболее перспективным методом создания новых материалов микро- и нанoeлектроники является метод ионной имплантации. В случае полупроводников (Si, GaAs, GaP) и диэлектрических пленок ( $\text{CaF}_2$ ,  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{BaF}_2$ ) ионная имплантация в сочетании с отжигом позволяет получить тонкопленочные многокомпонентные гетероэпитаксиальные пленки, пленки с переменным элементным составом (с вариацией ширины запрещенной зоны), диффузионных барьеров и ультратонких контактов. Нами показано, что для этих целей можно использовать низкоэнергетическую ионную имплантацию в сочетании с последующим температурным и лазерным отжигом. Данная работа посвящена изучению изменений происходящих на поверхности  $\text{CaF}_2$  при ионной имплантации и последующем отжиге. Технологические обработки (ионная имплантация, отжиг) и исследования структуры и свойств образцов проводились в одном и том же высоковакуумном экспериментальном приборе ( $P \leq 10^{-6}$  Па). Элементный и химический состав определялся методом оже – электронной спектроскопии (ОЭС). Степень разупорядочения поверхности  $\text{CaF}_2$  при ионной имплантации и его кристаллизация при отжиге, тип и параметры решетки изучались методом дифракции быстрых электронов (ДБЭ) на стандартной установке. Исследования топографии поверхности проводились методом растровой электронной микроскопии (РЭМ) на электронном микроскопе «Самеса». Для исследования были использованы эпитаксиальные пленки  $\text{CaF}_2/\text{Si}$  (111) с толщиной 800-1000 Å. При имплантации ионов на поверхности  $\text{CaF}_2$  сначала (при  $D = 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) появлялись отдельные точечные сильно нарушенные фазы с размерами  $\sim 5 - 10$  нм. С ростом дозы ионов вблизи этих точек появлялись аналогичные кластерные фазы и формировались отдельные кластерные участки (островки). При дозе  $(4 - 6) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  размеры этих участков доходили до 1 – 2 мкм. Дальнейшее увеличение дозы ионов приводит к росту размеров кластерных фаз и при дозе  $D = (2 - 6) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  происходит перекрывание этих фаз.

# МОЛЕКУЛЯРНОЕ РАСПЫЛЕНИЕ МОНОКРИСТАЛЛА LiF ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ПОЛИАТОМНЫМИ ИОНАМИ $SF_n^+$ (n=1-5)

Ш.С. Раджабов, Е.С. Машкова\*, Б.Г. Атабаев, М.К. Курбанов, Р. Джаббарганов  
Институт Электроники им. У.А. Арифова АН РУз, Ташкент, Узбекистан.  
\* НИИЯФ МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

При взаимодействии многоатомных ионов с поверхностью твердого тела коэффициент распыления и радиационные нарушения нелинейно возрастают с ростом числа атомов в бомбардирующей молекуле. Наблюдаемый эффект объясняется на основе высокой плотности энергии, выделяемой при торможении молекулы в твердом теле. Данная проблема актуальна в связи с использованием молекулярной бомбардировки для изучения диэлектрических и органических материалов, имеющих различную молекулярную структуру, методом ВИМС. В настоящей работе исследованы масс-спектры и сравнительные выходы положительных атомарных и молекулярных ионов из монокристалла LiF при бомбардировке положительными ионами аргона и  $SF_1^+$  -  $SF_5^+$  в зависимости от их энергии  $E_0 = 0,1 - 3$  кэВ и температуры мишени ( $20^0 - 400^0C$ ). Найдено, что состав распыленных частиц содержит ионы типа  $Li_n^+$ ,  $F_n^+$ ,  $Li^+$  ( $LiF$ )<sub>n</sub> (n=1-6). Их выходы скачкообразно возрастают с ростом числа атомов F<sup>0</sup> в первичном пучке  $SF_n^+$ . При одинаковой энергии  $E_0$ , ионы  $SF_3^+$  вызывают усиление выхода молекулярных частиц (1,2 – 2,3) раза, а ионы  $SF_5^+$  (1,4 – 3) раза по сравнению с двухатомной  $SF_1^+$ . Показано, что скорость распыления от  $E_0$  первичных ионов сильно возрастает при переходе к тяжелым соединениям. При молекулярной бомбардировке выходы различных комплексных ионов изменяются от (2,5 – 6) раз в области  $E_0 = (0,1-3)$  кэВ. Полученные результаты анализируются: в рамках модели распыления в режиме каскадов высокой плотности; эффективностью передачи энергии при столкновениях между фторидами входящих в бомбардирующую молекулу и мишени, а также с точки зрения образования и распыления топографических структур в процессе пространственного изменения плотности ионного тока при молекулярном облучении.



ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ МИКРОМОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ  
КРЕМНИЯ ПРИ КОМБИНИРОВАННОМ ОБЛУЧЕНИИ  
ИОНАМИ РАЗЛИЧНЫХ МАСС

А.Н. Киселев<sup>1</sup>, В.Л. Левшунова<sup>2</sup>, В.А. Перевощиков<sup>2</sup>, В.Д. Скупов<sup>3</sup>

НИФТИ Нижегородского государственного университета, г. Нижний Новгород, Россия,

e-mail: vap@nifti.unn.ru

1. Нижегородский государственный технический университет (НГТУ);
2. Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ;
3. Научно-исследовательский институт измерительных систем (НИИС).

Методами сканирующей атомно-силовой микроскопии и селективного химического травления в сочетании с химико-динамическим послойным полированием исследовались микроморфология поверхности и изменения микродефектной структуры бездислокационных кристаллов кремния КЭФ-15 (111) после облучения ионами гелия и аргона с  $E=40$  кэВ дозой  $\Phi=10^{15}$  см<sup>-2</sup>. Толщина кристаллов составляла 630 мкм. Измерения проводились как с облученной, так и с обратной стороны образцов. Исследовались кристаллы, облученные  $He^+$  или  $Ar^+$ , а также в последовательности  $He^+ - Ar^+$  и  $Ar^+ - He^+$ .

Эксперименты показали, что ионная бомбардировка увеличивает микрошероховатость поверхности с обеих сторон кристаллов. Причем, наиболее сильные изменения профиля поверхности, проявляющиеся в виде возникновения «конусов» с острыми и плоскими вершинами, наблюдаются на облученной стороне образцов после воздействия ионов в комбинациях  $He^+ - Ar^+$  и  $Ar^+ - He^+$ . После облучения осциллирующим образом трансформируется профиль распределения концентрации микродефектов по глубине кристалла с образованием зон с минимальным и максимальным содержанием дефектов вблизи обеих сторон образцов.

Полученные результаты объясняются в рамках представлений о перестройке структуры и спектра микродефектов под действием неравновесных собственных точечных дефектов и упругих волн, возникающих в зоне торможения ионов. Комбинированное облучение в последовательности  $He^+ - Ar^+$  приводит сначала к накоплению гелия вблизи микродефектов, а затем к «взрыву» скоплений под действием упругих волн во время бомбардировки аргоном и выбросу материала на поверхность с образованием на ней «конусов» с острой вершиной. Аналогичный процесс протекает и при облучении в последовательности  $Ar^+ - He^+$  с тем различием, что гелий накапливается преимущественно в кластерах, создаваемых аргоном и имеющих меньшие размеры, чем микродефекты. В этом случае на поверхности возникают конусы с плоской вершиной.

СЕГРЕГАЦИЯ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ФЕРРИТНО-МАРТЕНСИТНОЙ СТАЛИ  
16X12МВСФБР ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ ИОНАМИ He<sup>+</sup>

Г.В. Лысова, Г.А. Биржевой, Н.П. Соловьев, Н.И. Храмушин  
ФГУП ГНЦ РФ-ФЭИ имени А.И. Лейпунского, Обнинск, Россия

12% - хромистые стали ферритно-мартенситного класса являются перспективными конструкционными материалами быстрых и термоядерных реакторов типа ITER. Механические свойства сталей, их коррозионная стойкость, а также распухание в условиях облучения в значительной степени зависят от распределения примесных элементов вблизи стоков точечных дефектов.

Степень радиационно-индуцированной сегрегации (РИС) легирующих элементов вблизи стоков определяется потоками свободно мигрирующих точечных дефектов. Скорость генерации радиационных дефектов, профили их распределения по области радиационных повреждений и концентрация зависят от энергии ионов.

Данная работа посвящена изучению сегрегации основных элементов стали 16X12МВСФБР вблизи поверхности после облучения ионами He<sup>+</sup> с энергией 30 и 70 кэВ при температуре 450°C флюенсами  $1 \times 10^{20}$  и  $5 \times 10^{20}$  ион/м<sup>2</sup>. Распределение элементов в образцах по глубине определялось методом РФЭС в сочетании с распылением поверхности ионами Ag<sup>+</sup> с энергией 3 кэВ.

После облучения наблюдалось повышение концентрации кремния и хрома и понижение концентрации железа в приповерхностной области, причем величина сегрегации и толщина слоя с измененным составом зависят от дозы, скорости создания смещений и энергии ионов. Сегрегация кремния обусловлена более высокой скоростью миграции податомных атомов Si по междоузельному механизму, причем коэффициент диффузии кремния по междоузельному механизму также выше диффузионной подвижности его атомов по вакансионному механизму. Повышение концентрации хрома в приповерхностной области скорее всего связано с более медленной диффузией атомов Cr по сравнению с Fe по вакансионному механизму. Показано, что для всех элементов степень сегрегации при увеличении энергии ионов и уменьшении скорости создания смещений увеличивается примерно обратно пропорционально концентрации радиационно-индуцированных точечных дефектов в области, где наблюдалось изменение состава сплава. Установлено, что при увеличении флюенса ( $\Phi$ ) облучения в 5 раз степень сегрегации возрастает для всех элементов пропорционально  $\approx \Phi^{0,25}$ .

# ПРИМЕНЕНИЕ ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РАСПЫЛЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ

А. И. Акишин, Л. С. Новиков, В. Н. Черник

НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Исследование распыления поверхности атомами и ионами О с энергией 5-100 эВ представляет интерес при выборе материалов первой стенки термоядерного реактора и наружных поверхностей космических аппаратов для длительного полета в ионосфере. Экспериментальные трудности моделирования поведения материалов при этих энергиях и больших флюенсах потоков связаны с низкой плотностью пучков, достигаемой при электростатическом ускорении и торможении ионов ( $<100 \text{ мкА} \cdot \text{см}^{-2}$ ). Плазменные ускорители благодаря разгону ионов в квазинейтральном потоке плазмы позволяют преодолеть эффект ограничения ионного тока объемным зарядом и повысить его плотность до  $0,1 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ - даже при низких энергиях /1/. В докладе описаны распылительные эксперименты с магнитоплазодинамическим ускорителем с внешним магнитным полем и двойным контрагированием разряда, формирующим поток кислородной плазмы с плотностью ионного тока на мишени до  $0,01 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$  /2/. Средняя энергия ионов кислорода на мишени путем регулирования режимов ускорителя и потенциала смещения на мишени (+30 В) изменялась в пределах 12-100 эВ при ширине энергетического распределения на полувысоте - 6-10 эВ. Анализируются особенности применения плазменного ускорителя кислорода с точки зрения общепринятых требований к условиям распылительного эксперимента: соотношению потока ионов и фонового газа, известному как скорректированный критерий Гюнтершульце- Мура; наличию в пучке только ионов с одинаковыми зарядом, массой и энергией; учету тока вторичных электронов с мишени при контроле флюенса /3/. Использование этого ускорителя иллюстрируется результатами, полученными при распылении нержавеющей стали, а также эрозии ряда углеродных материалов, полимеров и композитов в потоках плазмы  $\text{O}+\text{O}_2$ , Ar и Xe при флюенсах ионов до  $10^{21} \text{ см}^{-2}$  /2,4,5/ в сравнении с известными данными.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин С. Д., Лесков Л. В., Козлов Н. П. Плазменные ускорители. М.: 1983.-231 с.
2. Акишин А. И., Новиков Л. С., Черник В. Н. Новые наукоемкие технологии в технике. т.17. Под ред. Касаева К.С., Новикова Л.С., Панасюка М.И. М.: ЭНЦИТЕХ. 2000. с. 100.
3. Андерсен Х., Бай Х. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой: Физ. Распыление одноэлементных твердых тел. Под ред. Р. Бериша. М.: Мир, 1984. с. 194.
4. Новиков Л. С., Черник В. Н., Бабаевский П. Г. и др. // Перспективные материалы. 2001. №5. с. 20.
5. Акишин А. И., Виргильев Ю.С., Черник В.Н. // Известия РАН, сер. Физическая, т. 66. 2002, №4, с. 605.

## Расчет потоков атомных частиц и излучения в плоскопараллельных мишенях

В.П. Афанасьев, А.А. Барат, А.В. Лубенченко

МЭИ (ТУ), г. Москва, Россия

В работе рассматриваются задачи прохождения атомных частиц и излучения через плоскопараллельные мишени с единых позиций. Решение граничной задачи проводилось на основе метода инвариантного погружения. Для сильно вытянутых упругих индикатрис рассеяния получено линейное интегральное уравнение, которое описывает функцию пропускания частиц плоскопараллельным слоем вещества  $T(\tau, \Omega_0, \Omega)$ , где  $\Omega_0 = \{\theta_0, \varphi_0\}$  – угол влета,  $\Omega = \{\theta, \varphi\}$  – угол наблюдения, в случае фотонов  $\tau$  – оптическая толщина, в случае атомных частиц  $\tau = d/l_{el}$  – безразмерная толщина мишени,  $l_{el}$  – упругая длина. При решении был использован метод перевала. Решение искалось в виде ряда по полиномам Лежандра  $P_l(x)$ :

$$T(\tau, \Omega_0, \Omega) = \frac{e^{-\tau/\cos\theta} - e^{-\tau/\cos\theta_0}}{\cos\theta - \cos\theta_0} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} t_l(\tau) P_l(\cos\gamma), \quad t_l(\tau) = \frac{\lambda_s}{4} \frac{x_l}{1 - \lambda_s (1 - e^{-\tau/\cos\theta_0}) x_l / 2}$$

где  $x_l$  – коэффициенты разложения упругой индикатрисы в ряд по полиномам Лежандра,  $\gamma$  – угол между углами  $\Omega_0$  и  $\Omega$ ,  $\lambda_s$  – альbedo однократного рассеяния для фотонов или для атомных частиц.

В отличие от традиционного малоуглового решения Гаудсмитта-Саундерсена /1/, которое описывает функцию пропускания в узком диапазоне углов вблизи первоначального направления движения частиц, на найденное решение не накладывается никакие ограничения на угол влета частиц в мишень и вылета из неё. Решение справедливо как для очень тонких слоев  $\tau < 1$ , так и для толстых слоев  $\tau \gg 1$ . Полученное решение позволяет описать явление поворота тела яркости (смещение максимума углового распределения частиц в сторону направления нормали к поверхности мишени).

В работе приводится расчет угловых распределении, как фотонов, так и атомных частиц, а так же сравнение с результатами компьютерного моделирования по методу Монте-Карло.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Goudsmit S., Saunderson J.L. // Phys. Rev. 1940. V.57. P.24.; V.58. P.36.

# ПРИНЦИПЫ ИНВАРИАНТНОГО ПОГРУЖЕНИЯ В САМОРАСПЫЛЕНИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

В.В. Манухин

МЭИ (ТУ), г. Москва, Россия

Принципы инвариантного погружения впервые были предложены В. А. Амбарцумяном для решения проблемы отражения света [1], а затем неоднократно применялись различными авторами для решения задач об отражении и прохождении через слои света и частиц. Уравнения, получаемые при использовании принципов инвариантного погружения, не требуют постановки граничных условий, что является основным преимуществом данного подхода. Применительно к проблемам распыления твердых тел это имеет особое значение. В данной работе рассматривалась задача о самораспылении твердых тел. При этом использованы два принципа: 1 - поток выходящих с поверхности полубесконечной мишени атомов инвариантен к добавлению слоя произвольной толщины; 2 - поток атомов, выходящий с обратной стороны слоя, инвариантен к одновременному отнятию слоя произвольной толщины с одной стороны, и добавлению такого же слоя с другой стороны мишени. При бомбардировке одноатомной мишени пучком аналогичных атомов, атомы, распыленные из мишени, нельзя отличить от атомов отраженных этой мишенью. Поэтому здесь рассматриваются функции, описывающие совместные спектры обратно распыленных и отраженных атомов  $S(E_o, \mu_o; E, \mu)$ , и распыленных на прострел и прошедших слой мишени атомов  $T(d, E_o, \mu_o; E, \mu)$ . Для этих функций получены следующие интегральные уравнения, которые с точностью до обозначений соответствуют уравнениям для функций отражения и пропускания частиц и света:

$$S \cdot \left( \frac{\Sigma(E_o)}{\mu_o} + \frac{\Sigma(E)}{\mu} \right) = (\bar{\omega} + \bar{\sigma}) + (\omega + \sigma) \cdot S + S \cdot (\omega + \sigma) + S \cdot (\bar{\omega} + \bar{\sigma}) \cdot S$$

$$T \cdot \left( \frac{\Sigma(E_o)}{\mu_o} - \frac{\Sigma(E)}{\mu} \right) = (\bar{\omega} + \bar{\sigma}) \cdot \left[ e^{-\frac{d\Sigma(E)n}{\mu}} - e^{-\frac{d\Sigma(E_o)n}{\mu_o}} \right] + (\omega + \sigma) \cdot T - T \cdot (\omega + \sigma) +$$

$$+ S \cdot (\omega + \sigma) \cdot e^{-\frac{d\Sigma(E)n}{\mu}} - (\omega + \sigma) \cdot S \cdot e^{-\frac{d\Sigma(E_o)n}{\mu_o}} + S \cdot (\bar{\omega} + \bar{\sigma}) \cdot T - T \cdot (\bar{\omega} + \bar{\sigma}) \cdot S$$

Здесь использована сокращенная форма записи уравнений: произведение двух выделенных символов подразумевает интегрирование по энергиям и углам. Существенное отличие этих уравнений от известных для функций отражения и пропускания атомов состоит в том, что здесь одновременно присутствуют сечение рассеяния  $\omega$  (упругое и неупругое) и сечение выбивания атомов  $\sigma$ . Решение уравнений проводится методами, разработанными для решения уравнений для функций отражения и пропускания.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Амбарцумян // ЖЭТФ. 1943. Т.13. Вып.9-10. С.323.

# Расчет потерь энергии атомных частиц при простреле слоев твердого тела в многоскоростном приближении

А.В. Лубенченко

МЭИ (ГУ), г. Москва, Россия

В работе применен матричный метод для нахождения неупругой функции пропускания  $T_{in}(d, E_0, \Delta)$  /1/, описывающей энергетический спектр потерь атомных частиц прошедших слой  $d$ , здесь  $E_0$  – начальная энергия,  $\Delta$  – потери энергии. В матричной записи уравнения, определяющие функцию пропускания  $T_{in}(d, E_0, \Delta)$  с учетом зависимости неупругих сечений рассеяния от энергии (многоскоростное приближение), представляет собой векторно-матричное линейное дифференциальное уравнение с постоянными матричными коэффициентами. Линейное векторно-матричное уравнение с граничным условием (на верхнюю границу слоя падает моноэнергетический поток атомных частиц) имеет единственное решение:

$$\mathbf{T}(\tau) = \exp\{\tau \mathbf{W}\}^{(0)},$$

где  $\exp\{x\}$  – матричная экспонента,  $\tau = n_0 d \sigma_{in}(E_0)$ ,  $\sigma_{in}(E_0)$  – полное неупругое сечение,  $\mathbf{A}^{(n)}$  – операция выделение  $n$ -го столбца матрицы  $\mathbf{A}$ . Элементы матриц  $\mathbf{T}(\tau)$  и  $\mathbf{W}$  рассчитываются по формулам:

$$T_i(\tau) = T_{in}(\tau, \Delta_i), \quad W_{i,j} = \begin{cases} 0, & \Delta_i < \Delta_j \\ (\omega_{in}(E_0 - \Delta_i, 0) - \sigma_{in}(E_0 - \Delta_i)) / \sigma_{in}(E_0), & \Delta_i = \Delta_j \\ \omega_{in}(E_0 - \Delta_j, \Delta_i - \Delta_j) / \sigma_{in}(E_0), & \Delta_i > \Delta_j \end{cases}$$

где  $\omega_{in}(E, \Delta)$  – неупругое дифференциальное сечение,  $\Delta_i = i E_0 / (N - 1)$ ,  $i = 0, 1, \dots, N - 1$ . Число интервалов  $N$  должно удовлетворять неравенству

$$N > \frac{1}{1 - \langle \Delta \rangle / E_0} + 1$$

где  $\langle \Delta \rangle$  – средние потери энергии.

В работе рассчитаны неупругие функции пропускания электронов и легких ионов, прошедших различные слои твердого тела.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д. Собрание трудов. Т.1. М: Наука, 1969, с. 482.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕОСАЖДЕНИЯ ВЕЩЕСТВА, РАСПЫЛЯЕМОГО С РЕЛЬЕФНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

О.Г. Бонк, В.И. Кристя

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

Распыление в плазме тлеющего разряда является одним из эффективных способов создания рельефа на поверхности твердого тела. Мишень, которая является катодом, подвергается бомбардировке ионами рабочего газа, ускоряемыми в катодном слое разряда. Распыленные с ее поверхности атомы, в отличие от случая ионного травления в вакууме, сталкиваясь с атомами газа, теряют энергию и изменяют направление движения, в результате чего значительная доля распыленного вещества осаждается на распыляемой поверхности. Переосаждение распыленного вещества на мишень может оказывать существенное влияние на формирование поверхностного рельефа, однако моделирование его эволюции проводилось ранее /1, 2/ без учета этого фактора. При достаточно высоком давлении газа основная часть распыленных атомов переходит в диффузионный режим движения вблизи мишени, поэтому для описания их переноса в разрядном объеме может быть использована диффузионная модель /3/. В данной работе проведено моделирование распыления мишени с поверхностным рельефом, образованным совокупностью параллельных прямоугольных канавок, с учетом переосаждения распыленного вещества. Показано, что при определенных условиях на выступах рельефа обратный поток распыленных атомов может превосходить прямой и с течением времени их высота увеличивается. Следовательно, переосаждение распыленного вещества может оказывать существенное влияние на эволюцию рельефа мишени в тлеющем разряде и его следует принимать во внимание при моделировании этого процесса.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ulacia F.J., McVittie J.P. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. P. 1484.
2. Беграмбеков Л.Б., Боброва Н.С., Сидоров С.А., Усов В.М. // Изв. РАН. Сер. Физическая. 2000. Т. 64. С. 645.
3. Бонк О.Г., Кристя В.И. // Поверхность. 2001. № 5. С. 40.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ЭВМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ПВА И КВ –  
 ФУНКЦИЙ В МЕТАЛЛАХ ОТ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

А.А.Купчишин, А.И.Купчишин, Ф.Ф.Комаров, Т.А.Шмыгалева

Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби,

г. Алматы, Казахстан

Разработаны основы каскадно-вероятностной модели расчета энергетических спектров первично – выбитых атомов (ПВА), концентрации дефектов, их распределения по глубине облучения и расчета КВ – функций от осколков деления  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$ . Получено общее выражение для каскадно-вероятностной (КВ) функции  $\psi_n(h_0, h_1, E_0)$  для ионов в предположении, что взаимодействие ионов с атомами среды происходит дискретно с пробегом  $\lambda$  на соударение, а потери энергии на ионизацию и возбуждение идут непрерывно в зависимости от глубин генерации  $h^l$ , регистрации  $h$  и первичной энергии частицы  $E_0$ :

$$\psi_n(h', h, E_0) = \frac{1}{n\lambda_0^n} \left( \frac{E_0 - kh'}{E_0 - kh} \right)^{-e} \exp\left(-\frac{h-h'}{\lambda_0}\right) * \left( h'-h + \frac{\ln \frac{E_0 - kh'}{E_0 - kh}}{ak} \right)^n, l=1/\lambda_0 ak.$$

Коэффициенты  $a$  и  $k$  характеризуют потери энергии, которые брались из таблиц

Кумахова – Комарова.

Составлен алгоритм и произведены расчеты на ЭВМ каскадно-вероятностных функций для ряда осколков деления  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$ .

Получено, что КВ-функции имеют всегда четко выраженный максимум в достаточно узком интервале глубин  $h$  и числа взаимодействий  $n$ . Показано, что для нахождения области определения КВФ и создания соответствующего алгоритма необходимо проведение дополнительных исследований.

Получены общие выражения для энергетического спектра ПВА и концентрации каскадных областей в металлах, облученных осколками деления.



# ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА РАСПЫЛЕНИЯ ГРАФИТА ОТ УГЛА ПАДЕНИЯ ИОНОВ АЗОТА

А. И. Толмачев

Средняя школа № 767, Москва, Россия

Зависимость коэффициента распыления графита от угла падения ионов азота на графитовую мишень подробно исследована экспериментально и методами компьютерного моделирования в работе /1/. При теоретическом рассмотрении данной зависимости была принята во внимание близость атомных масс графита и азота, что дало возможность приближенно свести задачу к задаче о самораспылении /2,3/. В работе сформулировано интегральное уравнение для функции распределения по энергиям самораспыленных атомов  $dY(E_0, E, \theta_0)/dE$ , проинтегрированной по всем углам вылета. Энергетическое распределение  $dY/dE$  зависит от энергии бомбардирующих ионов  $E_0$ , энергии распыленных атомов у поверхности мишени  $E$  и угла падения ионов  $\theta_0$ , отсчитываемого от нормали к поверхности мишени. Интегральное уравнение решалось методом последовательных приближений. Решению в  $N$ -ом приближении соответствовал учет частиц, испытавших ровно  $N$  упругих столкновений. Коэффициент распыления  $Y(E_0, U, \theta_0)$  определялся путем интегрирования распределения  $dY/dE$  по всем энергиям, превышающим высоту потенциального барьера  $U$ . Полученная зависимость хорошо согласуется с экспериментальными и компьютерными результатами /1/: с ростом угла падения  $\theta_0$  коэффициент распыления сначала увеличивается и достигает максимума при  $\theta_0 \approx 80^\circ$ , а затем спадает до нуля при угле падения  $\theta_0 = 90^\circ$ . В отличие от теории /4/, справедливой лишь для скользящих углов падения, результаты настоящей работы справедливы во всем диапазоне углов  $\theta_0$ . Данный метод может быть также применен в случае, когда масса ионов существенно отличается от массы атомов мишени.

## Л и т е р а т у р а

1. Borisov A. M., Eckstein W., Mashkova E. S. // Journal of Nuclear Materials, 2002, v. 304, p. 15.
2. Tolmachev A. I. // Nuclear Instruments and Methods, 1993, v. B 83, p. 479.
3. Tolmachev A. I. // Nuclear Instruments and Methods, 1994, v. B 93, p. 415.
4. Kurnaev V. A., Marinyuk V. V., Remizovich V. S., Trifonov N. N. // Nuclear Instruments and Methods, 2000, v. 164-165, p. 848.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛЬЕФА, РАЗВИВАЮЩЕГОСЯ НА ПОВЕРХНОСТИ  
ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ГРАФИТОВ ПРИ ВЫСОКОДОЗНОМ РАСПЫЛЕНИИ  
ИОНАМИ АЗОТА

А.М.Борисов, Е.А.Крылова, В.С.Куликаускас, Е.С.Машкова, А.С.Немов

Научно-исследовательский институт ядерной физики

Московский Государственный Университет, 119992 Москва, Россия

Анализ угловых зависимостей коэффициента распыления графитов при облучении ионами  $\text{Ar}^+$  и  $\text{N}_2^+$  энергии 30 кэВ позволил предположить, что развивающийся в процессе ионной бомбардировки динамически равновесный рельеф зависит от угла падения ионов на мишень. В настоящей работе сделана попытка проследить динамику изменения рельефа поверхности при облучении графитов (марки МПГ-ЛТ и РОСО-АХF-5Q) ионами азота  $\text{N}_2^+$  с энергией 30 кэВ в широком диапазоне углов падения ионов на мишень ( $0-80^\circ$ ) методом лазерной гониофотометрии. Излучение He–Ne лазера направляли на облученные образцы (флюенсы облучения  $\geq 10^{18} \text{см}^{-2}$ ), устанавливаемые в центре цилиндрической фотокамеры. Образцы ориентировались так, что плоскость падения ионного пучка была перпендикулярна к оси фотокамеры, а нормаль к плоскости образца параллельна оптической оси системы. При облучении ионами по нормали к поверхности образца, пространственные распределения отраженного света являются азимутально–симметричными, характерными для индикатрис, определяемых законом Ламберта. Для образцов, облученных ионами при наклонном падении, пространственные распределения становятся несимметричными, максимумы индикатрис зависят от угла падения ионов на мишень. При переходе от наклонного к скользящему падению ( $\theta > 60^\circ$ ) форма пространственных распределений отраженного света изменяется – увеличивается интенсивность рассеяния, полуширина индикатрис резко уменьшается. Согласно данным РЭМ в этой области углов падения происходит переход от конусообразных образований, характерных для нормального и наклонного падения, к столбчатым структурам с коническими вершинами. Данные спектрометрии РОР демонстрируют неравномерное распределение концентрации азота в модифицированных слоях с рельефом в виде наклонных столбчатых структур. Максимальная концентрация азота (20 ат.%) наблюдается, когда направление облучения азотом и зондирующего пучка ионов гелия совпадают, т.е. когда анализу подвергаются торцы столбчатых образований. На верхней поверхности столбчатых образований концентрация азота пренебрежимо мала.

## ИЗУЧЕНИЕ МЕТОДОМ РОР КОМПОЗИЦИОННОГО СОСТАВА

### БЫСТРОЗАТВЕРДЕВШИХ СПЛАВОВ Al-Co

И.И. Ташлыкова-Бушкевич<sup>1</sup>, В.С. Куликаускас<sup>2</sup>, В. Веш<sup>3</sup>, Э. Вендлер<sup>3</sup>,

Р. Грётцшель<sup>4</sup>, В.Г. Шепелевич<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, г. Минск, Беларусь, <sup>2</sup>НИИЯФ МГУ, г. Москва, Россия, <sup>3</sup>университет им. Ф. Шиллера, г. Йена, Германия, <sup>4</sup>научно-исследовательский центр Россендорф, г. Дрезден, Германия, <sup>5</sup>Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

Два сплава Al-xCo один эвтектического состава ( $x=0.5$  ат. %) и второй заэвтектического состава ( $x=4.0$  ат. %) были быстро закалены из расплава со скоростью охлаждения в интервале  $10^6$  К/с -  $10^7$  К/с. Полученные быстрозатвердевшие (БЗ) фольги изучались с помощью метода РОР ускоренных ионов гелия в трех разных лабораториях: первый сплав – в университете им. Ф. Шиллера ( $E=1.4$  МэВ,  $\theta_1=0^\circ$ ,  $\theta_2=12^\circ$ ,  $\theta=168^\circ$ ) и научно-исследовательском центре Россендорф ( $E=1.7$  МэВ,  $\theta_1=0^\circ$ ,  $\theta_2=10^\circ$ ,  $\theta=170^\circ$ ), второй сплав – в НИИЯФ МГУ ( $E=2.0$  МэВ,  $\theta_1=0^\circ$ ,  $\theta_2=20^\circ$ ,  $\theta=160^\circ$ ). Установлено, что кобальт распределен неравномерно в слое толщиной до 0.7 мкм с обеих сторон фольг. На контактирующей с подложкой (КП) и с воздухом (КВ) поверхностях (0.02 мкм) фольг присутствует пик содержания кобальта: 0.9-1.1 ат. % и 2.0 ат. % на КП и 0.9 ат. % и 1.8 ат. % на КВ поверхностях соответственно. Со стороны КП на глубине от 0.05 мкм до 0.7 мкм кобальт распределен равномерно, и его средняя концентрация составляет 0.3 ат. % и 0.9 ат. % в обоих сплавах соответственно. Характер распределения кобальта со стороны КВ в сплавах подобен. В приповерхностном слое (0.05-0.26 мкм) содержание кобальта растет линейно с глубиной, в среднем составляя 0.05 ат. % и 1.6 ат. % соответственно. В следующем слое толщиной до 0.7 мкм концентрация кобальта незначительно повышается с глубиной и составляет в среднем 0.3 ат. % и 2.5 ат. % соответственно. Однако обнаружено принципиальное различие между сплавами: в эвтектическом сплаве у КВ поверхности в среднем в 1.7 раз содержится кобальта меньше, чем у КП поверхности, а в заэвтектическом сплаве – в 2.4 раза больше. Получено, что в обоих сплавах присутствует оксидная пленка алюминия толщиной до 0.06 мкм, а также примесь висмут. В тонкой приповерхностной области (0.02 мкм) КП поверхности фольг первого и второго сплавов содержится 0.01 ат. % и 0.03 ат. % висмута соответственно, а в случае КВ поверхности – 0.004 ат. % и 0.006 ат. % соответственно. С глубиной происходит уменьшение его концентрации. Моделирование глубинного распределения висмута позволило установить, что он содержится в первом сплаве в слое толщиной до 0.3 мкм, а во втором сплаве – до 0.7 мкм.

ОСОБЕННОСТИ И ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ МЕТОДОМ  
МАГНЕТРОННОГО НАПЫЛЕНИЯ ПРОЗРАЧНЫХ, ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩИХ СЛОЕВ  
ИТО И ИХ СВОЙСТВА

С.П.Яковлев<sup>1</sup>, И.П.Сошников<sup>2</sup>, В.В.Кораблёв<sup>1</sup>, И.В.Игнатъев<sup>3</sup>, В.К.Калевич<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет,

<sup>2</sup> ФТИ им.А.Ф.Иоффе РАН

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский Государственный Университет, НИИФизики

Оптоэлектронные приборы (светодиоды и лазеры) с вертикальным выводом излучения света находят широкое применение в различных приложениях. Одно из решений проблемы вывода излучения состоит в применении прозрачных омических контактов, в частности, на основе соединений индий-оловянных оксидов (indium tin oxide - ИТО). Поэтому в настоящей работе исследуются закономерности и особенности формирования методом магнетронного осаждения и свойства контактов ИТО к оптоэлектронным гетероструктурам на основе GaAs.

В работе изучено влияние технологических режимов перепыления магнетронным способом и последующей постростовой обработки структур с ИТО слоями на их оптические и электрофизические свойства (прозрачность, электропроводность). Определены оптимальные режимы формирования слоёв ИТО с максимальной электропроводностью. Установлено взаимное влияние слоёв ИТО и материала подложки на структурные и оптоэлектронные свойства образцов. В частности, показано, что при осаждении слоёв ИТО с толщиной более 0,3 мкм на гетероструктуру на основе GaAs с квантовыми точками в области прилегающей к интерфейсу (границе) наблюдается возникновение структурных напряжений, которые могут приводить к изменению оптических и электрофизических свойств.

Изучены электрофизические свойства контактов ИТО/p-GaAs в зависимости от технологических режимов осаждения и предварительной подготовки поверхности. Показана возможность улучшения параметров контактов введением подслоя оксида никеля, который, по видимому, создаёт барьер для диффузии атомов из ИТО в GaAs. Исследованы режимы отжига подслоя никеля.

Изучены основные закономерности распыления ИТО пленок при облучении ионами  $Ag^+$ . Определены скорости и коэффициенты распыления в зависимости от энергии и плотности потока ионов. Изучены основные закономерности формирования поверхностной морфологии на ИТО при распылении ионной бомбардировкой. Установлено, что обработка ионами  $Ag^+$  позволяет частично снимать структурные напряжения возникающие как в слоях ИТО, так и нижележащей структуре.

# ВЛИЯНИЕ ДЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА АКТИВИРОВАННОГО И ИОННО–ИМПЛАНТИРОВАННОГО Pd-Va

Д.А.Ташмухамедова, Б.Е.Умирзаков, А.К.Ташатов

Ташкентский государственный технический университет, г.Ташкент, Узбекистан

Электривакуумные приборы вплоть до наших дней успешно применяются в различных областях электронной техники. По мере усложнения современной радиоаппаратуры серьезно усиливаются требования к долговечности, надежности и стабильности, входящих в нее электривакуумных элементов. В процессе эксплуатации металлосплавные катоды подвергаются различным внешним воздействиям. Ранее нами установлено, что кривые зависимости максимальных значений коэффициента вторичной электронной эмиссии  $\sigma_m$  от температуры  $T$  и плотности тока как для активированного Pd-Va, так и для ионно-имплантированного Pd-Va проходит через максимум. При этом показано, что эти катоды выдерживают значительные температурные ( $T$  до 700 – 800 К) и токовые ( $j_e=3 - 4 \text{ мА/см}^2$ ,  $j_{O_2} \approx 15 \text{ мкА/см}^{-2}$ ) в течение 10 и более часов. В данной работе изучено влияние длительного ( $f = 100 - 500 \text{ Гц}$ ) высокотемпературного прогрева, электронной и ионной бомбардировки на вторично - эмиссионные свойства Pd-Va, имплантированного ионами бария. Основные измерения проводились для области внешних воздействий, которая соответствует области максимумов  $\sigma_m$  на кривых зависимости  $\sigma_m(T)$ ,  $\sigma_m(j_e)$ ,  $\sigma_m(j_n)$ . Работу выхода образцов определяли по контактной разности потенциалов между исследуемой мишенью и катодом электронной пушки. В случае ионно - имплантированного Pd-Va электронная бомбардировка при  $j_e \leq 2 - 3 \text{ мА}\cdot\text{см}^{-2}$  приводит к некоторому уменьшению  $e\phi$ . По- видимому при невысоких значениях плотности тока электронно–стимулированная диффузия бария к поверхности превышает ее десорбцию, которая немного снижает  $e\phi$ . Дальнейшее увеличение  $j_e$  приводит к интенсивной десорбции Va с поверхностных слоев. При этом убывание Va на поверхности частично восполняется диффузией внедренного бария к поверхности, вследствие чего скорость увеличения  $e\phi$  (уменьшение  $\sigma_m$ ) для ионно – имплантированного Pd-Va значительно меньше, чем для активированного Pd-Va.

## О НЕКОТОРЫХ НОВЫХ ОСОБЕННОСТЯХ РАСПЫЛЕНИЯ АТОМОВ, ЭМИТИРОВАННЫХ С ПОВЕРХНОСТИ ГРАНЕЙ (001) Ni И (111) Ni

В.Н. Самойлов, И.Б. Гурко, А.П. Башмаков, А.С. Судоргин  
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

В рамках моделей распыления без учета атомной дискретности поверхности на стадии вылета использование функции распределения  $\cos\vartheta_0/E_0^{2-2m}$  для атомов, пересекающих поверхность, после учета потенциального барьера приводит к зависимости коэффициента распыления от энергии связи  $S \propto 1/E_b^{1-2m}$ . В ряде наших работ было показано, что рассеяние эмитированных атомов в сторону нормали к поверхности вследствие отталкивания от ближайших атомов поверхности на стадии вылета играет важную роль в формировании не только угловых и энергетических распределений распыленных атомов (см., например, [1–3]), но и интегрального коэффициента распыления [1, 3]. В настоящей работе был рассчитан параметр  $m_{\text{eff}}$  в аппроксимации зависимости коэффициента распыления от энергии связи  $S \propto 1/E_b^{1-2m_{\text{eff}}}$  по трем моделям с учетом атомной дискретности поверхности на стадии вылета. Использовалась функция распределения по начальным полярному углу и энергии  $\cos\vartheta_0/E_0^{2-2m}$  с  $m = 0$ . Учитывался плоский потенциальный барьер высотой  $E_b = 4.435$  эВ. Для значений энергии связи  $E_{b1} = 0.95E_b$  и  $E_{b2} = 1.05E_b$  были рассчитаны коэффициенты распыления  $S_1 \propto 1/E_{b1}^{1-2m_{\text{eff}}}$  и  $S_2 \propto 1/E_{b2}^{1-2m_{\text{eff}}}$ . Параметр  $m_{\text{eff}}$  вычислялся далее по формуле  $1 - 2m_{\text{eff}} = -\ln(S_1/S_2) / \ln(E_{b1}/E_{b2})$ , аналогично [4]. Получены следующие результаты. В рамках плоской модели, в которой вылет эмитируемых атомов происходил только в азимутальном направлении на ближайший атом в плоскости поверхности, в приближении жестких сфер было получено значение  $m_{\text{eff}} = -0.088$ . Обнаружено, что с увеличением значения  $E_b$  происходит увеличение абсолютного значения  $m_{\text{eff}}$ . В рамках модели эмиссии с поверхности грани (111) Ni [2, 5] получено значение  $m_{\text{eff}} = -0.102$ . В рамках модели эмиссии с поверхности грани (001) Ni [5] получено значение  $m_{\text{eff}} = -0.074$ . Таким образом, вследствие эмиссии происходит заметный сдвиг величины  $m_{\text{eff}}$  в сторону меньших (относительно  $m$ ) значений, в частности, в сторону отрицательных значений при  $m = 0$ . Результаты указывают на важную роль эффекта блокировки в формировании наблюдаемого значения  $m_{\text{eff}}$ .

### ЛИТЕРАТУРА

1. Samoilo V.N. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1999. V. B 153. No. 1–4. P. 319–325.
2. Самойлов В.Н., Дехтяр К.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2001. Т. 65. № 9. С. 1324–1327.
3. Самойлов В.Н., Гурко И.Б. // Матер. 15-й Международной конф. по взаимодействию ионов с поверхностью. Звенигород, 27–31 августа 2001. Т. 1. С. 168–170.
4. Shulga V.I. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2002. V. B 195. No. 3–4. P. 291–301.
5. Самойлов В.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2000. Т. 64. № 4. С. 821–826.

# ПОВЕРХНОСТНАЯ ОБРАБОТКА ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫХ СТАЛЕЙ ПЛАЗМЕННЫМИ ПОТОКАМИ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО УСКОРИТЕЛЯ

В.В.Углов, В.М.Анищик, Е.К.Стальмошенко, Н.Н.Черенда,

В.В.Асташинский, Д.С.Кутукова

Белорусский государственный университет

г. Минск, Беларусь

Применение ионно-плазменных потоков с высокой плотностью заряженных частиц для улучшения свойств металлических материалов позволяет одновременно с преобразованиями в фазовом составе существенно увеличить глубину модифицированного поверхностного слоя и сократить время обработки. В настоящей работе исследовано влияние воздействия компрессионными плазменными потоками на фазовый и элементный состав, микроструктуру и механические свойства инструментальных сталей Р6М5 и Х12М. Образцы подвергались обработке компрессионными плазменными потоками, генерируемыми газоразрядным магнитоплазменным компрессором компактной геометрии в режиме “остаточного газа”, при котором предварительно откачанную вакуумную камеру заполняли рабочим газом (азотом) до заданного в пределах  $(0,4 \div 6,7) \cdot 10^3$  Па давления. Плотность энергии полученной образцом за импульс изменялась в пределах  $5 \div 20$  Дж/см<sup>2</sup>/1/.

Установлено, что воздействие компрессионных плазменных потоков приводит к формированию глубоких (более 40 мкм) модифицированных слоев повышенной дисперсности с высокой концентрацией азота (~30 ат.%). Глубина модифицированных слоев зависит от параметров плазменной обработки и концентрации легирующих примесей. Исследована эволюция упрочняющих карбидных фаз МС, М<sub>6</sub>С, М<sub>7</sub>С<sub>3</sub> и М<sub>23</sub>С<sub>6</sub> на фоне аустенит-мартенситных превращений в зависимости от энергии, давления и состава воздействующего ионно-плазменного потока. Рассматривается влияние микроструктурных изменений и фазовых превращений в поверхностном слое на прочностные и трибологические характеристики. Обсуждаются возможные механизмы формирования упрочненных слоев инструментальных материалов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.В.Углов, В.М.Анищик, В.В.Асташинский, и др. // Физика и химия обработки материалов. 2002, №3, с. 23-28.

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОМПРЕССИОННОГО ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА ДЛЯ ИЗМЕНЕНИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЖЕЛЕЗА

В.В. Углов, В.М. Анищик, В.В. Асташинский, Ю.В. Свешников

Белорусский государственный университет

Минск, Беларусь

Ионно-плазменные потоки со скоростью пучка плазмы  $(3\div 5)\cdot 10^6$  см/с и достаточно большим временем существования ( $\sim 100$  мкс) отвечают всем необходимым условиям для обработки материалов с целью получения поверхностных слоев с заданными свойствами. Такие потоки получают в квазистационарных плазменных ускорителях, одним из которых является магнитоплазменный компрессор. В данной работе образцы железа подвергали воздействию потока плазмы (рабочий газ – азот) плотность мощности которого варьировалась от  $5\cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> до  $3\cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>. Обработку осуществляли серией (до 10) импульсов, следующих с интервалами  $\sim 40$  секунд. Фазовый и элементный состав, структуру обработанных образцов изучали методами оптической и растровой электронной микроскопии, рентгеноструктурного анализа (РСА), металлографического анализа, оже-электронной спектроскопии. Проведены исследования прочностных и трибологических свойств. Установлено, что воздействие компрессионных плазменных потоков на образцы приводит к формированию модифицированного слоя глубиной  $\sim 30$  мкм, состоящего из двух зон. Первая зона – зона равноосных кристаллов имеет толщину  $\sim 8$  мкм и состоит преимущественно из  $\alpha$ -Fe с включениями  $\gamma$ -Fe, декорированными нитридом  $\varepsilon$ -Fe<sub>2+x</sub>N ( $0\leq x\leq 1$ ). Средний размер зерна на поверхности  $\sim 400$  нм, твердость  $\sim 7$  ГПа. Вторая зона – зона ориентированных столбчатых кристаллов (толщина  $\sim 20$  мкм) — отличается от первой размерами и формой фазовых составляющих. Ее твердость составляет  $4\div 6$  ГПа. Механизм образования данных структур, по-видимому, аналогичен механизмам затвердевания из жидкой фазы. За модифицированным слоем вглубь образца следует переходная область глубиной до 50 мкм, в которой наравне со структурой исходного образца присутствуют зерна, характерные для зоны ориентированных кристаллов. Твердость переходной зоны  $\sim 2\div 3$  ГПа. Увеличение количества импульсов приводит к перераспределению азота в модифицированном слое (согласно данным РСА, концентрация азота в  $\gamma$ -Fe после 10 импульсов возрастает до 3 ат.%), а во второй зоне увеличивается ориентированность зерен в направлении теплоотвода. Микротвердость обработанных поверхностей возрастает с увеличением импульсов воздействия. В работе анализируется зависимость механических свойств модифицированных слоев от их микроструктуры.



# ЭФФЕКТЫ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ ПРИ СТИМУЛИРОВАНИИ ДИФФУЗИИ БОРА В КРЕМНИИ ПРОТОННЫМ ПУЧКОМ

В.В.Козловский, Д.С.Румянцев

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет.

Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрен вопрос о возможности перераспределения примеси при протонно-стимулированной диффузии (ПСД) на глубинах, значительно превышающих пробег протонов ( $R_p$ ), т.е. о возможности наблюдения т.н. эффекта дальнего действия (ЭД) /1/. В отличие от традиционного понимания ЭД как процессов переноса энергии на глубины в сотни микрон при  $R_p$  до одного микрона (например, миграция радиационных дефектов (РД) на обратную сторону облучаемых ионами полупроводниковых пластин /2/), мы рассматриваем процессы переноса массы на расстояния, превышающие пробеги ионов не на два порядка, а всего в два-три раза. Эксперименты были выполнены для ПСД бора в кремнии. Облучение проводилось при температуре  $700^{\circ}\text{C}$  ионами  $\text{H}_2^+$  с энергией 50 кэВ, пробег которых составляет  $\sim 0.3$  мкм. На глубинах, значительно превышающих  $R_p$  (0.57-0.72 мкм), было обнаружено аномальное распределение бора в облученных образцах. Вместо ожидавшегося спада концентрации бора было зарегистрировано «осцилляционное» поведение, проявляющееся в периодическом изменении интенсивности сигнала, причем это изменение происходило в виде пакетов шириной от 5 до 15 нм. Следует отметить, что наблюдается корреляция между  $R_p$  и местоположением района осцилляций. Так, для образца, облученного ионами  $\text{H}_2^+$  с энергией 50 кэВ, перераспределение такого вида начинается на глубине 0.5 мкм и заканчивается на глубине 1.0 мкм. В образцах, облученных протонами с энергией 150 кэВ, осцилляции бора наблюдаются на глубинах от 2.2 до 2.6 мкм.

Предложена модель наблюдаемого «короткодействующего» ЭД.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Павлов П.В.//Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, 1984. Т.3 (31), с.95.
2. Пантелеев В.А. и др. //Письма в ЖЭТФ, 1976. Т.23, с.688.

МОДИФИКАЦИЯ 4Н- и 6Н-SiC РАДИАЦИОННЫМИ ДЕФЕКТАМИ,  
СОЗДАНЫМИ ПРОТОННЫМ ПУЧКОМ

В.В.Козловский\*, А.А.Лебедев, А.М.Стрельчук, Д.В.Давыдов, Н.С.Савкина,  
Д.С.Румянцев\*

\* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет  
Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Процессы радиационного дефектообразования в полупроводниках можно условно разделить на контролируемые (процесс легирования радиационными дефектами Radiation Defects Doping) и неконтролируемые (процесс деградации полупроводника, определяющий стойкость приборов) /1/. К настоящему времени комплексное исследование этих процессов было выполнено только для двух основных материалов полупроводниковой электроники – кремния и арсенида галлия.

Целью настоящей работы является сравнительное исследование особенностей легирования радиационными дефектами и деградации карбида кремния при облучении протонами. Энергия протонов составляла 8 МэВ и выбиралась из необходимости создания высокоомных слоев толщиной в сотни микрон и моделирования излучений космического пространства.

Показано, что при облучении полупроводника в запрещенную зону SiC водится целая система уровней, однако изменение конкретного электрофизического параметра определяется одним-двумя доминирующими центрами. Впервые обнаружено, что облучение широко зонного полупроводника (политип 6Н карбида кремния) протонами приводит не только к формированию акцепторов, проявляющихся в компенсации материала при комнатной температуре, но и глубоких доноров, ионизация которых при рабочих температурах приборов ~ 500-700К резко увеличивает проводимость материала (отрицательная скорость удаления носителей заряда) и стойкость высокотемпературных приборов на основе этого материала. Для приборов, работающих при комнатной температуре, оценены возможности создания высокоомного материала путем легирования радиационными дефектами и показана большая перспективность в этом плане политипа 4Н.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lebedev A.A., Kozlovski V.V., Veinger A.I., Davydov D.V., Savkina N.S., Strelchuk A.M.  
// J.Appl.Phys. V.88. P.6265.

# УПРАВЛЕНИЕ ДИФФУЗИОННЫМ ПРОФИЛЕМ ИМПЛАНТИРОВАННЫХ В КРЕМНИЙ ПРИМЕСЕЙ ЛИТИЯ И НАТРИЯ

В.М.Король

НИИ Физики при Ростовском Государственном Университете,  
г.Ростов-на-Дону, Россия

Имплантация лития и натрия в Si с последующим отжигом при невысоких температурах позволяет получать слои n-типа, простирающиеся на десятки и сотни микрон. Однако концентрация доноров в них очень мала, что обусловлено как высокой подвижностью этих примесей, так и низким коэффициентом использования (от долей до нескольких %). Одна из причин последнего обусловлена обратной диффузией части атомов с последующим их испарением, что приводит к появлению спадающей ветви в профиле их распределения по глубине (V-образная форма профиля). Такой вид профиля в совокупности с низкой концентрацией доноров в его максимуме является существенным ограничением для практических приложений. В этой связи нами поставлена задача нахождения технологических приемов, позволяющих управлять диффузионным профилем атомов лития и натрия. Ранее /1/ сообщалось о влиянии поверхностного p<sup>+</sup>-слоя на заметное возрастание коэффициента использования лития за счет снижения его потерь на испарение и соответствующее повышение концентрации примеси на всех глубинах профиля распределения. В настоящем докладе представлены новые результаты, которые заключаются в следующем.

1. Для натрия (в противоположность литию) установлено отсутствие влияния p<sup>+</sup>-слоя на усиление диффузионного потока атомов вглубь при отжиге ( 500-800 °С ).
2. Показана возможность управления диффузионным профилем натрия (и лития) с помощью многократной имплантации. При этом исчезает характерная для однократной имплантации V-образная форма профиля. Для имплантированного лития обнаружено влияние собственного электрического поля доноров на рост диффузионного потока атомов вглубь при отжиге после каждой последующей имплантации.
3. С помощью многократной имплантации натрия (до 3-х) при разных значениях дозы и времени последующих отжигов показана возможность формирования участка профиля с однородным распределением доноров в интервале глубин ~ 150 мкм с уровнем концентрации ~  $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Заставной А.В., Король В.М., Орлов П.Б. // Поверхность, 1999, №8, с.70.

ПОВЫШЕНИЕ СТОЙКОСТИ К РАСПЫЛЕНИЮ Be, Fe, Cu  
ПУТЕМ ОДНОВРЕМЕННОГО ЛЕГИРОВАНИЯ ИХ ПОВЕРХНОСТИ  
АТОМАМИ Al И Ti

Б.А.Калин, Н.В.Волков

Московский инженерно-физический институт (государственный университет),  
Москва, Россия

В процессе работы термоядерного реактора будет наблюдаться эффект осаждения на бериллий атомов других конструктивных элементов разрядной камеры, например, компонентов стали или меди. В этой связи актуальным является изучение распыления Be, Fe, Cu и осажденных на их поверхности различных атомов при облучении ионами He и ионами тяжелых примесей, например, имитирующих их ионами Ag.

Получены данные по изменению величин коэффициентов распыления  $S_p$  образцов Be, Fe, Cu при температурах облучения 50 и 650 °С в условиях одновременного воздействия ионов гелия и аргона со средней энергией 10 кэВ с различным соотношением их потоков ( $C_{He} : C_{Ag} = 0,1 - 10$ ) и возможности поступления примесных атомов в результате распыления материалов (разрядной камеры) на основе Al, Ti, Fe, Cu, Mo.

Показано, что величина коэффициента распыления Be, Fe, Cu существенно зависит от наличия на их поверхности атомов в виде пленки толщиной 5-10 нм. Наибольшее различие величины  $S_p$  наблюдается для пленок следующего состава: Al-Ti, Al-Cu, Al-Ti-Fe. На основе анализа изменения величин коэффициентов распыления материалов в виде пленок-  $S_{p_f}$  и массивных образцов-  $S_{p_m}$  определен критерий-  $S_{p_f} / S_{p_{Be}}$  который позволяет оценить скорость распыления пленок на бериллии и возможность очистки поверхности бериллия при облучении полиэнергетическим пучком ионов He и Ag (энергия ионов в пучке находится в интервале энергий 1 – 20 кэВ).

Обнаружено, что величина коэффициента, распыления бериллия снижается на 30-50 % при длительном облучении ионами He и Ag (чем больше ионов Ag, тем эффект очевиднее) в случае наличия на его поверхности атомов Ti-Al в виде пленки толщиной 15-25 нм. Как показали структурные исследования снижение  $S_p$  связано с внедрением части атомов пленки в приповерхностный слой образца и последующего формирования в нем зоны, обогащенной интерметаллидными соединениями на основе  $Al_mTi_nMe_k$  за счет процесса ионного перемешивания.

# СТРУКТУРА ОКСИДНЫХ ПЛЕНОК, ПОЛУЧЕННЫХ НА ИОННО-ЛЕГИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЦИРКОНИЕВЫХ СПЛАВОВ Э110 И Э635

Б.А. Калинин, Н.В. Волков

*Московский инженерно-физический институт (государственный  
университет), Москва, Россия*

В настоящей работе представлены данные по изучению повышения коррозионной стойкости в пароводяной среде сплавов циркония, легированных методом ионного перемешивания. Одновременное легирование образцов сплавов Э110 и Э635 атомами Al, Fe, Y, Mo, Sn проведено при следующих режимах: ток пучка ионов Ar 50 мкА/см<sup>2</sup>, средняя энергия ионов в пучке 7 - 10 кэВ, доза облучения  $(1-5) \times 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>, температура облучения не выше 100 °С, давление остаточных газов  $p = (1-5) 10^{-4}$  Па. Перед облучением на поверхность образцов последовательно наносились пленки из Sn, Mo, Y, Fe, Al толщиной 30-50 нм методом термического испарения в вакууме ( $p < 1 \times 10^{-4}$  Па).

Анализ состояния оксидных пленок на легированных образцах после коррозионных испытаний (20 МПа, 400 °С) на временной базе 10 и 100 часов показал, что оксидные пленки, полученные на образцах одновременно легированных атомами Al и Mo, обладают лучшей адгезией к основе материала, чем пленки, полученные на образцах модифицированных атомами Fe и Sn. Вместе с тем, обнаруживается более однородная структура пленок на образцах модифицированных соответственно Fe-Mo для обоих сплавов, Al-Fe-Y-Mo для сплава Э635 и Al-Fe-Mo для сплава Э110. Проведенные коррозионные испытания модифицированных образцов в пароводяной среде (20 МПа, 400 °С) на временной базе до 600 часов свидетельствуют об удовлетворительном состоянии оксидных пленок.

Методами рентгеноспектрального анализа, просвечивающей электронной микроскопии и оже-спектроскопии проведено изучение структурно-фазового состояния оксидных пленок, модифицированных образцов сплавов. Обнаружено перераспределение содержания внедренных атомов в оксидной пленке, т.е. их концентрация растет по глубине оксида к границе «оксид-металл» при этом фронт окисления выравнивается. Полученные данные позволяют предполагать, что повышение коррозионной стойкости сплавов связано с формированием в оксидной пленке слоя, блокирующего проникновение кислорода (возможно и водорода) из пароводяной среды к границе «оксид-металл».

# **Особенности многокомпонентного легирования поверхности металлов методом ионного перемешивания при облучении пучком ионов с широким энергетическим спектром**

Б.А.Калин, Н.В.Волков

Московский инженерно-физический институт (государственный университет),  
Москва, Россия

В работе представлены данные по изучению закономерностей внедрения части атомов многослойных пленок (Al-Ti, Al-Cu, Al-Mo, Al-Ti-Cu, Al-Ti-Mo с толщиной каждого слоя 30-50 нм) на поликристаллических подложках из Be, Ti, Fe, Cu, Mo при облучении пучком ионов  $Ag^+$  со средней энергией 10 кэВ, плотность тока пучка 10-30 мкА/см<sup>2</sup>, температура образцов 30-50 °С. Показано, что в процессе облучения полиэнергетическим пучком ионов  $Ag^+$  систем «многослойная пленка - поликристаллическая подложка» идут два процесса, т.е. распыление верхнего слоя пленки и перемешивание его с нижележащими слоями. На начальном этапе преобладает процесс распыления и происходит утоньшение верхнего слоя пленки до (0,5-0,7)Rp, затем преобладает процесс перемешивания - обогащение верхнего слоя атомами нижележащего слоя и наоборот, т.е. нижележащий слой обогащается атомами вышележащего. При толщинах слоев порядка (0,3-0,1)Rp процесс распыления определяется в основном следующим нижележащим слоем.

При дозах облучения выше  $1 \times 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> процесс перемешивания охватывает все нижележащие слои (существенно больше проективного пробега ионов Ag, Rp  $\approx$  10 - 20 нм), что приводит к избирательному обогащению приповерхностного слоя поликристаллической подложки атомами пленок. Обнаружено, что процесс внедрения атомов из многослойных пленок идет более эффективно, если на внешний слой состоит из атомов с большей атомной массой, т.е. Ti-Al, Mo-Al и Mo-Ti-Al на Fe и Cu.

Процесс перемешивания слоев в многослойной пленке может идти более интенсивно, если доза облучения выше  $(1-5) \times 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup> и в пучке присутствуют одновременно ионы He и Ag (средняя энергия ионов 10 кэВ, плотность тока пучка 50-100 мкА/см<sup>2</sup>). При этом наблюдается взаимосвязь между скоростью перемешивания слоев в многослойной пленке и материалом поликристаллической подложки, т.е. слои перемешиваются интенсивнее в следующих системах: Ti-Al на Be, Mo-Cu-Al на Ti и Fe, Cu-Ti-Al на Mo.

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ УГЛЕРОДА И ВОЛЬФРАМА  
НА НАКОПЛЕНИЕ ДЕЙТЕРИЯ В БЕРИЛЛИЕВЫХ МИШЕНЯХ  
ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНЫМИ ИОНАМИ D<sup>+</sup>  
В.М.Гуреев<sup>1</sup>, М.И.Гусева<sup>1</sup>, Л.С.Данелян<sup>1</sup>, Н.Г.Елистратов<sup>2</sup>, В.В.Затекин<sup>3</sup>, А.М.Зимин<sup>2</sup>,  
Б.Н.Колбасов<sup>1</sup>, В.С.Куликаускас<sup>3</sup>, В.Г.Столярова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>РНЦ “Курчатовский институт”, г. Москва, <sup>2</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана, г. Москва,

<sup>3</sup>НИИЯФ МГУ, г. Москва

Кандидатными материалами для обращенных к плазме элементов конструкции международного термоядерного реактора ИТЭР являются бериллий, углерод-углеродный композит и вольфрам. При взаимодействии плазмы с поверхностью наряду с распылением материалов будет происходить их взаимное перепыление, которое может существенно повлиять на накопление в материалах изотопов водорода. Для моделирования процессов перепыления и анализа их влияния на накопление газа нами использовалась магнетронная распылительная система, где мишени из Ве подвергались бомбардировке ионами дейтерия с энергией 200-300 эВ при дозе  $10^{25} \dots 10^{26} \text{ м}^{-2}$ . В одной из серий экспериментов вблизи поверхности размещались углеродосодержащие материалы, а в другой проводились совместное распыление W и Ве и переосаждение распыленных атомов.

Химический состав распыленных и перепыленных слоев определялся на ускорителе Ван-де-Граафа резерфордовским обратным рассеянием ионов, а накопление дейтерия в мишенях исследовалось методом регистрации ядер отдачи. Анализ результатов позволил сделать следующие выводы:

1. Во всех зонах мишеней при наличии примесей углерода присутствуют тонкие поверхностные слои, обогащенные атомами углерода и водорода. В слоях распыленных зон содержание углерода меньше (10...12 ат.%), чем в перепыленных слоях (24...35 ат.%). В поверхностном слое толщиной 340 нм бериллиевых мишеней в присутствии W содержится незначительное (менее 1 ат.%) количество вольфрама, причем его содержание в перепыленных слоях не зависит от соотношения распыляемых площадей Ве и W. Концентрация дейтерия в зоне распыления вольфрама равна 0,2...0,3 ат. %, что значительно меньше, чем в перепыленных слоях.

2. Добавки других материалов приводят к повышению содержания изотопов водорода в перепыленных слоях на бериллии (отношение D/BeO возрастает с 0,1 для чистого бериллия до 0,12 в присутствии W и 0,16 при наличии углеродосодержащих элементов). Накопление дейтерия в перепыленных слоях на вольфрамовых участках мишени обусловлено переосаждающимися атомами бериллия.

## ФОРМИРОВАНИЕ НАНОСТРУКТУР ПРИ ОБЛУЧЕНИИ КРЕМНИЯ ИОНАМИ НЕОНА

Д.И. Тетельбаум, А.А. Ежевский, М.Ю. Лебедев, А.Н. Михайлов  
Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского  
государственного университета имени Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

Д.М. Гапонова, С.В. Морозов  
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

Ранее было установлено, что при ионном облучении кремния в области доз, близких к дозе аморфизации формируются слои с особыми свойствами. Последние заключаются в способности к фотолюминесценции (ФЛ) и повышенной концентрации парамагнитных центров, характеризующих оборванные связи ( $g = 2,0055$ ). Эти особенности были приписаны образованию композитной структуры (a-Si:nc-Si) из остаточных включений монокристаллической фазы Si нанометровых размеров в аморфной матрице a-Si и обнаружены при облучении ионами больших и средних масс (Kr, As, Ge, Ar). Было найдено, что люминесцентные слои Si имеют место при облучении сверхбольшими дозами  $Ne^+$  после стравливания аморфизованного, насыщенного неоном слоя. В настоящей работе эти исследования продолжены. Кремний марки КДБ-2000 облучался ионами  $Ne^+$  с энергиями 40 и 150 кэВ в интервале доз  $5 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ . Для образцов, облученных относительно малыми дозами, спектры ФЛ измерялись после отжига при  $300^\circ\text{C}$  в течение 30 мин, а для облученных сверхбольшими дозами – в отсутствие термического отжига. Для всех образцов снимались также спектры ЭПР (без отжига).

Установлено, что, как и при облучении более тяжелыми ионами, в области доз, близких к дозе аморфизации, наблюдается ФЛ, характеризующаяся наличием двух пиков – при 700 и 950 нм. Первый из них обусловлен излучением nc-Si, второй – a-Si. Интенсивность ФЛ немонотонно зависит от дозы. Изменение концентрации парамагнитных центров с  $g = 2,0055$  коррелирует с изменением интенсивности ФЛ, что подтверждает формирование композитной структуры a-Si:nc-Si в переходной области доз.

При сверхбольших дозах ФЛ наблюдается только после удаления в HF слоя  $\sim 100-120$  нм, содержащего наибольшее число спинов оборванных связей. При этом спектр ФЛ содержит три пика при длинах волн 720, 790 и 900-930 нм.

Таким образом, ионное облучение позволяет при определенных режимах получать люминесцентные слои, связанные с наноструктурированием, но морфология и свойства этих слоев зависят как от дозы, так и от пострadiационных обработок.

Работа выполнена при поддержке программы Минобразования РФ “Научные исследования высшей школы в приоритетных направлениях науки и техники” (подпрограмма 205).



## МЕХАНО-ТЕРМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК, ОБЛУЧЕННЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Н.А. Воронова, В.А. Ковтунец, А.И. Купчишин, Б.Г. Таипова,  
К.С. Бахтыбеков, Ж. Омарбекова

Алматинский университет им. Абая, г. Алматы, Казахстан

Известно, что незначительные изменения в строении полимеров могут привести к существенным изменениям их макроскопических свойств. Одним из таких эффективных и, зачастую, единственным способом воздействия на полимеры является радиационный.

В наших исследованиях облучение образцов производилось пучком быстрых электронов, генерируемых линейным ускорителем ЭЛУ –6 АУ им. Абая с энергией 2 МэВ. Исходными образцами служили полиимидные (ПИ) и полиэтилентерефталатные (ПЭФТ, лавсан) пленки, которые облучались дозами (D) 5 – 100 МГр и 50 кГр - 5 МГр соответственно.

Из пленок готовились стандартные образцы с рабочей длиной 50 мм, которые помещались в специальную установку, где задавались внешние температурные и силовые темпоральные нагрузки. В качестве исходных данных использовались результаты разрывного напряжения каждого типа пленки ( $\sigma_{\max}$ ), определяемого при нормальных условиях и принимаемого в дальнейшем за 100 %. В опытах значения  $\sigma$  варьировались в пределах 10 – 90 % от разрывного. Пленки испытывались в различных режимах и комбинациях воздействия T,  $\sigma$  и D, в том числе и по времени t. Это позволило выявить ряд особенностей поведения пленок в тех или иных условиях. Установлено, что при T = 293 К наиболее заметное влияние на свойства пленок оказывают дозы 20 – 40 МГр, при которых значения  $\sigma$  достигают 120 – 130 %, а величины относительного удлинения  $\epsilon_1$  возрастают в 3 – 4 раза. Аналогично параметры сохраняются для  $\sigma$  и  $\epsilon_1$  при T ~ 500 К. При T > 500 К значения  $\epsilon_1$  (max) в зависимости от D и T убывает. Это свидетельствует о конкуренции в полимерах тепловых процессов, радиационного сшивания или деструкции. Последнее более заметно при T > 500 К. Для ПЭТФ – пленок (типа «Майлар», США) подобные исследования позволили установить зависимости  $\epsilon_1$  от T,  $\sigma$  и D, характеризующиеся внутренним строением, слабым боковым разветвлением полимерной цепи ПЭТФ, деформируемостью пленки под действием T и  $\sigma$ , а облучение электронами, в основном, приводит к процессами деструктивного характера. Поэтому возрастание D и T однозначно приводит к снижению  $\sigma$ , с увеличением значений  $\epsilon_1$  до 130 % при одновременном снижении разрывного усилия на 20 – 40 %.

## АНОМАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ОБЛУЧЕННЫХ ПОЛИИМИДНЫХ ПЛЕНКАХ

А.И. Купчишин, В.А. Ковтунец, Б.А. Кожамкулов,  
Е.А. Ладыгин, Б.А. Тронин, Б.Г. Таипова  
Алматинский университет им. Абая, г. Алматы, Казахстан

Проведен цикл экспериментальных исследований по комплексному воздействию на полимерные пленки статической нагрузки, температуры и электронного облучения до различных доз  $D$  с энергией 2 МэВ на ускорителе ЭЛУ – 6 АУ им. Абая.

Была изготовлена специальная камера с принудительным охлаждением, системой датчиков контроля механических характеристик образцов пленок и температурных воздействий.

Образцы изготавливались из полиимидной пленки ПМ и «Каптон» толщиной 30 и более мкм, шириной 5 мм и рабочей длиной 50 – 60 мм. Часть образцов проходила механические испытания при нормальных условиях на разрывной машине РЛ – 0,5 с целью снятия зависимости «нагрузка – удлинение», а также определения разрывного усилия для соответствующего образца, принимаемого в дальнейшем за 100 % относительного максимального напряжения ( $\sigma_{\max}$ ). Статическая нагрузка (калиброванные грузы) подбиралась в опытах для создания напряжения в образцах 50 - 70 % от разрушающего напряжения. Исследованные образцы пленок подвергались одновременному нагреву как электронным пучком, так и системой внешнего нагрева, что позволило варьировать температуру образца до 440 К. Для равномерного облучения электронный пучок сканировался по пленке с частотой 3 Гц. Таким образом в ходе эксперимента пленка могла подвергаться одновременному воздействию всех указанных факторов ( $T$ ,  $\sigma$ ,  $D$ ).

Полученные результаты показали, что происходит аномальное увеличение относительного удлинения  $\epsilon_1$ . При этом наблюдается возрастание  $\epsilon_1$  от  $D$ , достигающее насыщения характерного для каждого типа пленки и дозы электронного облучения  $D$ .

С увеличением значений  $\sigma$  от 50 до 70 % и  $T$  до 440 К происходит увеличение  $\epsilon_1$  от 21 до 100 %.

Проведен цикл экспериментальных работ по изучению аномального поглощения энергии в модельных системах (политетрафторэтилен и др.), облученных релятивистскими электронами. Объяснена температурная зависимость тепловых свойств в области аномального поглощения энергии.

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОБЛУЧЕННЫХ МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ ПОЛИИМИДНЫХ ПЛЕНОК

Н.Н. Герасименко, В.А. Ковтунец, А.И. Купчишин, Б.А. Тронин, Б.Г. Таипова  
Алматинский университет им. Абая, г. Алматы, Казахстан

Было изучено влияние электронного облучения на электрические свойства металлизированных полиимидных пленок.

Облучение электронами с энергией 2 МэВ и различными дозами  $D$  (1 – 14 МГр) проводилось на линейном ускорителе ЭЛУ – 6. Металлизация пленок производилась до различной степени  $\xi$  (1N - низкий уровень, 2N - средний, 3N - высокий) химическим способом – восстановлением ионов серебра в полимерной матрице. Исследованные образцы представляли собой полоски различной длины (5 – 10 см), ширины (0,5- 1 см) и толщины (50 – 100 мкм). При облучении образцов их температура поддерживалась в пределах нормальной.

Измерение удельной электропроводности  $\gamma$  проводилось как стандартными методами, так и с использованием специализированной установки ЭСА – 1 в интервале значений  $\gamma$  от  $10^{-5}$  до  $10^4$  Ом $^{-1}$ \*м.

Найдено, что с увеличением степени металлизации пленки ее поверхностная проводимость  $\sigma$  сначала быстро возрастает, а затем постепенно достигает уровня насыщения, сравнимого с проводимостью наносимого металла. С увеличением дозы облучения значение  $\sigma$  снижается за счет усиления процесса радиационного дефектообразования.

Электросопротивление изучаемых образцов  $R$  измерялось на установке, в пределах 0,3 Ом до 15 кОм, как после облучения, так и под пучком электронов. Установлено, что с увеличением величины  $D$  наблюдается возрастание  $R$ , зависящего от степени металлизации пленки  $\xi$ . Для  $\xi = 1$  N увеличение  $D$  приводит к более быстрому насыщению  $R$ , чем для  $\xi = 2$  N и 3N, что объясняется в первом случае образованием под действием электронов большего количества оксида серебра (диэлектрик) в металлизированных образцах. Примером тому служит возникновение  $\text{grad } \rho$  – концентрации оксидов серебра во фронтальной части облученного образца большего на 10 – 20 % по сравнению с противоположной стороной.

Резкое увеличение удельной электропроводности  $\rho$  металлизированного полиамида коррелирует с дозой  $D$  и обусловлено образованием радиационных дефектов в сетчатых структурах или бензольных матрицах. Общий низкий уровень диэлектрических потерь связан с тем, что карбонильные группы, как доминирующая полярная масса, находятся в симметричных циклических образованиях. Кроме того, наблюдались случаи локального разрыва металлизированного слоя ( $R \rightarrow \infty$ ), связанного с достижением определенных, для данной пленки, значений  $D$ .

## ОПТИКА АНИОННЫХ ВАКАНСИЙ В ОКСИДЕ ЦИНКА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ КРИСТАЛЛОВ ЭЛЕКТРОНАМИ И ИОНАМИ ВОДОРОДА

В.А.Никитенко\*, К.Э.Таркпеа\*\*, С.В.Мухин\*, С.Г.Стоюхин\*, И.В.Пыканов\*

\* Московский государственный университет путей сообщения, Москва, Россия

\*\* Тартуский государственный университет, Тарту, Эстония

Оксид цинка широко используется в космической технике и оптоэлектронике /1,2/. Тем не менее микроструктура и свойства собственных и радиационных дефектов в ZnO – предмет постоянных дискуссий. Особенно это касается анионных вакансий, с которыми часто связывают зеленую люминесценцию ZnO /1-3/.

В настоящей работе, в дополнение к данным /4/, проведено комплексное изучение оптики анионных вакансий в гидротермальных монокристаллах ZnO, облученных электронами ( $E = 4$  МэВ,  $f = 1,2 \cdot 10^{19}$  см<sup>-2</sup>) и протонами ( $E = 7,7$  МэВ,  $f = 10^{15}$  п/см<sup>2</sup>), которое привело к следующему заключению:

- сигнал фото-ЭПР (f-сигнал) с g-фактором  $g_{\parallel}=1,9948$ ,  $g_{\perp}=1,9963$  (аксиальная симметрия) обладает сверхтонкой структурой, которая объясняется взаимодействием неспаренного спина электрона с ядром изотопа <sup>67</sup>Zn (содержание 4,1%, спин  $J=5/2$ ), и может быть приписан вакансиям кислорода в состоянии  $V_O^+$  ( $F^+$ -центр);
- поведение f-сигнала ЭПР в термостимулированных процессах переноса заряда соответствует концентрации  $F^+$ -центра;
- условия фотовозбуждения f-сигнала ЭПР таковы, что  $V_O^X$  представляет собой глубокий донор с энергией фотоионизации 2,3 эВ;
- в облученных электронами кристаллах ZnO-Li обнаруживается сигнал фото-ЭПР ( $g_{\parallel}=1,9951$ ,  $g_{\perp}=1,9956$ ) от  $[F_{Li}]^X$ -центров, соответствующих вакансиям кислорода, локализованным вблизи точечных дефектов  $Li_{Zn}$  /3/;
- в облученных монокристаллах ZnO не фиксируется сигнал ЭПР с фактором  $g \approx 1,96$ , который часто связывают с  $V_O$  /2/.

В результате параллельных измерений термовысвечивания и ЭПР показано, что анионные вакансии являются центрами безызлучательной рекомбинации носителей заряда и не ответственны за зеленую люминесценцию ZnO, которую удается успешно объяснить в рамках модели излучательного распада акцепторных экситонов типа  $3d^{10}(Cu_{Zn}^+)h$ .

Результаты получены при частичной поддержке фонда НИОКР МПС РФ.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Никитенко В.А. // Журн. прикл. спектр., 1992. Т.57, N5-6, с.367.
2. Vanheusden K., Warren W.L. et. al // J. Appl. Phys., 1996. V.79. P.7983.
3. Никитенко В.А. и др. // Журн. прикл. спектр., 2001. Т.68, N3, с.384.
4. Никитенко В.А. и др. // Тезисы докладов XXXII Международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. –М.: Изд-во Моск. Ун-та, 2002, с.122.

# ГЛУБИННОЕ УПРОЧНЕНИЕ МЕТАЛЛОКЕРАМИЧЕСКИХ КОМПОЗИТОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИОННЫМИ ПУЧКАМИ

К.Н. Полещенко, Г.А. Вершинин, И.Б. Козорог, А.Л. Агафонов,  
С.Н. Поворознюк, Т.В. Вахний

Омский государственный университет, г. Омск, Россия

Градиентные композиции, представляющие собой предварительно имплантированные газометаллическими пучками ионов подложки (сплавы систем WC-Co, WC-TiC-Co) с нанесенными на них ионно-плазменным методом пленки TiN или TiAl различной толщины, подвергались дополнительному ионно-лучевому воздействию в непрерывном режиме. При облучении гетерогенных систем предварительная модификация пучками частиц приводит к образованию легированного слоя, содержащего наряду с новыми фазами метастабильные твердые растворы, распад которых при последующем ионно-лучевом воздействии на систему «пленка-подложка» способствует появлению дополнительных потоков атомов примеси, ускоряющейся в глубь матрицы под влиянием упругих полей напряжений. Экспериментально зафиксированы эффекты дальнего действия, проявляющиеся в повышении микротвердости и перераспределении химических элементов на больших глубинах, образовании слоев, характеризующихся повышенной концентрацией дефектов и наличием примесных элементов. К механизмам, ответственным за формирование глубинных упрочненных слоев при облучении градиентной композиции, относятся: имплантация атомов отдачи; релаксация статических напряжений, сформированных в легированном слое при ионной имплантации, сопровождаемая «инжектированием» дислокаций в глубь материала; распад пересыщенных твердых растворов, обуславливающий дополнительный поток дефектов. Анализ указанных эффектов основан на результатах моделирования процессов атомного перемешивания с учетом неоднородного структурно-фазового состояния облучаемой мишени. Для корректного моделирования вводятся переменные коэффициенты диффузии, соответствующие каждому слою. Варьируемыми параметрами дополнительно являются толщина слоев, сорт ионов и энергия пучка. Интерпретация результатов моделирования проведена как на основе хорошо изученных физико-химических процессов: ионного распыления, внедрения ионов в пленку, имплантации атомов отдачи и генерации потоков дефектов, так и обсуждаемых механизмов: переноса дефектов при облучении, радиационно-стимулированного распада пересыщенных твердых растворов, формирующихся при ионно-лучевом модифицировании.

# **МАССОПЕРЕНОС ПОД ДЕЙСТВИЕМ БЫСТРОДВИЖУЩЕГОСЯ ДЕФОРМАЦИОННОГО ВОЗМУЩЕНИЯ В ЛОКАЛЬНО-НЕРАВНОВЕСНОЙ СРЕДЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫМИ ИОННЫМИ ПУЧКАМИ**

Г.Л. Бухбиндер, Г.А. Вершинин., Г.В. Пилипейко

Омский государственный университет , Омск, Россия

В экспериментах по облучению тонкопленочных покрытий на металлических подложках мощными импульсными ионными пучками /1/ зафиксирована значительная глубина проникновения атомов пленки в подложку, превышающая на несколько порядков пробеги ионов пучка в мишени. Одной из возможных причин усиленного массопереноса может быть наложение сопутствующих процессов, в частности процессов генерации и релаксации упругих (а в отдельных случаях и ударных) волн. Приближение локального равновесия, на которое опирается классическая теория описания процессов массопереноса, становится не всегда корректным, поскольку взаимодействие мощных ионных пучков с твердым телом вызывает в последнем довольно быстрые гидродинамические процессы с характерными временами порядка  $10^{-8}$  с и меньше. В этих условиях следует ожидать значительного отклонения состояния системы от локального равновесия. В случае быстрых изменений процессы переноса в среде будут происходить на фоне релаксации системы к состоянию локального равновесия. Чтобы изучить явление диффузии в отсутствии локального равновесия в среде, в работе рассматривается перенос примесных атомов в полубесконечном кристаллическом образце из тонкого поверхностного слоя вглубь материала под действием быстро движущегося деформационного возмущения типа ударной волны. В простейшем приближении диффузионный процесс описывается системой двух уравнений, одно из которых выражает закон сохранения массы, а второе представляет собой релаксационное уравнение для диффузионного потока, известное как уравнение Максвелла-Каттанео. Комбинация этих уравнений приводит к интегральному уравнению для примесной концентрации. В работе получено его численное решение и приведено сравнение результатов моделирования как с предсказанием в локально-равновесном приближении, так и с экспериментально измеренными концентрационными профилями.

## **ЛИТЕРАТУРА**

1. Бойко В.И., Валяев А.Н., Погребняк А.Д. // УФН, 1999. Т. 169, № 11, с.1243.

# К ИНТЕРПРЕТАЦИИ УСИЛЕННОГО МАССОПЕРЕНОСА В ПОЛИКРИСТАЛЛАХ ПРИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ ПУЧКАМИ ЧАСТИЦ

Т.В. Вахний, Г.А. Вершинин, Г.И. Геринг

Омский государственный университет, Омск, Россия

В работе исследуется влияние протяженных дефектов структуры и их перестройки в поле упругих волн напряжений, а также изменений агрегатного состояния приповерхностных слоев вещества на массоперенос в поликристаллических материалах при воздействии на их поверхность импульсными интенсивными ( $\geq 10^7$  Вт/с) пучками заряженных частиц. Генерируемые высокими градиентами температуры термоупругие напряжения (а в отдельных случаях и ударные волны), взаимодействуя с системой протяженных дефектов, изменяют их пространственное распределение и плотность, способствуя интенсификации процессов переноса вещества. Кроме того, при таких воздействиях приповерхностные слои материала плавятся, поэтому диффузия атомов, по-видимому, осуществляется не только в твердой, но и в жидкой фазе. Временная эволюция массопереноса с учетом перечисленных выше особенностей в рамках моделирования представлена следующим образом. На первоначальном этапе (до начала плавления образца) примесные атомы диффундируют по малодефектному объему материала под действием градиентов концентрации и температуры (объемная диффузия и диффузия по изолированным границам зерен). С ростом плотности подвижных протяженных дефектов существенной становится диффузия по мигрирующим границам зерен (дислокационным трубкам), благодаря которой формируются длиннопробежные "хвосты" концентрационных профилей. После закрепления протяженных дефектов поля объемной диффузии начинают перекрываться вкладками от соседних границ зерен. При образовании расплавленного слоя в приповерхностной области диффузия идет в жидкой фазе, а за ней - в твердотельной фазе. После окончания воздействия пучком ионов образец остывает с очень большой скоростью ( $\sim 10^9$  К/с), поэтому дислокации не успевают отжечься и диффузия примесных атомов после его затвердевания протекает в материале с высокой плотностью практически неподвижных протяженных дефектов. Следовательно, при последующих воздействиях мощным импульсным пучком заряженных частиц генерируемые упругие волны, проходя через образец, уже не способны привести к такой перестройке дефектной структуры и сопровождающему ее усилению переноса вещества, как при первом воздействии. Существенные изменения концентрационных профилей происходят только в тонком поверхностном слое.

# ОБЛУЧЕНИЕ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ МОЩНЫМ ИОННЫМ ПУЧКОМ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

В.С. Ковивчак, Е.В. Попов\*, Т.К. Панова, Р.Б. Бурлаков

Омский государственный университет, г. Омск, Россия

\*Институт сенсорной микроэлектроники СО РАН, г. Омск, Россия

Несмотря на то, что воздействие мощных ионных пучков (МИП) на твердые тела исследуется достаточно давно, до сих пор не ясна роль основных факторов воздействия, приводящих к изменению поверхностных механических свойств облученных материалов. В настоящей работе проведено исследование морфологии поверхности и фазового состава алюминиевого сплава Д16АТ после облучения МИП при повышенных температурах. Облучение проводилось на ускорителе “ТЕМП” протон-углеродным пучком ( $70\% \text{C}^+ + 30\% \text{H}^+$ ) со следующими параметрами:  $E=300 \text{ кэВ}$ ,  $j \leq 150 \text{ А/см}^2$ ,  $\tau_b=60 \text{ нс}$ . В экспериментах варьировались температура образца в момент облучения ( $20\text{-}300^\circ\text{C}$ ), число импульсов (1-3) и средняя плотность тока ( $50\text{-}150 \text{ А/см}^2$ ). Выбор алюминиевого сплава Д16АТ обусловлен достаточно низкой температурой его плавления, что позволяет исследовать облучение в достаточно широком диапазоне температур. После механической подготовки образцов, включающей шлифовку и полировку, они подвергались вакуумному отжигу для снятия наклепа. Морфологию поверхности облученных систем исследовали методами оптической микроскопии (“Неофот-2”, “Биолам”). Рентгеноструктурный анализ выполняли на установке “Дрон-3М” с использованием  $\text{Cu}_{K\alpha}$  – излучения. Воздействие МИП на твердое тело вызывает изменение различных видов механических напряжений, которые приводят к модификации механических свойств приповерхностных слоев за счет возникновения радиационных и деформационных дефектов. Проводя облучение при повышенных температурах, можно проводить релаксацию возникающих напряжений, отжиг некоторых видов дефектов и тем самым определить их роль в явлении упрочнения твердых тел при воздействии МИП. Установлено, что повышение температуры образца в момент облучения МИП приводит к уменьшению плотности кратеров (т.е. улучшению качества поверхности) уже при температуре около  $150^\circ\text{C}$ . Причем по сравнению с облучением при комнатной температуре меняется и вид образующихся кратеров: преобладающее число кратеров имеет плоскую форму. При увеличении температуры до  $300^\circ\text{C}$  плотность кратеров незначительно уменьшается без изменения их формы. Исследовано влияние температуры образца в момент облучения МИП и числа импульсов облучения на микротвердость сплава Д16АТ.



# ВЗАИМОСВЯЗЬ МИКРОСТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ ПОВЕРХНОСТИ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ УГЛЕРОДНЫХ И МЕТАЛЛОУГЛЕРОДНЫХ ПОКРЫТИЙ, ФОРМИРУЕМЫХ ИОННЫМ И ПЛАЗМЕННЫМ АССИСТИРОВАНИЕМ

В.В.Углов<sup>1</sup>, В.М.Анищик<sup>1</sup>, А.К.Кулешов<sup>1</sup>, И.Поло<sup>2</sup>, Ф.Тьери<sup>2</sup>, Ж.Пелетье<sup>2</sup>,  
Т.А.Кузнецова<sup>3</sup>, М.П.Самцов<sup>1</sup>, С.Н.Дуб<sup>4</sup>.

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь,

<sup>2</sup>CNRS-LEMD, Гренобль, Франция,

<sup>3</sup>Институт порошковой металлургии, Минск, Беларусь,

<sup>4</sup>Институт сверхтвердых материалов, Киев, Украина

В работе исследована взаимосвязь механических свойств, соотношение  $sp^3/sp^2$  типов углеродных связей с микроструктурным состоянием поверхности, углеродных и металлоуглеродных покрытий в зависимости от интенсивности ионных и плазменных потоков при их осаждении. При этом использовались следующие методы исследований: атомно-силовая микроскопия, комбинационное рассеяние, наноиндентирование, трибологические испытания. Для формирования покрытий применялось катодно-вакуумное осаждение с приложением отрицательного потенциала смещения к образцу до 20 кВ и плазмо-усиленное осаждение в смеси реактивных газов  $Ar + C_2H_2$ .

Установлено, что увеличение интенсивности ионного потока при катодно-вакуумном осаждении приводит к уменьшению микроструктурной неоднородности и шероховатости поверхности без водородных углеродных покрытий (а-С). Улучшение однородности и уменьшение шероховатости углеродного покрытия, как следует из данных по комбинационному рассеянию, сопровождается значительным снижением интенсивности “D” пика и уменьшением волнового значения положения “G” пика. Максимальное уменьшение шероховатости (до 5 нм) и улучшение износостойких свойств по сравнению с а-С покрытиями наблюдалось для ta-C,Zr покрытия, формируемого при максимальном отношении ионного ассистирующего потока к скорости осаждения покрытия.

Для углеродных и композитных покрытий, содержащих водород (а-С:H, а-С:H,Cu), сформированных с помощью плазмоусиленного химического вакуумного осаждения в смеси газов  $Ar + C_2H_2$  также установлено, что с уменьшением микроструктурной неоднородности, снижением шероховатости поверхности происходит увеличение твердости и подобное а-С покрытиям изменение параметров спектров комбинационного рассеяния.

# ЭЛЕМЕНТНЫЙ И ФАЗОВЫЙ СОСТАВ ТРОЙНОЙ НИТРИДНОЙ СИСТЕМЫ Ti-Zr-N, СФОРМИРОВАННОЙ МЕТОДОМ КОНДЕНСАЦИИ С ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ

В.В. Углов, Ж.Л. Приходько, В.В. Ходасевич, А.Б. Эйзнер

Белорусский государственный университет г. Минск, Беларусь

С помощью метод конденсации вещества с ионной бомбардировкой (КИБ) возможен синтез тройных нитридных систем при совмещении двух плазменных потоков в условиях ионной бомбардировки и одновременной конденсации покрытия благодаря протеканию плазмохимических реакций с газом-реагентом. Основными параметрами названного процесса являются: токи горения дуг, ускоряющий потенциал на подложке и давление реакционного газа. Оптимизация указанных параметров обеспечивает более высокую твердость и износостойкость тройных нитридных систем по сравнению с бинарными системами. Автономное управление токами горения дуг и ускоряющим напряжением на подложке позволяет варьировать в широком диапазоне плотность ионных потоков, а также изменять химический состав покрытий в процессе их формирования.

В работе продолжено исследование элементного и фазового состава тройных систем Ti-Zr-N, сформированных при совмещении плазменных потоков методом КИБ /1/. Установлена прямая корреляция между концентрацией титана и циркония в покрытие и токами горения дуговых разрядов: увеличение тока горения дуги одного из катодов приводит к росту его концентрации в покрытии. Изменение токов дуг катодов в 1,5 раза позволяет изменить соотношение концентраций Ti и Zr в 3,2 раза. Экспериментально установлено, что дифракционные максимумы синтезированной структуры тройного соединения Ti-Zr-N не принадлежат рефлексам от моонитридов TiN и ZrN, а занимают промежуточное положение по отношению к максимумам соответствующих моонитридов. Характерной особенностью дифрактограмм тройных нитридов при изменении в них концентрации металлических компонент является сдвиг максимумов в сторону преобладающего компонента. Выявлено образование ряда непрерывных твердых растворов TiN-ZrN. Синтезируемая система Ti-Zr-N является однофазной. Особенностью роста совокупности кристаллитов в покрытии является их столбчатая форма, четко просматриваемая электронномикроскопически, а также развитие в ней текстуры (111).

В.В. Углов, Ж.Л. Приходько, В.В. Ходасевич и др. //Тез. докл. XXXII по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. МГУ. 2002.С.123.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСОМ КОМПРЕССИОННОЙ ПЛАЗМЫ

В.М. Анищик<sup>1</sup>, В.В. Углов<sup>1</sup>, А.В. Пунько<sup>1</sup>, В.В. Асташинский<sup>1</sup>, Н.Т. Квасов<sup>2</sup>,  
А.Л. Данилюк<sup>2</sup>,

В.М. Асташинский<sup>3</sup>, С.И. Ананин<sup>3</sup>, В.В. Аскерко<sup>3</sup>, Е.А. Костюкевич<sup>3</sup>, А.М. Кузьмицкий<sup>3</sup>.

<sup>1</sup>Белорусский Гос. ун-ет, <sup>2</sup>Белорусский Гос. ун-т Информатики и Радиоэлектроники,

<sup>3</sup>Институт Молекулярной и Атомной Физики, Минск, Беларусь

При воздействии компрессионных плазменных потоков на монокристаллическую пластину кремния нами впервые были сформированы поверхностные регулярные субмикронные структуры /1/, на основе которых могут быть разработаны новые подходы к формированию интегральных микросхем нового поколения.

Моделирование процессов образования таких структур ведется по нескольким направлениям. К основным из них можно отнести анализ развития неустойчивостей на поверхности, образование диссипативных структур в результате изменения экранирующего действия газообразных продуктов гетерогенной реакции, изменения зарядовых характеристик поверхностного слоя, а также исследование процессов зарождения и развития нитевидных зародышей в рамках теории Ландау.

В настоящем сообщении приводятся результаты компьютерного моделирования процесса формирования равновесного профиля поверхности при условии минимизации поверхностной энергии кристаллизующегося расплава. Основным фактором при этом является сильная анизотропия поверхностной энергии.

Проведен расчет равновесного профиля  $Z = Z(x,y)$  поверхности кремния, путем минимизации энергетического функционала. Получено семейство поверхностей типа «гофр», согласующееся с электронно-микроскопическими данными /2/. Теоретически определены параметры тонкой структуры поверхности (диапазон углов в основании складки –  $24^0$ - $55^0$ ).

В рамках предложенного подхода обсуждается вопрос о режимах обработки с целью получения структур с заданными характеристиками.

## 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.

# ПРОЧНОСТНЫЕ СВОЙСТВА БЕРИЛЛИЕВОЙ БРОНЗЫ, ИМПЛАНТИРОВАННОЙ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ИОНАМИ КРИПТОНА

В.М. Анищик<sup>1</sup>, С.И. Жукова<sup>1</sup>, Н.И. Поляк<sup>1</sup>, В.А. Скуратов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

<sup>2</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Исследовано влияние высокоэнергетической ионной имплантации на микротвердость дисперсионно твердеющего сплава БрБ2 (бериллиевой бронзы). Для создания зонной стадии старения образцы после закалки от  $T=1053$  К отжигались в течение 1 часа при  $T=473$  К (фазовое состояние сплава соответствует наличию зон Гинье-Престона (Г-П) обоих типов в  $\alpha$ -твердом растворе /1/). Имплантация ионов криптона с энергией 245 МэВ проводилась в интервале доз  $10^{13}$ - $10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Значения микротвердости  $H$  исследованных сплавов представлены в таблице

Обработка	Закалка	Старение (473 К, 1 час)	$10^{13}$ см <sup>-2</sup>	$6 \cdot 10^{13}$ см <sup>-2</sup>	$10^{14}$ см <sup>-2</sup>
$H$ , ГПа	$1,00 \pm 0,04$	$1,61 \pm 0,06$	$1,40 \pm 0,06$	$1,70 \pm 0,07$	$1,80 \pm 0,07$

Как следует из приведенных данных, первоначально происходит разупрочнение имплантированных образцов (для дозы  $10^{13}$  см<sup>-2</sup> эффект составляет 15 %). При увеличении флюенса сплав упрочняется, и значение микротвердости превышает исходное. Такой же эффект наблюдался для стареющих сплавов алюминия /2/.

Разрушение зон Г-П на начальном этапе облучения ответственно за снижение микротвердости сплава. Анализ физического уширения линий (200) и (400)  $\alpha$ -фазы показал, что в исходном (состаренном) состоянии уширение обусловлено микроискажениями, величина которых уменьшается при имплантации  $10^{13}$  ион/см<sup>-2</sup>.

При последующем облучении уширение линий определяется, главным образом, измельчением блоков мозаики. Это может быть связано с радиационно стимулированным образованием новых зон Г-П и когерентной  $\gamma'$ -фазы, поскольку в этом случае в матрице сплава появляются сильные сдвиговые напряжения, приводящие к локальной пластической деформации /1/ и, соответственно, к упрочнению сплава.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Чуистов К.В. Старение металлических сплавов. - Киев: Наук. Думка, 1985, с. 232.
2. Анищик В.М., Жукова С.И., Васильева Л.А.// Физика и химия обработки материалов, 1998. №6, с.9.

# ГРАДИЕНТНЫЕ ПОКРЫТИЯ Ti-Cr-N: СТРУКТУРА И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

В.М. Анищик, В.В. Углов, С.В. Злоцкий  
Белгосуниверситет, Минск, Беларусь.

Градиентные покрытия Ti-Cr-N синтезировались методом конденсации из плазменной фазы в вакууме с ионной бомбардировкой поверхностей образцов (КИБ) при совмещении плазменных потоков титана и хрома в остаточной атмосфере азота /1/. В качестве подложки использовалась углеродистая сталь У8А. Перед осаждением поверхность подложек обрабатывалась ионами Cr в течение одной минуты при потенциале подложки – 1 кВ, токе дуги хромового катода 100 А и давлении в камере  $10^{-3}$  Па. Данная обработка обеспечивала нагрев подложек до температуры 400°C. Покрытия получали при вариации токов хромового и титанового катодов (от 80 до 120 А), опорных напряжений (от 0 до 210 В) и давление газа азота в вакуумной камере  $10^{-1}$  Па. Элементный состав, микроструктура, фазовый состав и текстура покрытий исследовались методами электронной спектроскопии (ОЭС), растровой электронной микроскопии (РЭМ) и рентгеноструктурного анализа. Проводилось изучение трибологических свойств. ОЭС исследования свидетельствуют, что формируется градиентная структура покрытий: слой Cr, затем основной слой переменного состава  $Ti_xCr_{1-x}N$  ( $0,3 < x < 0,45$ ). РЭМ исследования градиентных покрытий Ti-Cr-N показали сильную зависимость микроструктуры от опорного напряжения. Покрытия имеют ярко выраженную столбчатую структуру. При нулевом опорном напряжении наблюдается неупорядоченная структура, а при наложении опорного напряжения зёрна структуры вытягиваются и упорядочиваются. С ростом опорного напряжения покрытия уплотняются, и происходит рост зерен. С помощью рентгеноструктурных исследований установлено, что сформировались градиентные тройные системы, представляющее собой твердые растворы типа  $Ti_xCr_{1-x}N$ . Параметр решетки покрытий зависит от соотношения концентраций Ti и Cr. Полученные тройные нитридные системы имеют кубическую структуру с преимущественной ориентацией (111). С увеличением опорного напряжения происходит рост линии (111). Механические испытания показали повышение твердости и уменьшение коэффициента трения в сравнении с моонитридными покрытиями TiN и CrN. В работе обсуждается зависимость трибологических и механических свойств от состава и структуры градиентных покрытий  $Ti_xCr_{1-x}N$ .

## *ЛИТЕРАТУРА*

1. Khadasevich V.V., Solodukhin I.A., Uglov V.V., Hartmann J., Hammerl C., Rauscherbach B. Surf. Coat. Technol., 1998, V. 98, P. 1433 –1436.

# ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ СКОРОСТЬЮ ЗВУКА И ВРЕМЕНЕМ ЖИЗНИ ПОЗИТРОНОВ В ТИТАНЕ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СОДЕРЖАНИЯ ВОДОРОДА И ВЕЛИЧИНЫ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

И.П. Чернов, Ю.П. Черданцев, А.М. Лидер, Г.В. Гаранин, А.С. Сурков\*, К. Долбман\*

Томский политехнический университет, Томск, Россия

\*Фраунгоферовский институт неразрушающих методов контроля, Саарбрюкен,  
Германия

Исследована возможность использования методики измерения скорости звука для неразрушающего контроля за состоянием металлических конструкций в процессе комплексного воздействия водорода и пластической деформации. С этой целью на примере титана изучена корреляция между параметрами электрон-позитронной аннигиляции и скоростью звука в тех же образцах. При пластической деформации изменение скорости звука можно связать с увеличением плотности дислокаций в ходе пластического течения. Для исследований были подготовлены образцы, последовательно подвергнутые: пластической деформации (растяжение), наводороживанию, облучению ускоренными электронами или рентгеновскими лучами. Исследования содержания водорода проводились методом вакуумной термодесорбции. С увеличением времени насыщения возрастает концентрация водорода. При этом наблюдается увеличение скорости звука и среднего времени жизни позитронов. Среднее время жизни позитронов растет ( $\tau_{cp}$ ) за счет увеличения числа крупных дефектов при увеличении содержания водорода в титане. Увеличение скорости звука вызвано, по-видимому, повышением упругих свойств металла при наводороживании. При этом вносимые при внедрении водорода дефекты, приводят к снижению скорости звука, а растворенный водород – к повышению. Согласованное изменение параметров ЭПА и скорости звука наблюдается при совместном воздействии на титан водорода и пластической деформации. При этом среднее время жизни позитронов возрастает, а скорость звука в исследуемом материале падает. Деформация оказывает более сильное влияние на структуру титана, чем водород, внедряемый при выбранных для исследования режимах, поэтому влияние водорода проявляется только в случае внедрения водорода до пластической деформации.

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГИДРИДОВ В КАЧЕСТВЕ МОДЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ МИГРАЦИИ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В МЕТАЛЛАХ ПРИ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

Ю.П. Черданцев, И.П. Чернов, В.Н. Шадрин

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Гидриды металлов являются хорошим модельным материалом для изучения воздействия ионизирующего излучения на поведение изотопов водорода. Они имеют высокое содержание и относительно равномерное распределение примесных атомов водорода по глубине, отмечается их термическая стабильность до 50 °С. Таким образом, гидриды металлов отвечают основным требованиям, предъявляемым стандартным эталонным образцам, используемым в модельных экспериментах по анализу с помощью ионных пучков. Для исследований были использованы гидриды на основе циркония (ZrH, ZrD) и ванадия (VH, VD), изготовленные по методу Сиверса. Методом ядерной отдачи (ЯО) измерены профили распределения изотопов водорода и исследовано влияние ионного пучка  $^{14}\text{N}$  на миграцию атомов в процессе облучения. Для этого измеряли энергетические спектры ЯО водорода и дейтерия за короткие промежутки времени с равным числом падающих на мишень ионов и определяли зависимость содержания H и D от дозы ионов анализирующего пучка на разной глубине. Несмотря на одинаковые условия изготовления гидридов концентрация водорода в гидриде циркония в три раза больше, чем в гидриде ванадия. Концентрация водорода в гидридах плавно снижается от глубины 0,6 мкм до поверхности материала. В дейтеридах присутствуют ярко выраженные поверхностные пики H и D, причем поверхностный пик дейтерия приблизительно на 0,15 мкм сдвигается в сторону больших глубин. Обнаружено, что в пределах анализируемой глубины в гидриде ванадия наблюдается незначительный рост, а в гидриде циркония, столь же малое снижение интегрального содержания водорода ( $\approx 1\%$  при  $D_N = 3,5 \times 10^{-8}$  Кл). В дейтеридах содержание водорода с ростом дозы несколько снижается, а содержание дейтерия, наоборот, возрастает. В общем случае накопление или рост содержания легких примесей вблизи поверхности материала зависит от сечения взаимодействия ионов пучка с примесными атомами, концентрации и типа дефектов в приповерхностном слое, температуры образца при облучении и плотности тока ионного пучка.

## РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ СИСТЕМЕ H-Ti/Al

И.П.Чернов, Н.Н. Никитенков, Ю.И. Тюрин, А.М. Семенов, М. Крёнинг, Х. Баумбах.

Томский политехнический университет, г. Томск

E-mail: chernov@tpu.ru

Представлены новые экспериментальные данные, дополняющие опубликованные ранее результаты исследований поведения водорода в металлах [1,2]. Методом ВИМС изучены изменения в тонкопленочной системе "водород-Ti/Al" в ситуации, когда система длительное время (~2 месяца) после насыщения водородом находилась при комнатной температуре. Знание закономерностей релаксации в системах "металл-водород" важно для более глубокого понимания физики явлений в указанных системах.

Исследовались послойные выходы вторичных ионов из а) исходной системы Ti/Al, б) насыщенной изотопами водорода, в) насыщенной изотопами водорода и облученной электронами, г) насыщенной изотопами водорода и выдержанной при комнатной температуре. Обнаружено, что в процессе релаксации происходит формирование химических соединений в области пленка-подложка и имеет место восстановление титана в приповерхностной области. Эти процессы обусловлены наличием градиента концентрации (повышенным содержанием водорода в приповерхностных слоях) сразу после окончания электролиза. В процессе релаксации водород движется внутрь системы к границе пленка-подложка, в результате чего внешняя поверхность титановой пленки обедняется, а граница раздела пленка-подложка обогащается водородом. Что и способствует указанному выше поведению химических соединений. Восстановлению внешней поверхности титановой пленки содействует, очевидно, и взаимодействие сильно насыщенной водородом и дейтерием электролизной пленки с атмосферой. В результате этого взаимодействия могут образовываться соединения OH, OD, H<sub>2</sub>O, D<sub>2</sub>O, COH и другие, испаряющиеся с поверхности при комнатной температуре. В процессе электронного облучения ( энергия – 70 кэВ, плотность тока ~40 мкА/см<sup>2</sup>, время ~180 мин) восстановление титана в приповерхностной области происходит интенсивнее за счёт радиационно-стимулированного выхода водорода.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Чернов И.П., Никитенков Н.Н., Тюрин Ю.И. и др.//Тез. Докл. XXXI Междунар. Конф. по физ. взаимодей. заряж. частиц с кристаллами. Москва, МГУ, 2002, с.145.
2. Чернов И.П., Лидер А.И., Черданцев Ю.П., Никитенков Н.Н.//Физическая мезомеханика. Т.3, вып.6. 2000, С.97-103.



# ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ НЕЛОКАЛЬНОСТИ НА ФОРМИРОВАНИЕ КОНЦЕНТРАЦИОННЫХ ПРОФИЛЕЙ В МЕТАЛЛАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫМИ ИОННЫМИ ПУЧКАМИ

Е.А. Афонькина, Г.А. Вершинин, Г.И. Геринг

Омский государственный университет, Омск, Россия

В рамках расширенной необратимой термодинамики, являющейся одной из наиболее последовательных современных теорий, не опирающихся на принцип локального термодинамического равновесия, уравнение диффузии в одномерном случае для концентрации  $c(x, t)$  с учетом релаксационных членов только первого порядка и перекрестных слагаемых [1] для изотермической бинарной системы имеет вид

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \tau_1 \frac{\partial^2 c}{\partial t^2} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + D \tau_2 \frac{\partial^3 c}{\partial t \partial x^2},$$

где  $D$  – коэффициент диффузии;  $\tau_1$  – время релаксации потока частиц, приводящее к временной нелокальности;  $\tau_2$  – время релаксации градиента концентрации, обусловленное учетом влияния вязкоупругих напряжений на процесс массопереноса и приводящее к пространственной нелокальности. В работе построено решение этого уравнения в полубесконечном образце для двух случаев: при постоянной концентрации на поверхности и постоянном потоке числа частиц на границе  $x=0$ . Рассчитаны пространственно-временные поля концентраций для различных значений параметра  $\gamma = \tau_2 / (2\tau_1)$ , которые существенно отличаются от предсказаний классических уравнений переноса ( $\tau_1 = \tau_2 = 0$ ). Нелокальный характер процесса переноса приводит к появлению на профиле концентраций волнового фронта, который распространяется в глубь образца со скоростью  $V = (D/\tau_1)^{1/2}$ . По мере продвижения фронта его ширина увеличивается. Варьируя параметр  $\gamma$  удается выяснить роль, которую играют релаксационные и перекрестные эффекты в процессе диффузии, меняя тем самым характер течения процесса.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Афонькина Е.А., Вершинин Г.А., Геринг Г.И., Бухбиндер Г.Л. // Proceedings of 6<sup>th</sup> Intern. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk, Russia, 23-28 September, 2002, p.234-237. Томск: Издательский дом "Курсив".

# ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ОБРАЗОВАНИЕ КОЛЛОИДНЫХ ЧАСТИЦ В ПЛЕНКАХ LiF ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МЕДЛЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

С.Гаипов, Б.Г. Атабаев, Ш.Т. Хожиев

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

Ряд вопросов металлизации поверхности диэлектриков, кластерного распыления их ионными пучками, эпитаксиального роста тонких пленок, адгезии и др. трудно решить без знания образования и стабилизации точечных дефектов типа F-центров и их ассоциаций вплоть до коллоидных частиц в диэлектриках при облучении электронами разных энергий. Нами методом спектроскопии полного тока (СПТ) изучено влияние температуры мишени на образование коллоидных центров в тонких слоях LiF- Si(111) как в процессе формирования пленки, так и при облучении их медленными электронами. Изучено влияние температуры отжига на образование точечных дефектов в пленках LiF, напыленных при комнатной температуре на Si(111). После отжига при 100<sup>0</sup>С в течение до 3<sup>х</sup> часов в спектре появляются слабо разрешенные пики, вернее, ступеньки при энергиях поглощения 1,9 (коллоидные), 3,0 (R-), 4,2 (X-) и 5,1 эВ (F-центры). Отжиг при 200<sup>0</sup> С приводит к четкому разделению этих пиков и увеличению их высот с ростом времени отжига. После отжига при 300<sup>0</sup> С даже в течение 0,5 часа наряду с ростом интенсивностей этих пиков появляется еще один пик при энергии -1,3 эВ, что вероятно связано с образованием коллоидов малых размеров. Облучение напыленной при комнатной температуре пленки LiF электронами с энергией 0 ÷ 0,2 эВ до дозы 7х 10<sup>15</sup> е/см<sup>2</sup> приводило к появлению слабых пиков коллоидов и R-центров, а интенсивности пиков X и F-центров были значительны. Образование F-центров в этом случае, вероятно, происходит за счет захвата термализованных электронов дорадиационными анионными вакансиями. Изучалось также влияние температуры мишени на процессы генерации дефектов и последующего их отжига. Зависимость концентрации коллоидных центров (E=1,8±0,2 эВ) от температуры мишени (20÷300<sup>0</sup> С) в процессе облучения электронами (E =20эВ, D= 1х 10<sup>16</sup> е/см<sup>2</sup> ) имеет максимум при T<sub>м</sub>=100<sup>0</sup>С. Это свидетельствует о существовании двух противоположных факторов, влияющих на формирование коллоидных частиц. Последующий отжиг этих же дефектов (T<sub>м</sub> =20÷500<sup>0</sup>С) приводил к уменьшению их концентрации всего в три раза. Анализируются возможные факторы, влияющие на формирования и разрушения коллоидов в исследованной пленке.

# ИЗУЧЕНИЕ МОДИФИКАЦИЙ ПОВЕРХНОСТИ Si(111) ПРИ ОБЛУЧЕНИИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ЩЕЛОЧНЫМИ ИОНАМИ

Д.С. Руми, С.Ж. Ниматов, И.А. Гарафутдинова, Б.Г. Атабаев

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

С помощью дифракционных методик (ДЭНЭ, ДЭНЭ “рефлекс/фон“) изучались температурные, энергетические и дозовые характеристики низкоэнергетического ( $E_i \leq 1200$  эВ) облучения ионами  $Li^+$ ,  $Na^+$   $Rb^+$  поверхности Si(111), обуславливающие перестройки структуры, степень дефектности, полную аморфизацию.

Обнаружено образование силицидов и установлены режимы эпитаксиального роста слоев Si(111)-(4×4)Li, Si(111)-(1×1)Na, Si(111)-(2×2)Rb. Оценена степень структурного совершенства выращенных из ионных пучков силицидных фаз, предложены вероятностные модели атомного строения пленок. Все сверхструктурные рефлексы объяснены в соответствии моделью Ван Дер Мерве наличием дефектов несоответствия вдоль обеих осей двумерной решетки.

Установлено, что зависимости интенсивностей рефлекса и фона ДЭНЭ от энергии и дозы облучения до момента наступления полного разрушения порядка на поверхности имеют немонотонный ход в пространстве координат: интенсивности, дозы, энергии. При этом минимумы и максимумы дозовой зависимости смещены относительно таковых на энергетической зависимости. Предполагаем, что в низкоэнергетическом интервале для использованных плотностей тока ионов имеется зона, для которой наряду с преимущественной имплантацией вещества ионного пучка реализуется канал диссипации энергии, затрачиваемой на самоотжиг и кристаллизацию новой фазы.

Найдены режимы ионного облучения, обеспечивающие равновесное покрытие пленкой щелочного металла, которое поддерживается за счет самораспыления. При этом система “подложка-пленка“ сохраняет порядок.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДОЗЫ ОТ ВТОРИЧНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБРАЗЦАХ, ОБЛУЧАЕМЫХ  
НЕЙТРОНАМИ И ГАММА-КВАНТАМИ

В.А. Бакаев, Я.А. Бердников, С.Д. Богданов, В.Ф. Космач, Е.Я. Шабля  
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
С.-Петербург, Россия

В данной работе продолжены исследования влияния вторичных заряженных частиц на оптические элементы многослойных цилиндрических образцов, облучаемых быстрыми нейтронами и гамма-квантами [1-3]. С помощью метода Монте-Карло проведено моделирование облучения широким пучком нейтронов и гамма-квантов с различными энергетическими спектрами волоконного световода, состоящего из центрального цилиндрического слоя кварцевого стекла  $\text{SiO}_2$  со светоотражающим покрытием из силикона  $\text{Si}(\text{CH}_3)_2\text{O}$ . Рассматривалось облучение волоконного световода без оболочек и с двумя защитными оболочками (внутренней из нейлона  $\text{NH}(\text{CH}_2)_5\text{CO}$  и внешней из полиэтилена  $\text{C}_2\text{H}_4$ ), разделенными слоем воздуха. Диаметр световода составлял 0,3 мм, а диаметр цилиндрической композиции, включающей защитные оболочки, равнялся 3,5 мм.

В расчетах получены средние поглощенные дозы и профили дозы от вторичных заряженных частиц в волоконном световоде. Проведен анализ зависимости дозовых характеристик от энергетических спектров быстрых нейтронов и гамма-квантов и от добавления к волоконному световоду защитных полимерных оболочек. Поглощенная доза мгновенных нейтронов деления реактора распределяется в кварцевой световедущей жиле не равномерно, а для нейтронов смягченного спектра деления наблюдается близкое к равномерному распределение дозы. Доза гамма-квантов реактора и установок с источником  $\text{Co-60}$  распределяется практически равномерно в световоде.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Бакаев В.А. и др. // Поверхность, 1998, вып.12, с.125.
2. Бакаев В.А. и др. // Поверхность, 1999, вып.5-6, с.103.
3. Бакаев В.А. и др. // Тезисы докладов XXX Международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. -М.: Изд.-во Моск. Ун-та, 2000. с.154.

# НАКОПЛЕНИЕ ВОДОРОДА В СООСАЖДЕННЫХ СЛОЯХ УГЛЕРОДА И В ПЕРЕМЕШАННЫХ СЛОЯХ W+C НА ВОЛЬФРАМЕ И ГРАФИТЕ

М.И. Гусева<sup>1</sup>, Л.С. Данелян<sup>1</sup>, В.В. Затекин<sup>2</sup>, В.С. Куликаускас<sup>2</sup>

<sup>1</sup>РНЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>2</sup>НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

В условиях газового дивертора термоядерного реактора будет происходить соосаждение углерода на поверхности углеграфитового композита и вольфрама, и накопление водорода в соосажденных и перемешанных слоях. С целью моделирования процесса соосаждения на диверторе вольфрама и графита при энергии ионов изотопов водорода ниже энергетических порогов распыления W и C, образцы из этих материалов экспонировались в ацетиленовой C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>-плазме при энергии ионов C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> 300эВ. При этом происходило химическое распыление графита поскольку энергия ионов водорода составляла 11,5 эВ. Температура образцов была 670 К. Методами резерфордовского обратного рассеяния и регистрации ядер отдачи изучены элементный состав и накопление водорода. Толщина осажденных слоев составляла 1–10 мкм. При максимальной дозе облучения (10<sup>24</sup> м<sup>-2</sup>) на вольфраме наблюдается глобулярная структура (объемные образования различной формы размерами от 1,5 до 20 мкм). На графите такая структура наблюдается уже при дозе 2·10<sup>23</sup> м<sup>-2</sup>. Интегральная концентрация водорода в слоях на поверхности вольфрама уменьшается по мере увеличения дозы облучения, что является весьма неожиданным. При одновременном облучении графита и вольфрама ионами C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> образуются перемешанные слои W+C толщиной до 500.

# ИЗМЕНЕНИЕ ПРОЗРАЧНОСТИ КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА ПОСЛЕ ИОННОЙ ОБРАБОТКИ

А.В. Гаврюшкин<sup>1</sup>, А.Б. Надирадзе<sup>1</sup>, Егоров В.К.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский Авиационный Институт, Москва

<sup>2</sup>ИПТМ РАН, Черноголовка, Московской области, Россия

Кварцевые стекла часто используются в качестве оптических покрытий. В связи с этим становится актуальной проблема обеспечения их стойкости к воздействию условий эксплуатации. Одним из факторов, оказывающих влияние на характеристики кварцевых покрытий, является воздействие потоков плазмы. Как показали предварительные исследования, результатом такого воздействия является снижение их прозрачности. В работе приведены экспериментальные данные, характеризующие особенности длительного воздействия плазменной струи низкой энергии на поверхность кварцевых стекол. Сформулирована модель изменения прозрачности стекла в результате ионной бомбардировки.

В работе источником бомбардирующих ионов являлся стационарный плазменный двигатель типа М-70, работавший в режиме напряжения разряда 300 В и тока 2.2 А. В качестве рабочего тела использовался ксенон. Эксперименты проведены в лабораторной вакуумной камере объемом 2 м<sup>3</sup> при давлении около 10<sup>-4</sup> торр. Исследованные образцы стекол располагались в камере на расстоянии  $l_1=492$  мм и  $l_2=378$  мм от двигателя под углом к оси струи  $\theta_1=24^\circ$  и  $\theta_2=34^\circ$ .

Прозрачность стекол измерялась методом "на прохождение" на спектрофотометре  $\lambda$ -4, производства фирмы Perkin-Melner (Германия, 1996 г) в диапазоне 200-1200 нм. Изучение природы изменения прозрачности выполнено путем микроскопической диагностики поверхностного микрорельефа и резерфордского обратного рассеяния ионов гелия и водорода ( $E_0=1$  МэВ) на поверхностях, подвергнутых ионной бомбардировке. Показано, что прозрачность облученных стекол падает по мере накопления дозы до некоторой предельной величины, соответствующей устойчивому состоянию поверхностного слоя в условиях активного ионного возбуждения. Причиной изменения прозрачности является преобразование поверхностного слоя, толщина которого не превышает 0.5 мкм. Этот слой характеризуется образованием специфического микрорельефа, составом, отличающимся от исходного и, по-видимому, перестройкой ближнего атомного окружения. Предельное значение прозрачности облученных стекол составляет 80% от исходной величины, измеренной до ионной обработки.

# АНАЛИЗ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И СТАЛЕЙ PIXE, RBS И NGR МЕТОДАМИ

С.К. Годовиков, В.С. Куликаускас, В.П. Петухов, М.В. Якушев\*

Научно-исследовательский институт ядерной физики, МГУ, Россия

\* Университет Стратклайд, Глазго, Великобритания

Структура и элементный состав полупроводникового монокристалла  $\text{Cu}(\text{InGa})\text{Se}_2$  изучался методами PIXE (протонно индуцированное рентгеновское излучение), RBS и RFA (Рентгено Флуоресцентный Анализ). Элементный состав и структура сталей легированных алюминием исследовались с помощью PIXE и NGR (Ядерная Гамма Резонансная спектроскопия) техники. Кристалл дифракционный спектрометр типа Соллера и  $\text{Si}(\text{Li})$  детектор использованы для элементного анализа. Для определения химического состояния сталей и состояния примесей в решетке матрицы применен NGR метод. Для локального рентгеноспектрального анализа с пространственным разрешением порядка 100 мкм использована поликапиллярная рентгеновская оптика. Измерения выполнены на ускорителях ионов КГ-500 и ЭГ-8 в НИИЯФ МГУ. Показано, что форма NGR спектра позволяет получить детальную информацию о качестве стали. Мы измерили зависимость предела текучести исследованных сталей от концентрации алюминия в сплаве, которая получена из измерений методом PIXE. Обнаружена корреляция предела текучести с содержанием примесей и химических соединений. Величина предела текучести пропорциональна содержанию алюминия. В образцах с малым пределом текучести содержание алюминия и углерода всегда меньше, чем в образцах с большим пределом текучести. Показано, что при этом качество сталей определяется также и фазовым состоянием железа в этих сплавах, в частности, содержанием в них цементита.

Работа выполнена при поддержке INTAS 01-283.

# СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ИМПЛАНТАЦИИ ВОДОРОДА И ИОННО-ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ НА ПРОЦЕССЫ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В КРЕМНИИ

А.В.Мудрый, Т.П.Ларионова, А.И.Патук, И.А.Шакин

Институт физики твердого тела и полупроводников НАНБ, Минск, Беларусь

В последние годы значительно возрос интерес к модификации поверхностных слоев кремния пучками протонов и ионно-плазменной обработке в среде водорода в связи с развитием Smart-Cut технологии – получением тонких слоев кремния на изолирующих подложках (Silicon on Insulators, SOI-структур) на основании использования скрытых пористых слоев, созданных имплантацией водорода [1-3]. В настоящей работе проведен сравнительный анализ процессов радиационного дефектообразования в монокристаллах Si при этих видах воздействия. Имплантация ионов водорода проводилась в диапазоне энергий 20 – 150 кэВ и доз  $5 \cdot 10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-2}$ . Ионно-плазменная обработка осуществлялась в атмосфере водорода с использованием плазмы тлеющего разряда при напряжениях 1 - 3 кэВ и плотностях токов 0.1 – 1 мА/см<sup>2</sup> в течение 5 – 60 минут. В качестве мишеней в работе использовались промышленные пластины кремния с диаметром 100 мм, выращенные методом зонной плавки или полученные по методу Чохральского n- и p-типа проводимости в диапазоне удельных сопротивлений 1 – 20 Ом·см. Проведенные с использованием низкотемпературной (4.2–78 К) люминесценции исследования позволили установить природу основных радиационных дефектов, возникающих в кристаллах кремния при таких видах воздействия. Особенно отчетливо различие имплантации и ионно-плазменной обработки проявилось в экспериментах по изохронному отжигу кристаллов Si в диапазоне температур 200 – 1100 °С. Обнаружены дефекты, включающие внедренные атомы водорода, а также кислорода и углерода как остаточных технологических примесей. Процессы образования и отжига дефектов точечного типа происходят на относительно низкотемпературных стадиях отжига ~ 200 – 400 °С. При отжиге одновременно происходит процесс образования объемных протяженных дефектов, в частности, <111> ориентированных водородосодержащих пластинок, а при 400 – 500 °С начинают формироваться дислокации и структурные дефекты, дающие интенсивные широкие полосы люминесценции в спектральной области

0.70 – 1.05 эВ. Обсуждается возможная природа и структура основных оптически активных дефектов и предлагается модель процесса дефектообразования в кремнии при имплантации водорода и ионно-плазменной обработке.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Bruel M. // Electron. Lett., 1995. V.31. P.1201.
2. Козловский В.В., Козлов В.А., Ломасов В.Н. // ФТП, 2000. Т.34. С.129.
3. Попов В.П. и др. // ФТП, 2001. Т.35. С.1075.



# ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННОЙ ДИФФУЗИИ НА ФОРМИРОВАНИЕ СВЕРХРЕШЕТОК GaSn/GaAs ПРИ РОСТЕ МЕТОДОМ МПЭ.

И.П.Сошников, О.М.Горбенко, Н.В.Крыжановская, А.Р.Ковш,

Н.Н.Леденцов, В.М.Устинов, Н.Kirmse, W.Neumann

Физ.тех. институт им. А.Ф.Иоффе. С.-Петербург, Россия

Гетероструктуры на основе GaAs со слоями, содержащими твердые растворы  $GaAs_{1-x}N_x$  и  $In_xGa_{1-x}As_{1-y}N_y$ , представляют особый интерес для различных применений в микро-и оптоэлектронике. Отметим, что этот интерес связан с возможностью снижения ширины запрещенной зоны и смещения полосы люминесценции в длинноволновую сторону. В частности, такой подход позволяет обеспечить создание оптоэлектронных приборов на основе GaAs, излучающих в областях 1,3-1,7 мкм.

В работе проводится сравнительное исследование формирования структуры твердых растворов  $GaAs_{1-x}N_x$  при росте методом молекулярно-пучковой эпитаксии с непрерывным и импульсным включением ВЧ плазменного источника химически активного азота. Отметим, что импульсное включение источника азота проводилось как с остановкой роста материала, так и при совместном осаждении Ga и As. Период ростовой структуры соответствовал 5 монослоям (около 1,4 нм). Скважность импульсов работы азотного источника выбиралась так, чтобы соотношение толщины слоев содержащих и не содержащих азот было 1:4. Интегральная мощность воздействия азотным источником была постоянной для всех трех случаев. Общая толщина слоя с содержанием азота составляла 350 МС (около 100 нм).

Обнаружено, что структура образцов, полученных при непрерывном осаждении и методом импульсного замещения, идентична и в слое, содержащем азот, не имеет каких-либо особенностей обусловленных импульсным воздействием. В то же время в структуре образца выращенного при совместном осаждении Ga, As и импульсно включенном источнике азота наблюдается формирование сверхкороткопериодной сверхрешетки. Полученный результат позволяет сделать оценки для коэффициента диффузии как  $10^{-4} > D >> 10^{-8}$  см<sup>2</sup>/с. Такая оценка существенно выше теоретических оценок ( $D < 10^{-12}$  см<sup>2</sup>/с). Наблюдаемое расхождение может быть объяснено с привлечением механизмов радиационно-стимулированной диффузии: присутствие высокоэнергетичных частиц (~10 eV) в потоке химически активного азота приводит к образованию междоузельных атомов, диффузия которых существенно выше обычной.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИИ ОТРИЦАТЕЛЬНО – ИОННЫХ КЛАСТЕРОВ ПРИ РАСПЫЛЕНИИ ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ИОНАМИ ЦЕЗИЯ

*Р. Джаббарганов, Б.Г. Атабаев, Ш.С.Раджабов, Ш.Т. Хожиев, М.К. Курбанов*

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

Исследование процессов вторичной эмиссии с поверхности ионных кристаллов при ионной бомбардировке актуально как для исследования механизмов ионообразования при распылении, так и выяснения прикладных задач радиационной технологии в микроэлектронике и космическом материаловедении. В связи с вышесказанным исследовалась эмиссия отрицательно- ионных кластеров при распылении ионных кристаллов LiF, NaF и KBr ионами цезия. Были изучены масс- спектры отрицательно – ионной составляющей распыления, зависимости выхода кластерных ионов от температуры распыляемой мишени и энергии первичных ионов, и измерены пороговые энергии атомарного и кластерного отрицательно- ионного распыления. В масс спектрах продуктов распыления ионных кристаллов LiF, NaF и KBr в виде отрицательных ионов обнаружены ионы :  $F_n^-$  ( $n=1-4$ ),  $Br_n^-$  ( $n=1-3$ ),  $H^-$ ,  $C^-$ ,  $CH^-$ ,  $CH_2^-$ ,  $C_2^-$ ,  $C_2H^-$ ,  $C_2H_2^-$ ,  $O^-$ ,  $OH^-$ ,  $O_2^-$ ,  $O_2H^-$ ,  $Cl^-$ ,  $K^-$ ,  $FO^-$ ,  $BrO^-$ ,  $Li_m F_n^-$ ,  $Na_m F_n^-$ ,  $K_m Br_n^-$  и т.д. Ионы  $Li_m^-$ ,  $Na_m^-$  и  $K_m^-$  появляются в спектре после того , как температура поверхности достигает  $200^0$  C, с ростом температуры распыляемой поверхности ионных кристаллов фиксируются ионы  $F_n^-$ ,  $Br_n^-$ ,  $Li_m F_n^-$ ,  $Na_m F_n^-$ ,  $K_m Br_n^-$  со все большими значениями ( $n$ ) и ( $m$ ) , а температурная зависимость выхода кластерных ионов с данными ( $n$ ) и ( $m$ ) изображается возрастающей прямой линией. Температурные зависимости выхода отрицательных анионов, катионов и их кластеров для ионных кристаллов показали, что при низких температурах основным механизмом распыления является упругий каскадный механизм, а с увеличением температуры дополнительно происходит распыление за счет создания приповерхностном слое дефектов ( F и H пар) при диффузии из поверхности ионного кристалла. Экспериментальные результаты, при изучении зависимости выхода отрицательных - ионов с поверхности ионных кристаллов от энергии первичных ионов цезия позволяют сказать следующее: при малых энергиях обнаруживаются только те многоатомные ионы, которые соответствуют конфигурации атомов в кристаллической структуре ионных кристаллов, а кластерные ионы типа  $F_n^-$ ,  $Br_n^-$ ,  $Li_n^-$ ,  $Na_n^-$ ,  $K_n^-$ , которые первоначально не присутствуют в спектре, наблюдаются только в незначительном количестве; с увеличением энергии бомбардирующих ионов фиксируются молекулярные ионы со все большими значениями  $n$  и возрастает интенсивность распыления кластерных ионов.

# КУЛОНОВСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЗАРЯЖЕННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КЛАСТЕРОВ

В.В. Погосов, Д.П. Котляров, О.Н. Левицкая

Запорожский национальный технический университет, г. Запорожье, Украина

Предлагается модель кулоновского взрыва заряженных металлических кластеров отличная от классической схемы Релея, в которой критический заряд определяется выражением  $Q = \sqrt{16\pi R^3 \sigma}$ ,  $R$  – радиус кластера,  $\sigma$  – поверхностное натяжение.

Двухкомпонентная модель электрон-ионной плазмы жидкого металлического кластера в квазиклассическом приближении дает критический заряд в виде  $Q_{e,i} \approx eW_{e,i}R$ , где  $W_e$ ,  $W_i$  – работы выхода электрона и иона из плоской поверхности. Таким способом учитывается асимметрия заряжения /1/.

В случае небольших кластеров, введение химических потенциалов компонент некорректно и следует учесть квантования электронного спектра. Это сделано для кластера в форме кубика.

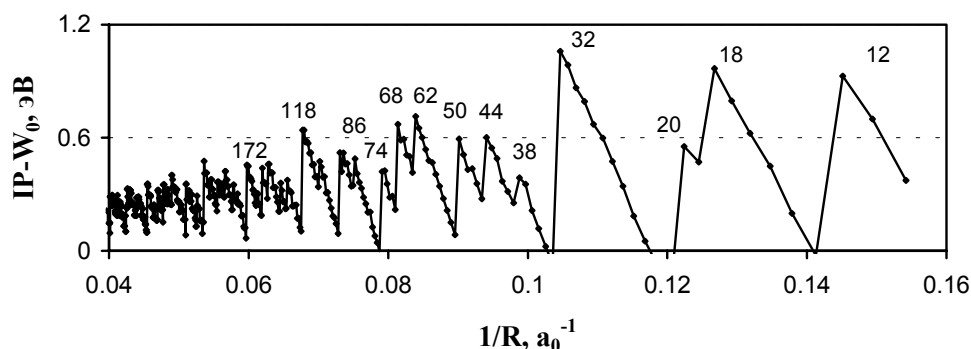


Рис. Зависимость ионизационного потенциала  $IP$  кластеров золота с числом атомов до  $N = 3000$  от радиуса эквивалентной сферы  $R$ ,  $a_0$  – боровский радиус,  $W_0$  – работа выхода электрона из плоской поверхности.

На основании модели дана интерпретация кулоновского взрыва заряженных кластеров золота /2/.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Pogosov V.V., Kotlyarov D.P. и др. // Phys. Low-Dimen. Struc. 2000. N7/8, p. 91.
2. Yannouleas C., Landman U., Herlert A., Schweikhard L. // Phys. Rev. Lett. 2001. V.86, p.2996.

# Статистический подход к описанию процессов баллистического переноса на основании уравнений Боголюбова

Ю.Ф.Блинов, П.В.Серба

Государственный радиотехнический университет, г. Таганрог, Россия

Процессы баллистического переноса атомов имеют место при использовании различных методов ионно-лучевой обработки поверхности твердых тел. Существующие теории и методы описания процессов переноса применимы в приближении «газовой» модели. Это позволяет с достаточной степенью точности описывать процессы ионно-лучевой модификации твердых тел при высоких энергиях частиц (свыше 50 кэВ). Использование уравнений Боголюбова позволяет описывать процессы, протекающие в более плотных средах. Записывая первые из цепочки уравнений Боголюбова для налетающих ионов, каскадных атомов и атомов примеси получаем систему кинетических уравнений

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + v \frac{\partial f_i}{\partial r} = \sum J(f_j, f_i) \quad (1)$$

где интеграл столкновений  $J(f_j, f_i)$  имеет вид

$$J(f_j, f_i) = \int [U_{ij} F_{ij}] dx_j \quad (2)$$

$U_{ij}$  - потенциальная энергия взаимодействия,  $F_{ij}$  - двухчастичная функция распределения. С использованием функции Грина и последующим интегрированием по скоростям кинетическое уравнение для атомов отдачи записывается в виде

$$\frac{\partial N_3(x, t)}{\partial t} = \int_0^t \int_0^v N_3(\xi, \tau) \chi(x, \xi, t - \tau) d\xi d\tau + N_3 \int_0^t \int_0^v \chi(x, \xi, t - \tau) d\xi d\tau \quad (3)$$

здесь  $\chi$  - функция памяти

$$\chi(x, \xi, t) = \int \int f(\xi, v) \sigma(v \Rightarrow v') \frac{\partial}{\partial t} G(x, \xi, t, v') dv dv' \quad (4)$$

$G$  функция Грина, описывающая распределение пробегов атомов отдачи после элементарного акта взаимодействия с налетающими частицами. Таким образом, полученное кинетическое уравнение позволяет описывать процессы переноса атомов в более плотных средах и с учетом их столкновения с налетающими частицами в процессе движения.

## ПРОФИЛИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЗИТРОНОВ В МЕТАЛЛАХ, ОБЛУЧЕННЫХ ЧАСТИЦАМИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

*Б.А. Тронин, А.И. Купчишин, К.М. Мукашев*

Алматинский университет им. Абая, г. Алматы, Казахстан

Данная работа посвящена исследованию радиационных дефектов в металлах методом позитронного зондирования. Принципиальная возможность использования позитронов при исследовании вещества основывается на способности их аннигилировать с электронами среды с испусканием жестких гамма-квантов, которые могут быть зарегистрированы соответствующими приборами. Попадающие в конденсированную среду позитроны аннигилируют после достижения ими тепловых энергий. Получить профили распределения позитронов в массивном образце можно, измеряя число актов аннигиляции в тонком слое, сканируя образец по глубине.

Нами проведены измерения профилей распределения позитронов от источника  $\text{Na}^{22}$  в металлах, облученных быстрыми реакторными нейтронами и протонами с энергией 30 МэВ. Исследовались образцы из молибдена и ниобия, представляющие собой диски толщиной 1 мм и диаметром 10 мм. Одновременно проводились измерения и необлученных образцов, которые отжигались в вакууме при температуре  $2/3$  от температуры плавления. В результате чего получены зависимости интенсивности аннигиляционных гамма-квантов от глубины проникновения позитронов в материал.

Предложена математическая модель описания этих процессов, происходящих в металлах и найдены коэффициенты поглощения в них позитронов. Полученные данные о распределении позитронов в зависимости от концентрации радиационных дефектов вакансионного типа по глубине исследуемых образцов показали, что метод глубинного позитронного зондирования может быть успешно применен для исследования как концентрации дефектов, так и их распределения по объему материала.

# О РАСПРЕДЕЛЕНИИ КОМПОНЕНТОВ В БЫСТРОЗАТВЕРДЕВШИХ СПЛАВАХ Al-Si-Ti

И.И. Ташлыкова-Бушкевич

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

Быстрозатвердевшие (БЗ) сплавы Al-Si-Ti являются в настоящее время перспективными для применения в автомобильной и аэрокосмической промышленности. В данной работе исследовано распределение легирующих элементов и примесей с разными равновесными коэффициентами распределения  $k_e$  в алюминии в сплаве Al-9.6 % Si-0.8 % Ti-0.15 % Fe- 0.07 % Ni (ат. %), полученном методом сверхбыстрой закалки из расплава, а также определена зависимость профилей глубинного распределения растворенных элементов от температуры отжига сплавов. БЗ сплавы были получены в виде фольг толщиной 20-60 мкм инжектированием капли расплава на внутреннюю полированную поверхность вращающегося медного цилиндра. Скорость охлаждения расплава была не менее  $10^6 \text{ K}\cdot\text{c}^{-1}$ . Микроструктура контактирующей с барабаном поверхности фольг исследовалась, используя метод РОР ускоренных ионов гелия с энергией  $E= 2.0 \text{ МэВ}$  и с геометрией  $\theta_1=0^\circ$ ,  $\theta_2=12^\circ$ ,  $\theta=168^\circ$ . Поскольку железо и никель являются соседними элементами в периодической системе элементов, то сигналы от них на спектрах ОР перекрываются. Поэтому в результате компьютерного моделирования была получена информация об интегральном распределении этих элементов по глубине. В тонком приповерхностном слое (0.02 мкм) фольг содержание титана понижено, а железа и никеля повышено, их концентрация составляет 0.03 ат. % и 0.6 ат. % соответственно. Установлено, что при отжиге фольг при температуре  $140^\circ \text{ C}$  в течение двух часов распределение титана остается неизменным. Однако концентрация железа и никеля на поверхности фольг возрастает в  $\sim 2$  раза. В случае отжига при  $500^\circ \text{ C}$  в течение двух часов происходит перераспределение титана: на поверхности содержание титана остается неизменным, однако на глубине его концентрация уменьшается по сравнению с неотожженным образцом. Концентрация железа вместе с никелем в тонком приповерхностном слое снижается и составляет около 0.4 ат. %. Обнаруженный характер распределения растворенных элементов у поверхности фольг, по-видимому, определяется тем, что  $k_e^{\text{Fe}}, k_e^{\text{Ni}} < 1$ , а  $k_e^{\text{Ti}} > 1$ . Повышенное содержание железа и никеля на поверхности фольг возможно также вызвано миграцией на поверхность вакансий, которые образуют комплексы с атомами примесей.

## Исследование плоских водородных дефектов В КРЕМНИИ МЕТОДОМ КАНАЛИРОВАНИЯ

Г.П.Похил<sup>1</sup>, А.Ф.Тулинов<sup>1</sup>, В.П.Попов<sup>2</sup>, В.Б.Фридман<sup>1</sup>  
<sup>1</sup>НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

<sup>2</sup>ИФП СОРАН. г. Новосибирск, Россия

Гидрогенезированный кремний является перспективным материалом для полупроводниковой технологии. В частности, на ионном внедрении основан метод водородного переноса тонких пленок кремния, который является новым многообещающим методом создания КНИ структур. Толщина, качество переносимой этим методом пленки и качество сращиваемых границ раздела в КНИ структурах определяется процессом образования микротрещин, которые "вырастают" из плоских водородных дефектов. Для кристалла ориентации (100) измерения методом ТЕМ [1] указывают на наличие плоских водородных дефектов, лежащих в плоскостях (111) и (100).

Мы исследовали Si (100), имплантированный дейтерием с энергией 200 КэВ и дозой  $1,4 \cdot 10^{17}$  см<sup>-2</sup>. Для анализа использовались ионы He с энергией 1,8 МэВ. Пучок был направлен под углом 15° к поверхности кристалла. Детектор находился также под углом 15° к поверхности, т.е. угол рассеяния составлял 30°. Мы исследовали плоскостные, а не осевые лунки каналирования, т.к. для получения ядер отдачи необходимо выбирать оси, расположенные под скользящими углами к поверхности кристалла, при этом форма лунки оказывается сильно искаженной. Показано, что плоских водородных дефектов, лежащих в плоскости (100), параллельной поверхности кристалла (обнаруженных в [1]), не может быть много, и что не происходит перестройки дефекта  $[H_2^*]_n^2$  в дефект  $[2Si-H]_n$  в больших масштабах.

Работа поддержана грантом РФФИ «Интеграция»

### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Cerofolini G-F., Medea L., Balboni R., Corni F., Frabboni S., & K<sup>o</sup> // Phys.Rev. 1992, v. B46, N4, p. 2061

# ПРИМЕНЕНИЕ СПЕКТРОМЕТРИИ ЯОР ПРОТОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ОКСИДНЫХ ПОКРЫТИЙ НА ТАНТАЛЕ

О.В. Беспалова<sup>1</sup>, Г.М. Блюхер<sup>2</sup>, А.М. Борисов<sup>3</sup>, О.Н. Дунькин<sup>3</sup>, А.А. Климов<sup>2</sup>,  
Е.А. Романовский<sup>1</sup>, М.В. Серков<sup>1</sup>, И.В. Суминов<sup>3</sup>, А.В. Эпельфельд<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына  
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,

<sup>2</sup>ГНЦ РФ ВНИИНМ им. ак. А.А. Бочвара г. Москва

<sup>3</sup>«МАТИ» – Российский государственный технологический  
университет им. К.Э. Циолковского, 109383 Москва, Россия

Формирование инертных тугоплавких покрытий заданного состава является актуальной задачей защиты жаропрочных металлов. Одним из основных способов защиты тантала являются тугоплавкие керамические или керамико-подобные покрытия на основе оксидов магния и кремния. Анализ литературных данных показал, что формирование покрытий с указанными свойствами возможно методом микродугового оксидирования (МДО). Этот метод позволяет получать многофункциональные керамико-подобные покрытия с уникальным комплексом свойств таких, как износостойкость, коррозионная стойкость, теплостойкость. Кроме того, поскольку формирование МДО-покрытий идет в большей степени за счет металла основы, их прочность сцепления с основой очень высока. Тантал, с точки зрения микродугового оксидирования, изучен недостаточно подробно, и изучение процессов формирования покрытий представляет большой практический и научный интерес. В настоящей работе исследовалась динамика формирования МДО-покрытий в зависимости от комбинации дополнительных компонент электролита на основе гексафторосиликата магния. Состав покрытий анализировали методами рентгеновского микроанализа и спектрометрии ядерного обратного рассеяния (ЯОР) с использованием пучка протонов энергии 7.7 МэВ. Анализ спектров ЯОР позволил получить количественные данные о структуре оксидного поверхностного слоя в зависимости от состава электролита, определить скорость роста покрытия. По данным ЯОР, сопоставленными с результатами, полученными с помощью токовихревого толщиномера, она составляет 0,4-0,52 мкм/мин, что несколько меньше скорости формирования в аналогичных условиях МДО-покрытий на алюминии.



## Изучение механизма наполнения МДО-покрытий с помощью спектрометрии ЯОР протонов

О.В. Беспалова<sup>1</sup>, А.М. Борисов<sup>2</sup>, В.П. Мичурина<sup>2</sup>, Е.А. Романовский<sup>1</sup>,  
М.В. Серков<sup>1</sup>, И.В. Суминов<sup>2</sup>, Н.В. Титова<sup>2</sup>, А.В. Эпельфельд<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В.Скобелевца  
Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова,  
119992 Москва, Россия

<sup>2</sup>«МАТИ» – Российский государственный технологический  
университет им. К.Э. Циолковского, 109383 Москва, Россия

Микродуговое оксидирование (МДО) позволяет получать защитные покрытия на вентильных металлах и их сплавах /1/. МДО-покрытия представляют собой керамико-подобные покрытия, основными компонентами которых являются высокотемпературные оксиды. Это определяет их высокие технологические характеристики, такие как износостойкость, теплостойкость, инертность к воздействию коррозионной среды. Однако наличие сквозной пористости требует дополнительной обработки МДО-покрытий. Наиболее простым методом является наполнение покрытий в специальных растворах /2/. Для исследования механизма наполнения МДО-покрытий в настоящей работе использовались образцы из алюминиевого сплава Д16. МДО проводили в силикатно-щелочном, фосфатно-алюминатном и силикатно-молибдатно-щелочном электролитах в анодно-катодном режиме. Время оксидирования составило 15, 30, 45 и 60 минут. Наполнение МДО-покрытий проводили в воде, растворах бихромата калия, натрия молибдатнокислого и никеля уксуснокислого. Для исследования состава МДО-покрытий измерялись спектры ядерного обратного рассеяния (ЯОР) протонов с энергией 7,7 МэВ. Эффективность наполнения определяли по изменению сквозной пористости МДО-покрытий до и после наполнения. Анализ спектров ЯОР позволил выявить особенности наполнения в различных растворах для МДО-покрытий различной толщины. Наибольший эффект наполнения, состоящий в значительном увеличении концентрации кислорода в МДО-покрытии и уменьшении сквозной пористости, установлен для раствора бихромата калия. Обработка в растворе натрия молибдатнокислого приводит к значительному увеличению сквозной пористости покрытий, при этом спектры ЯОР практически не изменяются.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Суминов И.В., Эпельфельд и др. // Наука в России, 1999, №4, с.21
2. Беспалова О.В и др. // Физика и химия обработки материалов, 2003, №1, с. 66

# ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ МСВИ ВЛИЯНИЯ АТОМНОГО ОКРУЖЕНИЯ НА ИЗОТОПНЫЕ ОТНОШЕНИЯ Ti И Fe

П.И. Диденко<sup>1</sup>, А.А. Ефремов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт геохимии окружающей среды НАН Украины, Киев, Украина

<sup>2</sup>Институт физики полупроводников НАН Украины, Киев, Украина

Проблема фракционирования изотопов и факторы, влияющие на постоянство изотопного состава, представляет значительный интерес во многих областях материаловедения и естествознания (определение возраста геологических пород, разделение изотопов, получение изотопно-чистых материалов и т.д.).

В настоящей работе методом МСВИ (Cameca ims-4f) исследован ряд геологических образцов переменного состава  $(\text{Fe}_2\text{O}_3)_x(\text{FeTiO}_3+\text{MnTiO}_3)_y$  с разным содержанием окислов железа и титана ( $0 < X < 0,3$ ). Получены зависимости изотопных отношений от величин  $X$  и  $Y$ , а также от степени окисления железа и титана. Показано, что доля тяжелых изотопов Ti возрастает с увеличением доли  $X$  и суммарной доли окислов  $(X+Y)$  в образце. Существенным оказалась также степень окисления Fe (отношение  $\text{Fe}_2\text{O}_3/\text{FeO}$ ). Общей интегральной мерой этих физико-химических изменений является фугитивность кислорода. Таким образом, можно сделать вывод, что процессы миграции, перераспределения и накопления изотопов элементов группы железа в исследованных образцах контролируются окислительно-восстановительными процессами.

# **ПРОТОННЫЙ МИКРОЗОНД - ЭФФЕКТИВНЫЙ МЕТОД ИЗУЧЕНИЯ МИНЕРАЛОВ-СПУТНИКОВ АЛМАЗА**

С.Н. Цымбал<sup>1</sup>, Ю.С. Цымбал<sup>1</sup>, П.И. Диденко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт геохимии, минералогии и рудообразования НАН Украины, Киев, Украина

<sup>2</sup>Институт геохимии окружающей среды НАН Украины, Киев, Украина

Протонно-зондовый метод находит все большее применение в геологии при изучении состава различных минералов. С помощью HIAF-протонного микроанализатора, разработанного в CSIRO (Австралия), коллективом ученых во главе с профессором В.Л. Гриффином выполнены впечатляющие по объемам и значимости исследования элементов-примесей в верхнемантийных минералах-спутниках алмаза - пиропе, пикроильмените, хромшпинелитах, хромдиопсиде и др. К сожалению, страны СНГ не располагают собственными протонно-зондовыми микроанализаторами. Большие надежды возлагаются на разработанный С.А. Лебедем в Институте прикладной физики (г. Сумы, Украина) протонный микроанализатор, выпуск которого может быть ускорен при соответствующей финансовой поддержке.

При любезном содействии проф. В.Л. Гриффина на HIAF-протонном микроанализаторе были определены (более 450 анализов) элементы-примеси в нашей коллекции пиропов, пикроильменитов, хромшпинелидов и хромдиопсидов из ореолов их рассеяния в осадочных породах северо-западной части Украины. Используя эти данные удалось установить типоморфные элементы для каждого минерала, оценить P-T-условия образования названных минералов и перспективы алмазоносности их коренных источников, получить ценную информацию о геохимических особенностях верхней мантии изученной территории. На конкретных примерах показаны неоспоримые преимущества протонно-зондового метода перед другими методами геохимического исследования минерального вещества.

# ИОННО-АССИСТИРОВАННОЕ ОСАЖДЕНИЕ НА КРЕМНИЙ ТОНКИХ ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ С, Ti, Zr, Mo

И.С.Ташлыков<sup>1</sup>, В.Веш<sup>2</sup>, Э.Вендлер<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Белорусский государственный технологический университет, Минск, Беларусь.

<sup>2</sup>Университет им. Ф.Шиллера, Иена, Германия

Формирование функциональных покрытий на кремнии является важной задачей в микроэлектронике. Нами ранее сообщалось о композиционном составе, структуре, радиационном повреждении конструкции кремний-покрытие, создаваемой методом ионно-ассистированного осаждения [1,2]. С целью снижения радиационного повреждения структуры Si на межфазной границе при ионном ассистировании потенциал на мишени в вакуумном ( $10^{-2}$  Па) резонансном дуговом источнике в отличие от ранних исследований составил 3 кВ. Скорость осаждения тонких пленок на основе С, Ni, Zr, Mo в этих условиях была 0.2-0.5 нм/мин. Элементный состав и повреждение кремния в конструкции (100)-Si-покрытие изучали с применением метода РОР/К ионов гелия с  $E_0 = 1.4$  МэВ. Определено, что кроме элемента основы покрытия в его состав входят углерод, кислород и кремний, атомы которого диффундируют из подложки в процессе ионно-ассистированного нанесения на кремний тонких пленок. Вместе с тем, расчет слоевой концентрации легких примесей ( $N_t$ ), содержащихся в покрытии, выявил существенное влияние элементов основы покрытия на соотношение углерода и кислорода в нем. Так отношение  $(N_t)_C/(N_t)_O$  составляет 1.0, 1.8, 2.5 и 7.6 в тонких пленках с основой Mo, Zr, Ti, С соответственно. Снятие (100)-осевых спектров каналированных ионов позволило оценить повреждение структуры кремния на межфазной границе ионами, ассистирующими нанесение покрытия.

Сравнительный анализ полученных ранее и в настоящем исследовании данных свидетельствует о том, что действительно повреждение структуры кремния уменьшается, когда потенциал, подаваемый на мишень, снижен с 20, 15, 10, 7, 5 до 3 кВ. Экспериментально измеренный уровень относительного повреждения кремния  $Y_{max}/Y_{min}$ , где  $Y_{min}$  и  $Y_{max}$  – выход в минимуме и максимуме осевого спектра, оказался равным 2.3, 1.3, 3.1, 2.7 в кремнии, модифицированном осаждением покрытий на основе Mo, Zr, Ti и С соответственно, что сравнимо с этим же параметром исходного кремния, который равен величине 2.5.

1. Бобрович О.Г., Ташлыков И.С.// ФизХОМ, 2000, №5, с.46.
2. Бобрович О.Г., Ташлыков И.С.// ФизХОМ, 2002, №5, с.40.

# ФОРМИРОВАНИЕ НА КРЕМНИИ МЕТАЛЛСОДЕРЖАЩИХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ Cr И Zr В УСЛОВИЯХ ИОННОГО АССИСТИРОВАНИЯ

О.Г.Бобрович, И.С.Ташлыков

Белорусский государственный технологический университет, Минск, Беларусь

Воздействие ионных пучков на рост плёнки и ее физические свойства зависят, во многом, от типа иона, его энергии и отношения потока ионов  $J_i$  к потоку нанесенных атомов  $J_A$ . При формировании металлсодержащих покрытий ионно-ассистированным нанесением тонких плёнок на основе металла представляется важным исследование зависимости отношения  $J_i/J_A$ , которое влияет на скорость роста плёнки, от различных условий нанесения покрытий. Металлсодержащие покрытия на основе хрома и циркония наносились на пластины (100)-Si при ионном ассистировании  $Cr^+$  и  $Zr^+$ . Для этого использовали резонансный ионный источник вакуумной электродуговой плазмы, который генерирует как нейтральный поток  $J_A$ , так и ионный поток  $J_i$  частиц наносимого металла. Ускоряющая разность потенциалов была 5 и 10 кВ. Вакуум в процессе осаждения покрытий составлял  $\sim 10^{-3}$  мм рт. ст. Скорость осаждения металлсодержащих покрытий на основе хрома составляла 0,8-1,1 нм/мин, а на основе циркония – 0,4 нм/мин, а отношение  $J_i/J_A < 1$ . Анализ толщины наносимого металлсодержащего покрытия, состава покрытий и распределение элементов в покрытии по глубине проводили с применением методов резерфордовского обратного рассеяния (РОР) и вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Метод ВИМС использовали также для получения информации о химическом составе атомных слоев в непосредственной близости к поверхности металлсодержащего покрытия. Установлено, что в состав металлсодержащих покрытий на основе Cr и Zr, осаждаемых на кристалл кремния, входят кроме металла, С и О из атмосферы остаточного вакуума в мишенной камере, а также Si, как результат встречной диффузии атомов матрицы в покрытие. Распределение элементов входящих в покрытие по глубине свидетельствует о снижении относительной концентрации Cr, Zr, С и О от поверхности покрытия к межфазной границе раздела покрытие-подложка. При этом данные методов РОР и ВИМС показывают, что концентрация Si уменьшается от межфазной границы к поверхности. В поверхностном слое металлсодержащих покрытий обнаружены оксиды ZrO, CrO, SiO.

## КОМПОЗИЦИОННЫЙ СОСТАВ И ТОПОГРАФИЯ ПОКРЫТИЙ, ОСАЖДЕННЫХ НА РЕЗИНУ ПРИ ИОННОМ АССИСТИРОВАНИИ

И.С.Ташлыков<sup>1</sup>, А.В.Касперович<sup>1</sup>, В.В.Русецкий<sup>2</sup>, М.Г.Шадрухин<sup>2</sup>,  
В.Веш<sup>3</sup>, Э. Вендлер<sup>3</sup>, К.Йор<sup>4</sup>, Б.Элькин<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Белорусский государственный технологический университет,  
Минск; <sup>2</sup>ОАО “Беларусьрезинотехника”, Бобруйск, Беларусь.

<sup>3</sup> Университет им.Ф.Шиллера, Иена; <sup>4</sup> Институт межфазной инженерии  
и биотехнологии им. Й.Фраунгофера, Штутгарт, Германия

Ионно-ассистированное осаждение металлопокрытий, как показывают результаты ранее выполненных исследований, эффективно для модифицирования некоторых свойств поверхности резины 7-ИРП-1068, например таких, как трибологические, прочностные, смачиваемость в жидких средах /1-3/. Поэтому нами продолжено изучение ионно-ассистированного нанесения покрытий на основе С, Ti, Zr, Mo на резины на основе полярных каучуков марок 7-ИРП-1068, В-14 и РС-26. Для нанесения покрытий на резину применяли вакуумный ( $10^{-2}$  Па) резонансный дуговой источник при подаче на мишень напряжения 3 кВ. Экспериментально измеренная скорость осаждения покрытий составляла 2-5 Å/мин. Композиционный состав исходных и модифицированных резин изучали с применением метода РОР ионов гелия с  $E_0 = 1.4$  МэВ. Топографию поверхности резины изучали с применением атомно-силовой микроскопии. В результате проведенных исследований установлено существенное отличие композиционного состава исходных резин разных марок. Определено, что в составе покрытий кроме элементов основы покрытия содержатся углерод и кислород, а также сера и цинк. Появление последних в покрытии объясняется диффузией из резины на поверхность в процессе ионно-ассистированного формирования структуры резина-покрытие. Поверхность модифицированной резины обнаруживает существенно более высокую шероховатость, чем у исходной резины. Поверхность покрытий на основе Zr и Mo имеет структуру, которую можно описать круглыми зернами диаметром  $\sim 100$  нм. Для оценки средней шероховатости резин выполнено сканирование по площади поверхности  $5 \times 5$  мкм<sup>2</sup>.

1. Ташлыков И.С., Касперович А.В., Ситнов А.А. // ФизХОМ, 2000, №5, с.50.
2. Ташлыков И.С., Касперович А.В. // ФизХОМ, 2001, №4, с.90.
3. Tashlykov I.S., Kasperovich A.V., Wolf G. // Surf. and Coat. Technology, 2002, v.158-159, p.498.

## АДСОРБЦИЯ КОБАЛЬТА И НАЧАЛЬНЫЕ СТАДИИ РОСТА $\text{CoSi}_2$ НА ПОВЕРХНОСТИ $\text{Si}(100)2\times 1$

М. В. Гомоюнова, И. И. Пронин

ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт Петербург, Россия

Система  $\text{Co}/\text{Si}(100)$  представляет большой научный и практический интерес в связи с возможностью формирования эпитаксиальных пленок дилицида кобальта на кремнии, характеризуемых атомно-резкой межфазовой границей, и наличием у  $\text{CoSi}_2$  таких ценных свойств, как высокая проводимость, термическая стабильность и др. Несмотря на то, что данная система исследуется уже около 20 лет, многие вопросы, касающихся самых ранних стадий формирования  $\text{CoSi}_2$ , до сих пор остаются неясными. В частности, нет общепринятой точки зрения на проблему химического взаимодействия атомов кобальта с поверхностью  $\text{Si}(100)2\times 1$  при комнатной температуре.

В настоящей работе приведены результаты комплексного исследования процессов адсорбции и конденсации атомов кобальта на  $\text{Si}(100)2\times 1$  при комнатной температуре, а также последующего твердофазного синтеза эпитаксиальных слоев  $\text{CoSi}_2$ , протекающего при отжиге кристалла. Исследование выполнено с помощью методов электронной спектроскопии, дифракции медленных электронов, визуализации кристаллической структуры поверхности отраженными электронами и фотоэлектронной спектроскопии высокого разрешения с использованием синхротронного излучения на накопительном кольце BESSY II. Дозы нанесенного кобальта варьировались в диапазоне до 6 монослоев. Измерения проводились в вакууме не хуже, чем  $\sim 5\times 10^{-10}$  Торр.

Обнаружено, что адсорбция атомов  $\text{Co}$  на  $\text{Si}(100)2\times 1$  приводит к утрате исходной реконструкции поверхности кристалла, а хемосорбированные атомы  $\text{Co}$  встраиваются в верхний слой атомов подложки. Дальнейшее напыление  $\text{Co}$  сопровождается ростом твердого раствора  $\text{Co-Si}$ . Показано, что пленка твердого раствора является неупорядоченной и не сплошной. Твердофазная реакция образования  $\text{CoSi}_2$  начинается при температуре, близкой к  $250^\circ\text{C}$ , а завершается при  $\sim 350^\circ\text{C}$ . Дальнейший рост температуры отжига до  $600^\circ\text{C}$  приводит к оголению части поверхности подложки (образование  $\text{pinholes}$ ) и восстановлению ее реконструкции.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 01-02-17288) и МПНТ (Госконтракт № 40.012.1.1.1152).

## МОДИФИКАЦИЯ ОКСИДИРОВАННЫХ Zr-Nb СПЛАВОВ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫМИ ПУЧКАМИ ИОНОВ

Т.А. Белых, Н.В. Гаврилов, О.А. Голосов, Д.Р. Емлин, М.В. Кузнецов,  
Л.П. Синельников, А.Н. Тимохин, А.Г. Трифанов  
ГУДП СФ научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники, г.  
Заречный. Россия  
Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия  
Институт химии твердого тела УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Применение для радиационной пассивации поверхности металлов и сплавов интенсивных пучков ионов делает радиационную обработку технологичной процедурой. В данной работе сплавы Zr-1%Nb и Zr-2.5%Nb с  $\sim 1$  мкм пленкой окисла на поверхности, полученной предварительным оксидированием, подвергались обработке импульсно-периодическим ионным пучком. В качестве рабочего газа в источник подавались азот или воздух, напряжение составляло 30 кэВ, плотность тока пучка 3 мА/см<sup>2</sup>, длительность импульса 1 мс и частота следования 3-25 Гц. Установившаяся температура образцов в результате диссипации энергии ускоренных ионов и дополнительного принудительного подогрева варьировалась в интервале 150-400°C. Образцы, обработанные такими пучками в интервале флюенсов  $10^{15}$ - $10^{18}$  см<sup>-2</sup>, подвергались коррозионным испытаниям (доокислению на воздухе при 400°C). Данные исследования показали  $\sim 50\%$  замедление кинетики окисления, причем выраженной зависимости от температуры образцов в процессе имплантации не обнаружено. Изменения распределения по глубине концентрации основных компонентов (Zr, Nb, O, N) и фазовый состав пленки определялись методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии на электронном спектрометре ESCALAB МК II. Анализ РФЭС - спектров исходных и облученных образцов показал: селективное распыление кислорода в процессе имплантации; сегрегацию Nb в приповерхностном слое, являющуюся следствием предварительного окисления, которая сохраняется и после радиационной обработки; наличие цеолитной воды и молекулярного азота в дефектах типа пор; наличие полифазного оксидного состояния Zr – наблюдаются как окислы типа ZrO, так и высшие ZrO<sub>2</sub>. Изменение структуры сплава за пределами проективного пробега фиксировалось рентгено-дифракционными методами.



# ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ЯДЕР ОТДАЧИ И РЕЗЕРФОРДОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПОВЕДЕНИЯ ВОДОРОДА В ТИТАНЕ

*И.П. Чернов, Ю.П. Черданцев, В.В. Сохорева, А.Н. Кобзев*

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Поведения водорода в титане исследовали методом ядер отдачи и методом РОР с использованием ускоренных ионов  $^4\text{He}$  с энергией 1,7 МэВ (ЭСГ НИИ ядерной физики при ТПУ, г. Томск) и 2,3 МэВ (ЭСГ Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна). Отожженные в вакууме образцы  $\alpha$ -титана ВТ1-0 электролитически насыщали водородом из водного 1 М раствора LiOH. Часть исследуемых образцов для создания дефектов подвергали деформации (растяжению) от 1 до 10 %. Исследования показали, что накопление водорода в титане пропорционально количеству дефектов, созданных при деформации. При растяжении насыщенных образцов концентрация H в приповерхностной области существенно возрастает. Этот эффект связан с миграцией водорода к поверхности материала при деформации. Изучено изменение содержания водорода в титане в процессе облучения ионами  $^4\text{He}$ . Установлено, что при облучении происходит интенсивная миграция и выход водорода из приповерхностной области металла. Скорость изменения концентрации H пропорциональна плотности ионного пучка. Исследования ЭС РОР гелия для образцов, насыщенных водородом, показали, что выход рассеянных ионов увеличивается с ростом дозы анализирующего пучка. Особенно это заметно для высокоэнергетической части ЭС, где наблюдается “провал”, вызванный потерями энергии ионов гелия на легких примесных атомах. Постепенно этот “провал” сглаживается, а кривая выхода рассеянных частиц в зависимости от времени облучения стремится к насыщению. Установлено, что на поверхности исходного образца титана (не насыщенного H) при облучении ионами He содержание водорода линейно растет в течение всего времени облучения (более 1,5 часов). В то же время в приповерхностной области концентрация H падает. По-видимому, при облучении растворенный водород мигрирует из объема к поверхности металла, и часть его адсорбируется на поверхности. Другим источником поступления H на поверхность металла могут быть пары масла в вакуумной камере, содержащие водород.

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СПЕКТРОМЕТРИИ ЯОР ПРОТОНОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СТЕХИОМЕТРИИ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ СОЕДИНЕНИЙ

Бакуи Али, О.В. Беспалова, А.М. Борисов,

В.Г.Востриков, В.В.Затекин, В.С.Куликаускас, В.П. Романовский, М.В. Серков

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В.Скобельцына  
Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова, 119992 Москва,  
Россия

Спектрометрия ядерного обратного рассеяния (ЯОР) протонов энергии 2 - 8 МэВ, обладая повышенной чувствительностью к С, N и O, является эффективным методом исследования двухкомпонентных карбидов, оксидов и нитридов. В рамках модели однократного рассеяния (см. например, /1/) парциальный энергетический спектр  $Y_A(E)$  обратного рассеяния  $N_0$  протонов первоначальной энергии  $E_0$  на угол  $\theta$  от двухкомпонентной мишени  $A_y B_{1-y}$

$$Y_A(E) = N_0 \cdot y \cdot \sigma_A(\theta, E_1) \cdot d\Omega \cdot [\varepsilon]^{-1}$$

определяется эффективным дифференциальным сечением обратного рассеяния  $\sigma_A(\theta, E_1)$  и множителем  $[\varepsilon] = \varepsilon(E) \cdot [k \cdot \varepsilon(E_1) + |\cos \theta|^{-1} \cdot \varepsilon(p \cdot E_1)] / \varepsilon(p \cdot E_1)$ , учитывающим сечение торможения, определяемое правилом Брэгга  $\varepsilon = y \cdot \varepsilon + (1-y) \cdot \varepsilon$  ( $d\Omega$  - телесный угол детектора,  $k$  – кинематический фактор). Таким образом, парциальные спектры должны, вообще говоря, отличаться от спектров для соответствующих одноэлементных мишеней. Можно показать однако, что при ЯОР протонов энергии 5-8 МэВ на двухкомпонентных мишенях, содержащих один из легких элементов (С, N, O), формы этих спектров подобны. Другими словами разностные спектры, полученные вычитанием спектров для двух- и однокомпонентной мишеней, являются с точностью до постоянного множителя парциальными спектрами. Это обстоятельство позволяет решать ряд практически важных аналитических задач, не прибегая к сложной процедуре компьютерного моделирования спектров ЯОР. В данной работе предложен относительный метод определения средней стехиометрии в двухкомпонентных веществах с использованием ЯОР протонов энергии 7.7 МэВ. Метод апробирован для порошковых окислов  $NiO_x$ , в которых множитель  $x$  может изменяться в пределах от 0.9 до 1.7, модифицированных поверхностных слоев окиси алюминия и кремния и карбида вольфрама в твердых сплавах. Показано, что погрешность относительного метода определения средней стехиометрии не превышает 3%.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Фелдман Л. Майер Д. Основы анализа поверхности и тонких пленок. М.: Мир. 1989. 344 с.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭРОЗИОННОЙ ОБРАБОТКИ ЖАРОПРОЧНЫХ НИКЕЛЕВЫХ СПЛАВОВ МЕТОДАМИ ИОННО-РАСSEИВАТЕЛЬНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ И РЕНТГЕНОСТРУКТУРНОГО АНАЛИЗА

С.Я.Бецофен<sup>1</sup>, А.М. Борисов<sup>1</sup>, К.В.Григорович<sup>3</sup>, С.М.Сарычев<sup>1</sup>,

Бакуи Али<sup>2</sup>, О.В. Беспалова<sup>2</sup>, В.С.Куликаускас, Е.А. Романовский<sup>2</sup>, М.В. Серков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>«МАТИ» – Российский государственный технологический  
университет им. К.Э. Циолковского, 109383 Москва, Россия

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В.Скобельцына  
Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова, 119992 Москва,  
Россия

<sup>3</sup>ИМЕТ – институт металлургии и материаловедения им. А.А.Байкова РАН,  
117334 Москва, Россия

Методами спектрометрии резерфордовского (ионы He энергии 2 МэВ) и ядерного (протоны энергии 2.2 и 7.7 МэВ) обратного рассеяния, оптической эмиссионной спектроскопии в тлеющем разряде (LECO) и рентгеноструктурного анализа исследовали изменение химического и фазового состава, остаточных напряжений и параметров решетки в поверхностных слоях никелевого жаропрочного сплава Ni - 8,2 Cr - 10,5 W - 15,5 Co - 2,4 Mo - 1,4 Nb - 4,8 Al (мас.%) после электроэрозионной обработки (ЭО) по двум режимам А и Б (режим Б отличается большей интенсивностью). Для измерения остаточных напряжений использовали оригинальный метод, основанный на измерении межплоскостных расстояний для нескольких рефлексов при симметричном положении образца в гониометре с использованием для определения остаточных напряжений анизотропии упругих модулей. Фазовый состав сплава характеризуется наличием  $\gamma/\gamma'$  твердого раствора и дополнительных линий, соответствующих карбидной фазе с решеткой NaCl и параметром  $a=4,25-4,27 \text{ \AA}$ . ЭО приводит к обогащению поверхностных слоев углеродом (10 ат.% для А и 13 ат.% для Б) на поверхности и до 1 ат.% на глубине 8 мкм (А) и 30 мкм (Б), где содержание углерода близко к исходному содержанию в сплаве (0,7 ат.%). Показано, что ЭО приводит к возникновению в поверхностных слоях протяженностью 3 мкм (А) и 10-15 мкм (Б) растягивающих напряжений 800 МПа (А) и 1200 МПа (Б). Отжиг при 400-600<sup>0</sup>С приводит к изменению фазового состава поверхностных слоев, но практически не меняет величину остаточных напряжений. Только отжиг при 800<sup>0</sup>С приводит к релаксации растягивающих остаточных напряжений. Таким образом, ЭО, сопровождающаяся оплавлением поверхностных слоев сплава, приводит к перераспределению легирующих элементов, обогащению углеродом и возникновению остаточных растягивающих напряжений, что необходимо учитывать при использовании такой обработки для ответственных элементов конструкций.

# ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА В TiN ПОКРЫТИЯХ МЕТОДАМИ ЯОР, ОПТИЧЕСКОЙ ЭМИССИОННОЙ СПКТРОСКОПИИ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА И РЕНТГЕНОСТРУКТУРНОГО АНАЛИЗА

Л.М.Петров<sup>1</sup>, С.Я.Бецофен<sup>1</sup>, Бакуи Али<sup>2</sup>, О.В. Беспалова<sup>2</sup>, А.М. Борисов<sup>1</sup>,  
В.Г.Востриков<sup>2</sup>, А.П.Дьячковский<sup>2</sup>, В.С.Куликаускас<sup>2</sup>, В.П. Романовский<sup>2</sup>, М.В. Серков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Российский гос. технологический университет им. К.Э. Циолковского, Москва, Россия  
<sup>2</sup>НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Спектрометрия ядерного обратного рассеяния (ЯОР) протонов энергии 2 - 8 МэВ, обладая повышенной чувствительностью к С, N и O, является эффективным методом исследования покрытий на основе карбидов, оксидов и нитридов. В настоящей работе ЯОР протонов, наряду с методами оптической эмиссионной спектроскопии и рентгеновского анализа, использовали для исследования TiN<sub>x</sub> покрытий на стальных пластинах. Покрытия наносили методом физико-парового осаждения на установке ННВ-6 0,01-2,6 при варьировании давления азота в вакуумной камере и тока вакуумно-дугового разряда. При ЯОР протонов энергии 7.7МэВ определение недостающих данных о дифференциальных сечениях ЯОР протонов  $\sigma(E)$  для Fe и Ti проводили методом двухслойной мишени, первым слоем такой мишени служила танталовая фольга толщиной 10 мкм, вторым слоем - пластина исследуемого элемента. Парциальный спектр ЯОР для Ta является резерфордским и использовался для определения абсолютных значений  $\sigma(E)$  элементов подложки. В работе изучено распределение азота, кислорода и титана по глубине, а также измерены параметры решетки и остаточные напряжения в TiN<sub>x</sub> покрытиях. При низких давлениях азота (<0,07Па) образуется  $\alpha$ -Ti с текстурой (1011), (1120) и (1010). При давлениях азота 0,07-2,6Па образуется  $\delta$ -TiN, параметры решетки которого варьируются в диапазоне 0,422-0,425нм с мксимальными значениями для отражений от плоскостей (111). Текстура (111) характерна для всех покрытий и только для покрытий, нанесенных при токе дуги 60 А и давлении азота 0,07 Па наблюдали текстуру (110) для  $\delta$ -TiN покрытий. Все покрытия характеризуются дефицитом по азоту, содержание которого не превышает 45 ат.%, при этом наблюдается его повышенная по отношению к средней по толщине покрытия концентрация в подповерхностных слоях и пониженная - во внутренних слоях. Величина остаточных сжимающих напряжений варьируется в пределах 1,2-2,6 ГПа, при этом не найдено четкой корреляции величины напряжений с параметрами технологии или с толщиной покрытий.

АНАЛИЗ МЕТОДОМ РЕЗЕРФОРДОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЙЯНИЯ  
ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА ПОВЕРХНОСТИ СТАЛИ Ст40Х,  
МОДИФИЦИРОВАННОЙ ИОННО-АССИСТИРОВАННЫМ ОСАЖДЕНИЕМ  
ТОНКИХ ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ Al, Ti, Cr, W

В.В.Тулъев, И.С.Ташлыков

Белорусский государственный технологический университет, г. Минск

При ионно-лучевом модифицировании поверхности твердого тела желаемый эффект изменения его состава может быть достигнут в результате действия нескольких факторов. Например, за счет введения легирующих компонентов в состав приповерхностного слоя мишени, или в результате изменения структурного состояния поверхности, образования соединений химических элементов и других. Возможно также совместное воздействие нескольких факторов на свойства поверхности твердого тела. Поэтому при модифицировании материалов необходимо изучать действие на его свойства возможно большего числа факторов. В данной работе обсуждаются экспериментальные результаты количественного послойного элементного анализа структур покрытие-сталь Ст40Х, сформированных использован метод ионно-ассистированного осаждения в условиях саморадиации, а также покрытий, одновременно сформированных этим же методом на образцах-свидетелях из бериллия. Осаждение покрытий происходило в вакууме  $\sim 10^{-3}$  Торр, плотность ионного тока при этом составляла 4-5 мкА/см<sup>2</sup>. Интегральный поток ассистирующих ионов изменялся в интервале от  $1 \cdot 10^{16}$  до  $1 \cdot 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>, при энергии ионов 15 кэВ. Для послойного анализа состава полученных структур использовали метод РОР ионов гелия с  $E = 1.5$  МэВ, в сочетании с компьютерным моделированием. Исследования показали, что при осаждении тонких пленок на основе металлов ( $Me=Al, Ti, Cr, W$ ) на сталь марки Ст40Х образуются структуры со сложным композиционным составом, меняющимся по глубине. В состав полученных структур входят кроме атомов основы покрытия Me (10-30 ат.%), атомы кислорода (10-30 ат.%), углерода (5-10 ат.%) и атомов материала подложки железа (2-20 ат.%). При этом в результате радиационно-стимулированных процессов глубина проникновения компонентов пленки превышает расчетные значения проективного пробега с учетом страгглинга пробега ускоренных ионов ассистирующих осаждении пленки. Помимо радиационно-стимулированной диффузии компонентов покрытия (Me, O, C) в подложку, существует встречная диффузия атомов подложки Fe в покрытие, в сочетании с атомным перемешиванием в процессе осаждения покрытий. На эффективность процессов диффузии и встречной диффузии влияет плотность энергии, выделенной в каскаде атомных столкновений при торможении ионов в формируемых структурах пленка-подложка.

# ВЫСОКОВАКУУМНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ДИФФУЗИИ ЛЕГКИХ ИЗОТОПОВ В МЕТАЛЛАХ IN SITU

Ю.И. Тюрин, А.М. Семенов, Н.Н. Никитенков  
Томский политехнический университет, г. Томск

Разработан метод определения коэффициентов диффузии ( $D^{\text{эф}}$ ) водорода и дейтерия сквозь металлический образец при одновременном электролитическом насыщении образца атомами  $H(D)$  - с одной стороны и облучении электронным пучком или  $\gamma$ -квантами, стимулирующим неравновесный выход атомарного  $H(D)$  - с обратной. Апробирована ячейка из нержавеющей стали, позволяющая совместить процессы насыщения, облучения и регистрации легких изотопов, проникающих из электролитов через образцы металлов толщиной 0,05–0,5 мм. Прохождение и выход атомов  $H(D)$  стимулируется ускоренными электронами ( $E = 1 \div 100$  кэВ,  $j_e = 1 \div 150$  мкА/см<sup>2</sup>) или рентгеновским излучением ( $E_x = 1,0 \div 100$  кэВ,  $j_x = 10^{13-15}$  квант/(см<sup>2</sup>·с)). Регистрация атомов  $H(D)$  осуществляется времяпролетным масс-спектрометром. В качестве насыщаемых образцов использован  $Pd$  толщиной 0,1 мм;  $Ti$   $d \sim 0,05$  мм;  $Mo$   $d \sim 0,1$  мм. Абсолютный выход дейтерия из  $Pd$  после насыщения в кислотном электролите (0,05  $N$ -раствор  $H_2SO_4$  в  $D_2O$ ) в три раза, а относительное приращение скорости выхода дейтерия из  $Pd$  в два раза выше, чем в щелочном электролите ( $LiOD$ ). Если возбуждение (при электронном облучении) охватывает значительную часть образца, уменьшение концентрации  $n$   $H(D)$  колебательно-возбужденных состояний со скоростью  $\nu_D^{\text{эф}}$  в объеме образца происходит неравновесно  $\tau_D^{\text{эф}} = D^{\text{эф}} \cdot (\nu_D^{\text{эф}})^2$ . Для случая массивного образца (для  $Pd$   $d \gg 0,7 \cdot 10^{-3}$  см) и больших  $t$  ( $t/\tau_D^{\text{эф}} \gg 1$ ,  $\tau_2 \gg 1$ , (для  $Pd$ :  $t > 6,3 \cdot 10^{-2}$  с)), когда десорбция молекул  $H(D)$  на поверхности образца лимитируется процессом диффузии, получена аналитическая аппроксимация плотности потока десорбирующих молекул  $H_2$   $I(t) = n_0 \sqrt{D^{\text{эф}} / 4\pi t}$ . Данная зависимость использовалась для экспериментального определения  $D^{\text{эф}}$  в неравновесных условиях.

## РЕГИСТРАЦИИ ПРОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СТРУКТУР МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК-ПОЛУПРОВОДНИК

В.В.Андреев<sup>1</sup>, Г.Г.Бондаренко<sup>2</sup>, Л.С.Новиков<sup>3</sup>, Г.Г.Соловьёв<sup>3</sup>,  
А.А.Столяров<sup>1</sup>, С.А.Лоскутов<sup>1</sup>, В.Е.Драч<sup>1</sup>

<sup>1</sup> МГТУ им. Н.Э.Баумана, Калужский филиал, Калуга, Россия;

<sup>2</sup> МГИЭМ (ТУ), Москва, Россия; <sup>3</sup> НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия.

В работе рассмотрена возможность использования структур металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) с термической пленкой двуокиси кремния для регистрации протонного излучения. В качестве экспериментальных образцов использовались тестовые МДП-конденсаторы, изготовленные на пластинах КЭФ-4,5 толщиной 470 мкм. Двуокись кремния толщиной 100 нм получали термическим окислением кремния в сухом кислороде при температуре 1000° С с добавлением 3% HCl. Алюминиевую пленку толщиной 1,2 мкм напыляли магнетронным методом, после чего, используя фотолитографию, формировали Al электроды площадью 10<sup>-2</sup> см<sup>2</sup>. Облучение протонами с различными энергиями и флюенсами проводили в НИИЯФ МГУ на каскадном ускорителе КГ-500. Плотность тока протонов составляла 1,1÷2,29·10<sup>-8</sup> А/см<sup>2</sup>, что исключало возможность разогрева исследованных образцов. Перед началом облучения к МДП-структуре прикладывался импульс постоянного тока, обеспечивающий заряд емкости структуры и установления режима сильнополевой туннельной инжекции электронов в диэлектрик [1]. Амплитуда импульса тока выбиралась исходя из условия незначительной зарядовой деградации МДП-структуры, обусловленной инжекцией электронов в течении всего измерительного цикла. Регистрация протонов проводилась по изменению временной зависимости напряжения на структуре в режиме протекания постоянного инжекционного тока. Установлено, что прохождение потока протонов через диэлектрическую пленку МДП-структуры вызывает уменьшение напряжения на структуре, которое увеличивается с возрастанием плотности потока протонов.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев В.В., Бедняков А.А., Бондаренко Г.Г., Кузнецов Н.В., Новиков Л.С., Соловьёв Г.Г., Столяров А.А., Лоскутов С.А. // Физика и химия обработки материалов, 2001, № 3. С.5-11.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Минобразования РФ по фундаментальным исследованиям в области технических наук.

## ФРАГМЕНТАЦИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ

В.А. Бакаев, С.Д. Богданов, С.С. Богданов, В.Ф. Космач, В.М. Молчанов,  
В.А. Плющев, Е.Я. Шабля

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
С.-Петербург, Россия

В рамках настоящей работы продолжается экспериментальное и теоретическое исследование процесса прохождения тяжелых ядер золота через гомогенную среду в условиях полного опыта, предоставляемого методом ядерных эмульсий /1/. В работе получены основные экспериментальные характеристики фрагментации ядер золота, как то энергетический спектр начальных ядер, испытавших неупругое взаимодействие в отечественной эмульсии НИКФИ БР-2. Также проведено исследование зарядового состояния фрагментов ядер золота, дисперсии и самого распределения по зарядам вторичных фрагментов при взаимодействии ядер золота с ядрами фотоэмульсии.

Проведен анализ зависимости множественности фрагментов и сопутствующих частиц от основных характеристик процесса и сравнение с результатами расчетов по каскадно-испарительной модели /2/. Получено распределение по числу звезд, имеющих 0, 1, 2, 3, и т. д. тяжелых фрагмента.

Сравнение теоретических расчетов и полученных в рамках настоящей работы экспериментальных данных показало, что для их согласования необходим учет в примененной модели заметно проявляющих себя в эксперименте процессов деления и/или мультифрагментации ядер снарядов.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Богданов С.Д. и др. // Тезисы докладов XXXII международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, изд. отд. УНЦ ДО, М. 2002, С.42.
2. Богданов С.Д. и др. // Известия АН, сер. физ., 1996, т.60, N 11, с.132.



# РЕЖЕКЦИЯ И УЧЕТ НАЛОЖЕНИЙ В СПЕКТРАХ ОБРАТНОГО РАССЕЙЯНИЯ ПУЧКА ИОНОВ ЦИКЛОТРОНА

М.П. Белоусов, Г.Д. Ведьманов, Ф.Г. Нешов, О.В. Рябухин  
Уральский государственный технический университет, г. Екатеринбург, Россия

Рассмотрено влияние процесса наложений импульсов в спектрометре как одного из основных факторов, ограничивающих предел чувствительности метода Резерфордского обратного рассеяния (РОР). Показано, что учет наложений актуален в задачах анализа распределения примеси в поверхностных слоях твердых тел и особенно в условиях импульсной структуры используемого пучка ионов. Выполнен расчет формы амплитудного спектра двойных наложений импульсов по результатам измерений и на основе описания спектров РОР ионов  $F(E)/1, 2/$  от толстой мишени, в форме:  $F(E) = F(p_M E_0) \cdot K(p_M E_0) \cdot e^{-a_1 E - a_2 E^2}$ , (1), где  $E_0$  - начальная энергия ионов в пучке;  $p_M$  - кинематический фактор потерь энергии.

Амплитудный спектр двойных наложений импульсов рассчитан для интервала энергии  $p_M E_0 \dots 2p_M E_0$ :  $\Phi(E) = \tau \cdot F^2(p_M E_0) \cdot \delta(E) / T_{\text{изм}}$ , (2);  $\tau$  - характерный временной интервал наложений,  $\delta(E)$  - расчетная функция спектра наложений,  $T_{\text{изм}}$  - временной интервал измерений спектра РОР.

Из основного спектра РОР ионов (1), полученного путем измерений, и расчетного спектра двойных наложений (2) в условиях превышения фона наложений над выходом от примеси в  $\chi$  раз ( $\Phi(p_M E_0) = \chi \cdot F(p_M E_0)$ ) определены предельные отношения концентраций тяжелой примеси в легкой матрице для ее объемного и поверхностного распределения. По измеренным спектрам РОР показано, что параметры  $\tau$  и  $T_{\text{изм}}$  надо выбирать с учетом временной структуры импульсного пучка ионов циклотрона.

Для анализа наложений были измерены спектры РОР ионов  $\text{He}^+$  (3 МэВ) в мишенях Si(Au) и  $\text{Al}_2\text{O}_3(\text{Cr})$ . Измерения спектров РОР проведены на спектрометре /3/ с гауссовой формой импульса при времени нарастания 1 мкс, пороговом интервале режекции 250 нс и времени обработки одного сигнала 12-ти разрядным АЦП 1,5 мкс. Требуемая высокая скорость (до  $\sim 10^5$  имп/с) и точность преобразования спектрометрического канала в условиях импульсной загрузки обеспечивались стабилизатором базовой линии.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Neshov F.G., Puzanov A.A. et al. // Rad. Effects, 1975. V25. p.271
2. Urmanov A. et al. // Rad. Effects, 1977. V33. p.141
3. Белоусов М.П. и др. // Тезисы докладов 1 Всероссийского симпозиума по твердотельным детекторам ионизирующих излучений. Екатеринбург, 1997. с. 34

# ВОЛНОВОД-РЕЗОНАТОР В РЕНТГЕНОФЛУОРЕСЦЕНТНОМ АНАЛИЗЕ ПРИ ИОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

В.К. Егоров, Е.В. Егоров

ИПТМ РАН, Черноголовка, Московской области, 142432 Россия

Известно, что метод рентгенофлуоресцентного анализа при ионном возбуждении (РФА ИВ) существенно эффективнее традиционных методов РФА, основанных на использовании пучков электронов и фотонов различной энергии для возбуждения характеристической флуоресценции атомов мишени. По значениям абсолютных величин пределов обнаружения элементов в пробе он приближается к показателям метода рентгенофлуоресцентного анализа при полном внешнем отражении (РФА ПВО). В тоже время применение плоских рентгеновских волноводов-резонаторов (ПРВР) для захвата излучаемой мишенью вторичной радиации и его транспортировки до детектирующего устройства может значительно улучшить аналитические свойства метода РФА ИВ и существенно расширить его диагностические возможности.

Поскольку ПРВР характеризуется низким ослаблением транспортируемого пучка, отпадает необходимость близкого взаимного размещения мишени и детектора. Малость ширины транспортной щели позволяет осуществлять пространственную диагностику распределения элементов по поверхности мишени. Использование составного волновода-резонатора /1/ позволяет существенно повысить эффективность регистрации высокоэнергетичных линий в спектре выхода рентгеновской флуоресценции. Более того, вследствие большой длины когерентности ядерного гамма-излучения, волновод-резонатор может использоваться в качестве эффективного концентратора и транспортера потоков этой радиации, несмотря на малую длину волны и, как следствие, низкое значение критического угла полного внешнего отражения.

В работе приводятся первые энергетические данные по использованию ПРВР в рентгенофлуоресцентном анализе при протонном возбуждении. Измерения выполнены в стандартной геометрии РФА ИВ, при которой угол между поверхностью образца и пучком протонов ( $E_0=1$  МэВ) составляет  $45^\circ$ . Под углом  $90^\circ$  к пучку протонов размещался ПРВР с шириной щели между кварцевыми рефлекторами  $s=100$  нм. Расстояние между мишенью и входным срезом ПРВР составляла 20 мм. Использовался ПРВР длиной 67 нм. В качестве детекторов применялись стандартный сцинтилляционный и полупроводниковый детекторы.

# СОСТАВНОЙ ВОЛНОВОД-РЕЗОНАТОР ЖЕСТКОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.К. Егоров, Е.В. Егоров  
ИПТМ РАН, Черноголовка, Московской области, Россия

Опыт практического использования плоского рентгеновского волновода-резонатора (ПРВР) показал его высокую перспективность для рентгеновской дифрактометрии и РФА ПВО спектроскопии /1/. Классический волновод-резонатор представляет собой узкую протяженную щель, образованную двумя плоскими протяженными рефлекторами, расположенными на расстоянии нескольких десятков нанометров. ПРВР характеризуется высокой степенью сжатия пучка жесткого электромагнитного излучения и низкими транспортными потерями. Пучек на его выходе имеет ширину менее 100 нм и плотность радиации, превышающую плотность в пучках, скалмированных стандартными средствами, на 3-4 порядка. Однако по степени расходимости эти пучки сильно уступают пучкам, сформированным с использованием монохроматоров. В работе рассмотрена концепция составного волновода-резонатора (на примере составного плоского рентгеновского волновода-резонатора), применение которого снижает расходимость сформированного пучка в сравнении с классическим ПРВР. Составной волновод-резонатор (СПРВР) представляет собой два (или несколько) последовательно расположенных взаимно съюстированных ПРВР. При наличии узкого зазора между ПРВР, пучек на выходе второго ПРВР не будет отличаться от пучка, сформированного ПРВР с длиной, равной суммарному размеру СПРВР. В случае широкого зазора на выходе второго ПРВР появляется пучок малой расходимости и резко пониженной интенсивности. В тоже время, если ширина зазора между последовательно расположенными ПРВР попадает внутрь определенного размерного интервала  $L_p$ :

$$\frac{\lambda}{2\theta_c^2} \leq L_p < \frac{\lambda^3}{8\Delta\lambda}$$

где  $\lambda$  - длина волны транспортируемого излучения,  $\Delta\lambda$  - степень его монохроматичности,  $\theta_c$  - критический угол ПВО для материала рефлекторов, наблюдается туннелирование излучения в зазоре. В результате пучек на выходе СПРВР будет характеризоваться сниженной величиной расходимости и неизменной по сравнению с исходной величиной интегральной интенсивности. На примере рентгеновского излучения дано прямое экспериментальное доказательство эффекта туннелирования жесткого электромагнитного излучения в зазоре СПРВР.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бильчик Т.В., Егоров Е.В., Егоров В.К. // Экологические системы и инстр. 2001. №10, С. 13.

# КРЕМНИЕВЫЕ КООРДИНАТНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ И ОСОБЕННОСТИ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ ПРИ ИССЛЕДОВАНИЯХ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ С КРИСТАЛЛАМИ

Н.И. Маслов

ННЦ "Харьковский физико-технический институт", Харьков, Украина

Координатные детекторы разрабатываются и исследуются уже более 20 лет для применения в физическом эксперименте /1/. Для изготовления координатных кремниевых детекторов используются современные микроэлектронные технологии, что обеспечивает высокие пространственные и энергетические разрешения и стабильность характеристик. Это объясняет их широкое применение в строящихся и проектирующихся крупных детектирующих системах суперколлайдерных экспериментов, медицине и других областях техники /2/. Основной особенностью современных координатных детекторов является возможность достижения хороших характеристик при комнатных температурах /1-3/, что значительно упрощает создание детектирующих систем.

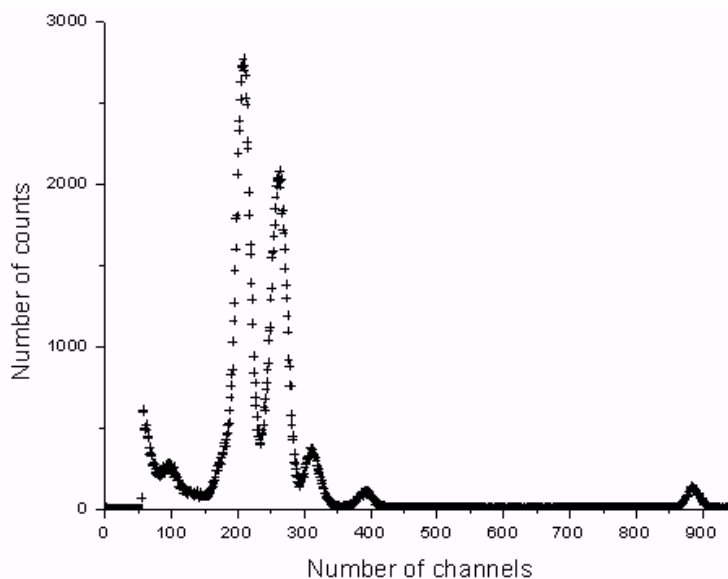


Рис. Спектральное распределение излучения изотопного источника  $^{241}\text{Am}$ . Кремниевый планарный детектор  $2 \times 2 \text{ мм}^2$  при комнатной температуре.

Настоящая работа посвящена рассмотрению особенностей и преимуществ использования координатных кремниевых детекторов при исследовании процессов взаимодействия частиц с кристаллами.

## Литература

1. Kemmer J. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1980, 169, p. 499.
2. Weilhammer P., et al.// Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1996, A383, pp.89-97.
3. Kulibaba V.I. , N.I. Maslov, S.V. Naumov, V.D. Ovchinnik, S.M. Potin, Starodubtsev A.F. // Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Nuclear Physics Investigations, Kharkov, NSC "KhIPT", 2(41), 2003, p.85-88.

ИЗМЕНЕНИЕ АКТИВНОСТИ И СОСТАВА УРАНА В ПРОЦЕССЕ ОБЛУЧЕНИЯ  
НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ИЗОТОПАМИ ВОДОРОДА  
В ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

\*И.Б. Савватимова, \*\*Д. Даш, \*\*\*С.Франц

\*\*"ЛУЧ", Подольск, Моск обл., Россия, \*\*Портландский гос. ун-т, \*\*\*Reed College  
Reactor, Портланд, Орегон, США

Фольги урана (99,9%) ~20 мм диаметром и 0.2 мм толщиной были облучены дейтериевыми и водородными ионами в тлеющем разряде (TR) при напряжении 200-700 В и плотности тока ~5-25 mA/cm<sup>2</sup> от ~20 до 500 часов. Энергетические гамма - спектры получали на гамма - спектрометре EG&G ORTEC 92X в диапазоне энергий 60-2000 эВ с облученной и необлученной сторон образца в течение 2-24 часов и оценивались по 80 основным энергетическим пикам. Альфа эмиссия измерялась Ludlum 43-5 альфа-детектором. Бета - эмиссия измерялась Ludlum 2000 GM - детектором без экрана между образцом и датчиком и с алюминиевым экраном толщиной 1 миллиметр.

**Таблица**

**Изменение альфа активности после экспериментов в тлеющем разряде**

Образец	Тип ионов	Время эксперимента, час.	Альфа,* Импульсы, ± 0.5 %	Отношение U <sub>x</sub> / U <sub>5</sub>
1	2	3	4	5
U5	контрольный	0	25160	1
U2 (H2)	H	18	55994	2.23
U3 (H1)	H	43	59358	2.36
U1 (D1)	D	100	57619	2.29
U4 (D2)	D	550	115267	4.58

\* Измерения проведены спустя 1 год после эксперимента

Анализ гамма спектров, бета- и альфа- эмиссии показал возрастание количества регистрируемых импульсов для всех типов эмиссии после облучения в плазме TR. Наибольшее увеличение гамма и бета эмиссии ~ 60 % (при общем числе импульсов~ 3.5.10<sup>6</sup>) наблюдалось для образца, облученного в дейтериевой плазме ~ 500 часов.

Анализ гамма - спектров показал уменьшение соотношений пиков U235/Th234 (143/63кеВ) и увеличение соотношений Th231/Th234 (84/766кеВ; 84/1001кеВ) и изменение других соотношений в каждом спектре облученного образца. Эти соотношения оставались неизменными при неоднократных анализах в течение года после экспериментов.

Рентгеноспектральный анализ показал отсутствие тория в спектре контрольного образца и наличие тория в спектрах облученного образца U4(D2) ~ 1% ±0,3%Th.

Подтверждается интенсификация процессов распада и трансмутация элементов в процессе воздействия низкоэнергетическими ионами водорода.