

02;05;10;11

Ионизация и фрагментация кластеров, распыленных с поверхности металла ускоренными ионами

© И.А. Войцеховский, М.В. Медведева, В.Х. Ферлегер

Институт электроники им. У.А. Арифова АН Узбекистана,
700143 Ташкент, Узбекистан

(Поступило в Редакцию 5 июня 1996 г.)

Предлагается механизм ионизации кластеров, распыленных с поверхности металла под действием бомбардировки быстрыми ионами. Согласно этому механизму часть внутренней энергии ядер кластера передается в его электронную подсистему с последующей ионизацией. В рамках такого подхода вычислена зависимость степени ионизации распыленных кластеров от n (числа атомов в кластере). Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными.

Введение

Одна из самых сложных фундаментальных проблем физики взаимодействия заряженных частиц с поверхностью твердого тела связана с измерением и расчетом зарядовых состояний частиц, отлетающих от поверхности твердого тела в процессах рассеяния, распыления либо десорбции адсорбированных атомов [1]. Основной физической величиной, характеризующей зарядовое состояние, является дважды дифференциальная степень ионизации частицы. Для положительных ионов она определяется формулой

$$\eta^{+i} = \frac{J^{+i}}{J}. \quad (1)$$

Здесь i — заряд иона, J^{+i} — ток отлетающих с данной энергией в данном направлении ионов, J — полный поток частиц с данной энергией в данном направлении.

Рассматривается также соответствующая интегральная характеристика

$$\eta^{+i} = \int \eta^{+i} d\Omega dE. \quad (2)$$

Область малых скоростей отлета $v \ll v_f$ (v_f — скорость электрона на поверхности Ферми бомбардируемой мишени), характерная для распыления и десорбции, — наиболее трудная для экспериментальных и теоретических исследований. Серьезную проблему для эксперимента представляет измерение величины J , основной вклад в которую дают нейтральные атомы, а для теории — неприменимость в данной области стандартных методов теории возмущений. Тем не менее в последние годы достигнут существенный прогресс в исследованиях закономерностей формирования зарядовых состояний атомных частиц, отлетающих от металлических поверхностей [1]. Полупроводниковые и диэлектрические мишени изучены значительно хуже [2]. Так, для степеней однократной положительной ионизации установлено следующее.

1) Величина η^+ сильно зависит от взаимоположения основного энергетического уровня отлетающего атома и уровня Ферми металла [3]. Основным параметром,

определяющим порядок величины η^+ , является дефект резонанса между этими уровнями

$$\Delta = I - e\varphi, \quad (3)$$

где I — энергия ионизации, $e\varphi$ — работа выхода металла.

2) Величина η^+ зависит также от скорости отлета. В случае $\Delta > 0$, когда атомный уровень лежит ниже уровня Ферми, $\eta^+ \ll 1$ ($\eta^+ \approx 10^{-4} \div 10^{-3}$ при распылении чистых металлов) и быстро растет с ростом скорости отлетающей частицы [4]. В противоположном случае $\Delta < 0$ величина $\eta^+ \approx 1$ и слабо убывает с ростом скорости [5].

3) Третьим существенным фактором, определяющим величину η^+ , является состояние поверхности бомбардируемой мишени. Установлено, что нанесение на поверхность электроотрицательных покрытий (кислород, фтор и т.п.) увеличивает η^+ на 1–2 порядка величины [6].

4) Кроме того, η^+ чувствительна к форме траектории, что приводит к зависимости η^+ как от перпендикулярной (v_{\perp}), так и от параллельной (v_{\parallel}) составляющих скорости отлетающей частицы.

Существующие теоретические модели удовлетворительно описывают основные закономерности формирования зарядовых состояний атомных частиц. Механизмы, положенные в основу этих моделей, связаны с взаимодействием отлетающих частиц с поверхностью твердого тела, которое рассматривается либо как зависящее от времени возмущение [7], либо как электронный обмен в системе "поверхность–отлетающая частица" [8–11]. В случае поверхностей с химически активными покрытиями рассматривается также механизм разрыва химических связей в образовавшихся на поверхности молекулах [12].

Возможны в принципе механизмы иного типа, не связанные непосредственно с взаимодействием атомных частиц с поверхностью, например ионизация отлетающих атомов электронами, образованными в процессах потенциальной и кинетической электронной эмиссии [13]. Отметим, что дополнительный механизм ионизации и возбуждения атомов, сравнимый по вероятности с электрообменным механизмом, предлагается в

работах [14–16] для случая бомбардировки поверхности пучками молекулярных ионов. Этот механизм связан с неупругими столкновениями атомов и ионов — фрагментов протисоцировавшей молекулы между собой.

Конкретные расчеты степени ионизации проводят при ряде упрощающих предположений. Точное выражение для функции степени ионизации — формула Саха–Ленгмюра имеется только для области тепловых скоростей отлетающих частиц. Она получена из первых принципов термодинамики и не зависит ни от конкретного механизма зарядообразования, ни от типа и структуры отлетающей частицы

$$\eta^+ = \frac{\alpha^+}{\alpha^+ + 1}, \quad \alpha^+ = \frac{A_1}{A_2} \exp\left(-\frac{e\varphi - I}{k_B T}\right), \quad (4)$$

где A_1 и A_2 — статистические веса атомного и ионного состояния, T — температура, k_B — постоянная Больцмана.

При $\alpha^+ \ll 1$

$$\eta^+ \sim \exp\left(-\frac{e\varphi - I}{k_B T}\right). \quad (5)$$

К формулам типа (5) $\eta^+ \sim \exp[-(e\varphi - I)/u(v)]$, где $u(v)$ — некоторая функция скорости частицы, или ”эффективной температуры”, приводит и большинство существующих механизмов и моделей формирования зарядовых состояний распыленных и рассеянных частиц [17].

Степень ионизации кластерных частиц

Существенно менее исследованы закономерности формирования зарядовых состояний молекулярных и кластерных частиц. Здесь ситуация близка к той, которая имела место для атомных частиц к началу 70-х годов. Большинство экспериментальных работ посвящено исследованию свойств только заряженной компоненты.

В настоящее время имеется по существу единственная работа [18], где была измерена интегральная степень однократной положительной ионизации кластерных частиц $\eta^+(n)$ в зависимости от n — числа атомов в кластере, $2 \leq n \leq 16$. Дважды дифференциальная степень ионизации, а также зависимость функции $\eta^+(n)$ от состояния поверхности мишени никем не исследованы. Однако уже в этой работе получен важный результат, указывающий на особенности процессов формирования зарядовых состояний комплексных частиц. Оказалось, что $\eta^+(n)$ — очень резко растущая с ростом n функция и уже при $n \geq 3\eta^+(n)$ превосходит $\eta^+(1)$ — степень ионизации для атомарного распыления на несколько порядков величины, достигая значения $\eta^+(n) = 0.8$ при $n = 15$.

Результат [18] трудно понять исходя из традиционных представлений о формировании зарядовых состояний отлетающих частиц в процессах их взаимодействия с

поверхностью и описать формулами типа (5). Действительно, значения степеней ионизации, близкие к единице, должны наблюдаться для кластеров, у которых основной уровень $I(n)$ лежит выше уровня Ферми металла ($\Delta < 0$), в то время как обычно считается, что $I(n) > e\varphi$ и $\lim_{n \rightarrow \infty} I(n) = e\varphi$, т.е. $\Delta \geq 0$. Ситуация $\Delta \leq 0$ в принципе не исключена для части потока кластеров. Возможно, что кластеры с данным n для некоторых неравновесных конфигураций могут иметь $I(n) < e\varphi$ [19]. С этой точки зрения для достижения $\eta^+(n) = 0.8$ при $n = 15$ также аномальные конфигурации должны составлять $\approx 80\%$ потока, что, по-видимому, невозможно.

Модель

В настоящей работе предлагается механизм ионизации кластерных частиц, связанный с переходом части внутренней колебательной энергии комплекса в его электронную подсистему и проходящий в конкуренции с его фрагментацией. Экспериментально установлено, что кластеры, отлетающие от поверхности твердого тела, фрагментируют за счет значительного запаса внутренней энергии [20]. По нашему мнению, часть этой энергии может передаваться и в электронную подсистему частицы, вызывая ее ионизацию. Как показали проведенные оценки характерных времен ионизации по этому каналу, ионизация кластера происходит в основном на отлете, вне области его эффективного электронного обмена с поверхностью.

Строгое теоретическое описание процесса передачи энергии от ядерной подсистемы в электронную требует расчета поверхностной потенциальной энергии нейтральных и заряженных кластеров для различных атомных конфигураций. Такой подход в настоящее время удалось реализовать лишь для малоатомных кластеров и молекул оксидов металлов, $n \leq 3$ [21,22].

В противоположном пределе для кластеров, содержащих большое количество атомов, процесс ионизации может рассматриваться как термоэлектронная эмиссия из микрочастицы, имеющей температуру T . Выражение для скорости такого процесса (т.е. вероятности термоэмиссии электрона в единицу времени) получено в [23]

$$k_{\text{ion}}^n (c^{-1}) = \frac{2k_B T}{h} \cdot \frac{Q_{\text{vib}}^+}{Q_{\text{vib}}^0} \cdot \exp\left(-\frac{IP_n}{k_B T}\right) \times \left(\frac{2b_n}{a_0} + 2\left(\frac{\pi}{4} \cdot Q_{\text{surf}}\right)^{1/2} + Q_{\text{surf}}\right), \quad (6)$$

где $Q_{\text{surf}} = 8\pi\mu b_n^2 k_B T / h^2$, h — постоянная Планка; a_0 — боровский радиус; b_n — размер частицы (мы предполагаем, что кластер имеет сферическую форму, т.е. $b_n = r_s n^{1/3}$, r_s — радиус ячейки Вигнера–Зейца); μ — масса атома; Q_{vib}^+ и Q_{vib}^0 — функции, описывающие колебание кластера до и после эмиссии электрона (для упрощения вычислений удобно принять $Q_{\text{vib}}^+ \approx Q_{\text{vib}}^0$); IP_n — энергия ионизации кластера, состоящего из n атомов.

Пусть E_{int} — внутренняя энергия кластера, только что покинувшего поверхность металла. Тогда в качестве температуры частицы можно выбрать величину

$$k_B T = \frac{E_{\text{int}}}{s}, \quad (7)$$

где $s = 3n - 6$ — число вращательных и колебательных степеней свободы

Согласно оценкам [24,25], внутренняя энергия кластера, только что покинувшего поверхность, пропорциональна числу атомов в кластере. Если для определения температуры кластера использовать выражение (7), то при характерных значениях внутренней энергии кластера $E_{\text{int}} \approx 1 \text{ eV/atom}$ [20] из (6) следует, что k_{ion}^n с ростом n уменьшается от $k_{\text{ion}}^n = 10^{13} \text{ s}^{-1}$ при $n = 4-5$ до $k_{\text{ion}}^n = 10^8 \text{ s}^{-1}$ при $n \rightarrow \infty$. Как уже отмечалось, другим возможным каналом диссипации внутренней энергии кластера является фрагментация [20]. Так как типичные скорости фрагментации кластеров находятся в пределах $10^6-10^{12} \text{ s}^{-1}$, то диссипация внутренней энергии по обоим этим каналам происходит со сравнимыми вероятностями.

Фрагментацию кластера можно описать с помощью подхода, развитого в работе [26], при котором считается, что эмиссия кластера происходит за счет двух последовательных процессов. На первом этапе в результате развития плотного каскада столкновений в приповерхностной области твердого тела происходит одновременно эмиссия некоторого количества атомов, причем внутренняя кинетическая энергия атома E_{int} может превышать порог диссоциации кластера. На втором этапе при отлете кластер теряет свою энергию путем последовательных процессов мономолекулярной фрагментации до тех пор, пока оставшаяся энергия не станет ниже порога диссоциации.

Предлагаемую модель формирования зарядовых состояний кластеров можно рассматривать и как обобщение модели [26] путем включения дополнительного (ионизационного) канала диссипации.

Расчет степени ионизации кластеров

Начальное распределение эмиттированных с поверхности кластеров по числу n атомов в них выбиралось в виде полуэмпирической зависимости, полученной в работе [26],

$$Y_n \sim \frac{1}{n^\alpha}, \quad (8)$$

где α — константа.

Считалось, что все кластеры, описываемые распределением (8) в начальный момент времени $t = 0$, являются нейтральными возбужденными, т.е. ”горячими”, комплексами с внутренней энергией E_{int} . Затем рассматривалась эволюция распределения (8) за счет диссипации энергии E_{int} по двум основным каналам: мономолекулярной фрагментации и положительной однократной ионизации нейтральных частиц путем перехода

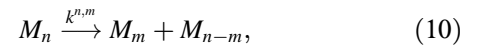
части E_{int} в электронную подсистему кластера. Таким образом, конечное распределение кластеров состояло из ”холодных” нейтралей и однозарядных положительных ионов. Процессами образования многозарядных положительных кластеров, отрицательно заряженных кластеров, а также каналами релаксации возбуждения, связанными с испусканием электромагнитного излучения, пренебрегалось.

Расчет конечных распределений заряженных и нейтральных кластеров по числу частиц в них проводился по следующей схеме. Пусть от поверхности отлетает n -атомный возбужденный кластер с внутренней энергией $E_{\text{int}}(n)$, которая аппроксимируется предложенной в работе [26] линейной зависимостью

$$E_{\text{int}}(n) = an - b, \quad (9)$$

где a и b — константы.

Далее считалось, что эта энергия с течением времени уменьшается как за счет процессов мономолекулярной фрагментации



так и за счет процессов ионизации



Скорость процесса (10) рассчитывалась по формуле, полученной Клотцем в [27],

$$k^{n,m}(c^{-1}) = 3 \cdot 10^{13} n^{2/3} \exp\left(-\frac{6}{n^{1/3}}\right) \exp\left(-\frac{E_{\text{th}}^{n,m}}{k_B T}\right), \quad (12)$$

где $E_{\text{th}}^{n,m}$ — пороговая энергия рассматриваемой реакции фрагментации, которая вычислялась по формуле, предложенной в работе [26],

$$E_{\text{th}}^{n,m} = E_b(n)n - E_b(m)m - E_b(n-m)(n-m), \quad (13)$$

где $E_b(i)$ — энергия связи, приходящаяся на один атом кластера.

Относительная вероятность процесса ионизации оценивалась с помощью выражения

$$P_{\text{ion}} = \frac{k_{\text{ion}}^n}{k_{\text{ion}}^n + \sum_m k^{n,m}}. \quad (14)$$

В соответствии с этой величиной определялась вероятность того, произошла ли к рассматриваемому моменту времени t ионизация кластера. Если ионизация не произошла, то в рамках данной схемы это означает, что к рассматриваемому моменту t произошла фрагментация кластера по одному из возможных каналов реакции (10). Конкретный канал фрагментации выбирался с учетом вероятности различных путей фрагментации, задаваемой выражением

$$P(n, m) = \frac{k^{n,m}}{\sum_m k^{n,m}}. \quad (15)$$

В зависимости от того, какой из рассмотренных выше процессов диссипации произошел, определялись оставшиеся внутренние энергии кластера. За счет ионизации (11) $E_{\text{int}}(n)$ уменьшается на величину IP_n , а за счет фрагментации (10) — на величину $E_{\text{th}}^{n,m} + \Delta E$, где ΔE — энергия поступательного движения, уносимая фрагментами в системе отсчета, где кластер до распада покоился. Оставшаяся внутренняя энергия $E_{\text{th}}^{n,m}$ перераспределяется между фрагментами.

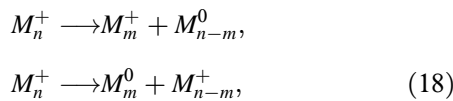
Согласно [26], в условиях теплового равновесия внутренние энергии фрагментов задаются выражениями

$$E_{\text{int}}(m) = \frac{m - 3/2}{n - 3} \cdot E'_{\text{exc}}, \quad (16)$$

$$E_{\text{int}}(n - m) = \frac{(n - m) - 3/2}{n - 3} \cdot E'_{\text{exc}}, \quad (17)$$

$$E'_{\text{exc}} = E_{\text{int}}(n) \cdot \frac{3n - 11/2}{3n - 9/2} - E_{\text{th}}^{n,m}.$$

Если энергия, которая осталась у нейтрального фрагмента, достаточна, то он может ионизоваться (11) или фрагментировать (10), а образовавшийся ион может далее только фрагментировать (10). Полагалось, что ион может фрагментировать по схемам



согласно которым положительный заряд может остаться на любом из фрагментов. Однако энергетические пороги реакций фрагментации (18) зависят теперь от разности энергий ионизации рассматриваемого нейтрального фрагмента, из которого он образовался,

$$\begin{aligned} E_{\text{th}}^{n,m+} &= E_{\text{th}}^{n,m} + IP_m - IP_n, \\ E_{\text{th}}^{n,m+} &= E_{\text{th}}^{n,m} + IP_{n-m} - IP_n. \end{aligned} \quad (19)$$

Если в полученном после распада или ионизации кластере внутренняя энергия ниже порога его диссоциации, то такой кластер является стабильным по отношению к процессам (10), (11) и (18), так как для всех этих процессов $IP_n > E_{\text{th}}^{n,m}$. В противном случае кластер является нестабильным и его эволюция рассматривается далее в рамках описанной выше модели.

Для того чтобы получить конечные распределения стабильных ионов Y_n^+ и нейтралей Y_n^0 , а затем зависимость степени ионизации кластера от числа атомов в нем $\eta^+(n)$, рассматривалась эволюция 200 тыс кластеров методом статистических испытаний в соответствии с их статистическими весами в начальном распределении (8).

Результаты и обсуждение

Численный расчет величины $\eta^+(n)$ проводился для распыленных кластеров Ag_n , образованных при бомбардировке серебра ионами Ar^+ ($E_0 = 5 \text{ keV}$). Использовались значения констант: $\alpha = 2.9$, $a = 1.54 \text{ eV}$,

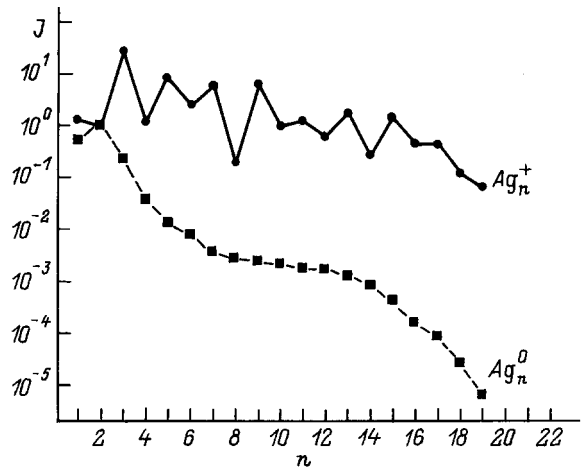


Рис. 1. Относительные выходы (J) нейтральных и положительных кластеров серебра (расчет). Выход кластеров нормирован на выход димеров ($n = 2$).

$b = 1.65 \text{ eV}$, которые были получены в работе [26] методом молекулярной динамики.

Энергии ионизации кластеров серебра IP_n с числом атомов $n \leq 36$ брались по результатам расчетов [28]. При $n > 36$ зависимость IP_n от n аппроксимировалась выражением

$$IP_n = e\varphi + \frac{\gamma}{r_s n^{1/3}}, \quad (20)$$

где γ — константа.

На рис. 1 приведены рассчитанные конечные интенсивности потоков распыленных нейтральных Ag_n^0 и ионных Ag_n^+ кластеров в зависимости от числа атомов в них. Из рис. 1 видно, что с увеличением n интенсивность нейтральных кластеров $\text{Ag}_n^0(J)$ уменьшается монотонно. Интенсивность кластеров Ag_n^+ , также уменьшаясь с ростом n , осциллирует, обнаруживая локальные максимумы на нечетных n , в согласии с экспериментом [18]. Эти осцилляции связаны с немонотонностью энергий ионизации.

На рис. 2 показано сравнение рассчитанных в настоящей (сплошная линия) работе и измеренных в [18] (кружки) величин $\eta^+(n)$ для распыленных кластеров Ag_n . Видно, что рассчитанная степень ионизации удовлетворительно согласуется с экспериментом.

Таким образом, данный механизм положительной ионизации распыленных кластеров металлов, основанный на передаче части кинетической энергии ядер в электронную подсистему с последующей ионизацией, позволяет не только объяснить основные наблюдаемые закономерности зарядообразования кластеров на качественном уровне, но и получить неплохое количественное согласие для величины $\eta^+(n)$ без использования подгоночных параметров.

Интересно отметить, что в работе [18], где процессы распыления и фрагментации кластеров моделировались методом молекулярной динамики, установлено, что процесс превращения нейтральных нестабильных класте-

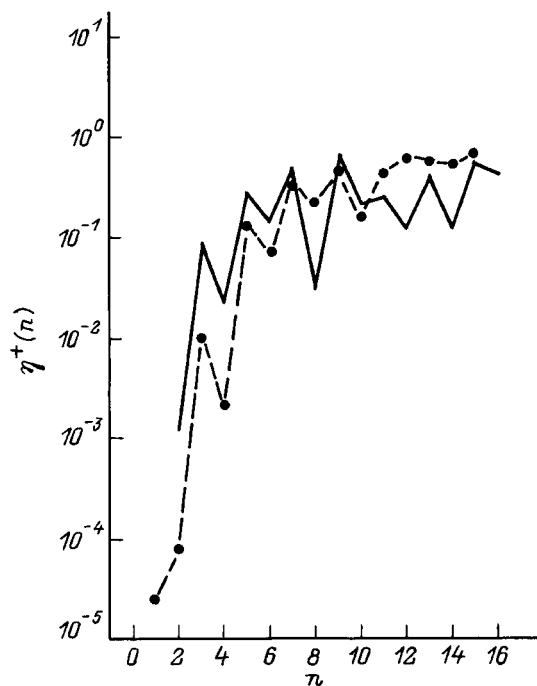


Рис. 2. Степени положительной ионизации распыленных кластеров серебра.

ров, только что покинувших поверхность, в стабильные фрагменты происходит очень быстро, за время порядка 10^{-11} с. В то же время в работе [20] определенные из экспериментальных данных средние времена жизни положительных распыленных кластерных ионов были порядка 10^{-9} с. Противоречие между расчетами и экспериментом легко устраняется, если принять во внимание, что ионизация кластера за счет его внутренней энергии (в эксперименте исследовалась ионная компонента распыленного пучка) сопровождается уменьшением последней на величину энергии ионизации. Как видно из формулы (12), это уменьшение может существенно увеличить время жизни кластера по отношению к его фрагментации.

Для более полной экспериментальной проверки справедливости данного механизма представляет интерес изучение зависимости степени ионизации распыленных кластеров от состояния поверхности, например от наличия на ней электроотрицательных покрытий. Так как данный механизм в отличие от электроннообменного не чувствителен к состоянию поверхности и его вклад в зарядообразование растет с ростом n , то экспериментальным свидетельством в пользу данного механизма являлось бы уменьшение чувствительности степени ионизации кластера к величине электроотрицательного покрытия с ростом числа частиц в нем. Кроме того, необходимо изучение зависимости степени ионизации от энергии поступательного движения отлетающего кластера E . Если, согласно данной модели, основной уровень кластера лежит ниже уровня Ферми металла, то величина $\eta^+(n)$ при всех n должна с ростом E увеличиваться.

Если же высокая степень ионизации больших кластеров связана с тем, что их основные уровни лежат выше уровня Ферми, то с ростом энергии поступательного движения степень ионизации таких кластеров $\eta^+(n)$ должна медленно убывать.

Список литературы

- [1] Parilis E.S., Kishinevsky L.M., Turaev N.Y. и др. Atomic Collisions on Solid Surfaces. Amsterdam: Elsevier Sci. Publ., 1993. 664 p.
- [2] Ionization of Solids by Heavy Particles // Ed. by R.A. Baragiola. Nato ASI Series. Series B: Physics. Vol. 306. New York; London: Plenum Press, 1993. 460 p.
- [3] Yu M. L., Lang N.D. // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 127–134.
- [4] Vasile M.J. // Phys. Rev. B. 1984. Vol. 29. P. 3785–3792.
- [5] Boers A.L. // Nucl. Inst. & Meth. B. 1984. Vol. 2. P. 353–359.
- [6] Williams P.W., Evans C.A. // Surf. Sci. 1978. Vol. 78. P. 324–345.
- [7] Schroer J.M., Rhodin T.N., Bradley R.C. // Surf. Sci. 1973. Vol. 34. P. 571–580.
- [8] Veksler V.I. // Rad. Eff. 1980. Vol. 51. P. 129–135.
- [9] Blaise G., Nourtier A. // Surf. Sci. 1979. Vol. 90. P. 495–503.
- [10] Yu. M.L., Lang N.D. // Nucl. Inst. & Meth. B. 1986. Vol. 34. P. 403–443.
- [11] Sroubek Z. // Spectrochimia Acta. 1989. Vol. 44B. P. 317–321.
- [12] Yu M.L., Mann K. // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 1476–1481.
- [13] Курнаев В.А., Машикова Е.С., Молчанов В.А. Отражение легких ионов от поверхности твердого тела. М.: Энергоатомиздат, 1985. 192 с.
- [14] Baltinkov A.S., Ferleger V.Kh., Medvedeva M.V., Wojciechowski I.A. // Nucl. Instr. and Meth. B. 1994. Vol. 94. P. 59–65.
- [15] Войцеховский И.А., Медведева М.В., Ферлегер В.Х. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 4. Вып. 16. С. 85–90.
- [16] Bitensky I.S., Parilis E.S., Wojciechowski I.A. // Nucl. Instr. and Meth. B. 1993. Vol. 73. P. 333–340.
- [17] Yu M.L. // Sputtering by Particle Bombardment III // Ed. Behrisch R., Wittmaack K. Berlin: Springer, 1991. P. 91–160.
- [18] Wucher A., Wahl M., Oechsner H. // Nucl. Inst. & Meth. B. 1993. Vol. 83. P. 73–78.
- [19] Haberland H., Kornmeier H., Langosch H. et al. // J. Chem. Soc. Faraday Trans. 1990. Vol. 86(13). P. 2473–2481.
- [20] Dzhemilev N.Kh., Goldenberg A.M., Veriovkin I.V., Verkhotourov S.V. // Int. J. of Mass Spectr. 1995. Vol. 141. P. 209–215.
- [21] Bitensky I.S., Parilis E.S., Wojciechowski I.A. // Nucl. Inst. & Meth. B. 1992. Vol. 67. P. 359–363.
- [22] Ferleger V.Kh., Belykh S.F., Redina I.V. // Vacuum. 1992. Vol. 43. P. 831–835.
- [23] Klots C.E. // Chem. Phys. Lett. 1991. Vol. 186. P. 73–76.
- [24] Wucher A., Garrison B.J. // Phys. Rev. B. 1992. Vol. 46. P. 4855–4864.
- [25] Веревкин И.В., Верхотуров С.В., Гольденберг А.М., Джемилев Н.Х. Изв. РАН. Сер. физ. 1994. Т. 58. С. 63–67.
- [26] Wucher A. // Nucl. Inst. & Meth. B. 1993. Vol. 83. P. 79–86.
- [27] Klots C.E. // Z. Phys. D. 1991. Vol. 20. P. 105–109.
- [28] Jackschath C., Rabin I., Schulze W. // Z. Phys. D. 1992. Vol. 22. P. 517–523.