

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ ЧИСЛА АТОМОВ, ЗАРЯДА И ЭНЕРГИИ КЛАСТЕРОВ ПРИ ИОННОМ РАСПЫЛЕНИИ МЕТАЛЛА

Аннотация.

Актуальность и цели. Теоретическое описание ионного распыления металла в виде многоатомных систем (кластеров) различного электрического заряда до недавнего времени представляло объект теоретических дискуссий. Известная каскадная теория распыления Зигмунда в состоянии объяснить распыление лишь в виде одиночных атомов, иные теоретические подходы, к сожалению, не объясняли большинство результатов ионного распыления в виде кластеров, а численные расчеты методами молекулярной динамики являлись сложными ввиду многочастичного характера явления. Целью данной работы является дальнейшее развитие теории упругого ионного распыления поверхности твердого тела в виде многоатомных частиц и, в частности, расчет средних значений их основных характеристик: числа атомов, заряда и энергии.

Материалы и методы. Модельное представление при описании рассматриваемого явления основано на простых принципах квантовой механики и статистической физики, при расчете средних значений основных характеристик многоатомных продуктов распыления был использован статистический подход на основе полученных вероятностей распыления и энергетического распределения распыленных кластеров.

Результаты. Получены выражения для численного расчета средних значений числа атомов и заряда кластеров в зависимости от температуры поверхности металла, получено точное аналитическое выражение для среднего значения энергии распыленных кластеров. В качестве примера рассчитаны средние значения числа атомов, заряда и энергии для распыленных кластеров ниобия, тантала, серебра и железа, проведено сравнение полученных результатов с имеющимися экспериментальными данными.

Выводы. Согласие результатов с экспериментом еще раз подтвердило правильность предложенного нами теоретического подхода к описанию эмиссии многоатомных частиц в процессе ионного распыления металла. Помимо фундаментальной и теоретической значимости, полученные результаты могут быть использованы для сравнения с новыми экспериментальными данными.

Ключевые слова: ионное распыление, твердое тело, кластеры, среднее число атомов, средний заряд, средняя энергия.

S. A. Kochkin

MEAN NUMBER OF ATOMS, CHARGE AND ENERGY OF CLUSTERS UNDER ION SPUTTERING OF A METAL

Abstract.

Background. A theoretical description of metal ion sputtering in the form of polyatomic systems (clusters) of various electric charges has until recently been the

subject of theoretical discussions. Zygmund's well-known cascade theory of sputtering is able to explain sputtering only in the form of single atoms, other theoretical approaches, unfortunately, did not explain most of the results of ion sputtering in the form of clusters, and numerical calculations using molecular dynamics methods were complex due to the many-particle nature of the phenomenon. The purpose of this work is the further development of the theory of elastic ion sputtering of a solid surface in the form of polyatomic particles and, in particular, the calculation of the average values of their main characteristics: the number of atoms, charge and energy.

Materials and methods. The model representation in describing the phenomenon under consideration is based on simple principles of quantum mechanics and statistical physics, while calculating the mean values of the main characteristics of polyatomic sputtering products, a statistical approach was used based on the obtained sputtering probabilities and the energy distribution of the sputtered clusters.

Results. Expressions for the numerical calculation mean values of atoms' number and cluster charge depending on the metal surface temperature are obtained, an accurate analytical expression for the mean energy of the sputtered clusters is obtained. As an example, the mean values of atoms' number, charge and energy for the sputtered clusters of niobium, tantalum, silver and iron were calculated, and the obtained results were compared with the available experimental data.

Conclusions. A good agreement of the obtained results with the experiment once again confirmed the correctness of the theoretical approach developed by us to the description of the ion sputtering of a metal in the form of clusters. In addition to fundamental and theoretical significance, the results can be used for comparison with new experimental data.

Keywords: ion sputtering, solid, clusters, mean number of atoms, mean charge, mean energy.

Введение

Ионное распыление металла в виде одиночных и незаряженных атомов представляет собой уже хорошо изученное явление и с экспериментальной, и с теоретической точек зрения. Например, наиболее развитая аналитическая теория распыления Зигмунда путем каскадов атомных столкновений [1] или компьютерное моделирование методом Монте-Карло [2] объясняют многие результаты ионного распыления в виде атомов, чего, однако, нельзя сказать про теоретическое описание процесса распыления поверхности металла в виде систем, состоящих из нескольких атомов, – кластеров. Именно эмиссия кластеров с поверхности твердых тел уже долгое время представляет объект интереса прежде всего многих экспериментальных исследований [3–12], так как теоретическое описание или же численные расчеты методами молекулярной динамики являются крайне сложными ввиду многочастичного характера явления, причем трудность в описании возрастает еще больше, когда требуется учесть зарядовый состав или температурную зависимость продуктов распыления. Ранее нами была предложена модель ионного распыления поверхности металла в виде кластеров с любым электрическим зарядом в так называемом упругом режиме [13, 14], т.е. когда энергия от налетающего иона (может достигать до нескольких десятков кэВ) в ходе упругих столкновений за довольно короткое время передается атомам металла с последующим ее перераспределением. В данной модели в аналитическом виде получены вероятности распыления, энергетические и зарядовые распределения кластеров, неплохо согласующиеся с экспериментом.

Помимо масс- и энергетических спектров, непосредственно наблюдаемых на эксперименте, одними из количественных характеристик многоатомных продуктов распыления поверхности твердого тела являются средние показатели числа атомов, заряда, а также энергии таких многоатомных систем. В данной работе на основе рассчитанных вероятностей распыления и энергетического распределения распыленных кластеров получены формулы для расчета средних значений числа атомов в кластерах, среднего заряда и средней энергии кластеров, эмитированных с поверхности металла в ходе упругого режима распыления.

1. Описание модели

Рассмотрим твердое тело, атомы которого совершают колебательное движение с собственной частотой ω в потенциальной яме глубины Δ . Предположим, что ион налетает на поверхность твердого тела с такой скоростью, что за время $t \ll 2\pi/\omega$ он инициирует большое количество ионно-атомных и атом-атомных столкновений, вследствие чего за довольно короткое время i -й атом твердого тела приобретает импульс $\vec{q}_i$, центр масс совокупности

возбужденных атомов – соответственно импульс $\sum_{i=1}^N \vec{q}_i$, где N – число таких

атомов. Так как не представляется возможным точно рассчитать распределение атомов по импульсам при таких столкновениях, то в дальнейшем будем считать все импульсы, полученные атомами, не зависящими друг от друга и равновероятными по своим направлениям. В таком случае плотность вероятности $f_N(\vec{p})$ того, что центр масс N -атомного кластера получит импульс

$\sum_{i=1}^N \vec{q}_i = \vec{p}$, можно определить следующим образом:

$$\begin{aligned} f_N(\vec{p}) &= \iiint \dots \int \frac{d\Omega_{\vec{q}_1}}{4\pi} \frac{d\Omega_{\vec{q}_2}}{4\pi} \dots \frac{d\Omega_{\vec{q}_N}}{4\pi} \delta\left(\sum_{i=1}^N \vec{q}_i - \vec{p}\right) = \\ &= \iiint \dots \int \frac{d\Omega_{\vec{q}_1}}{4\pi} \frac{d\Omega_{\vec{q}_2}}{4\pi} \dots \frac{d\Omega_{\vec{q}_N}}{4\pi} \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3\vec{r} e^{-i\left(\sum_{i=1}^N \vec{q}_i - \vec{p}\right) \cdot \vec{r}}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $d\Omega_{\vec{q}_i}$ – телесные углы импульсов $\vec{q}_i$. В формуле (1) для дальнейших вычислений также использовано интегральное представление дельта-функции. Как это было сделано ранее при построении теории в [13, 14], в дальнейшем будем считать, что все атомы в кластере имеют одинаковые по модулю импульсы $|\vec{q}_i| = q$. Тогда искомая плотность вероятности (1) после интегрирования [14] будет иметь вид

$$f_N(\vec{p}) = \frac{1}{8\pi^{3/2} \left(Nq^2/6\right)^{3/2}} e^{-\frac{3p^2}{2Nq^2}}. \quad (2)$$

Введем обозначение U_N для энергии связи рассматриваемого кластера с металлом. Очевидно, что она является зависящей как от величины поверхностной площади их соприкосновения, так и от изрытости поверхности, и может быть представлена в виде

$$U_N = \delta N^{2/3} h, \quad (3)$$

где h – степень погруженности кластера в металле относительно его геометрического размера; δ – энергия связи кластера, приходящаяся на один атом при $h=1$ (кластер полностью погружен в металл).

Для получения энергетического распределения $f_N(E)$ эмитированных с поверхности металла кластеров сделаем следующие преобразования для элемента импульсного пространства $d^3\vec{p}$:

$$d^3\vec{p} = p^2 dp d\Omega_{\vec{p}} = mN \sqrt{2mN(E + U_N)} dE d\Omega_{\vec{p}}, \quad (4)$$

где E – неотрицательная энергия, которой обладает N -атомный кластер после преодоления энергии U_N . Так как плотность вероятности для импульса центра масс кластера согласно (2) не зависит от направления вектора этого импульса, то элемент телесного угла $d\Omega_{\vec{p}}$ в (4) можно сразу заменить на постоянное значение 2π , считая, что кластер распадается с поверхности металла в окружающее полупространство.

В результате из (2) с учетом (4) и взаимосвязи $f_N(\vec{p})d^3\vec{p} = f_N(E)dE$ получим плотность вероятности для энергии N -атомного кластера в виде

$$f_N(E) = \frac{3m\sqrt{3m(E + U_N)}}{\sqrt{\pi}q^3} e^{-\frac{3m(E + U_N)}{q^2}}. \quad (5)$$

Для того чтобы найти вероятность w_N распыления N -атомного кластера с поверхности металла, необходимо проинтегрировать полученную плотность $f_N(E)$ по всем возможным неотрицательным значениям энергии кластера. В результате точного интегрирования будем иметь

$$w_N = \int_0^{+\infty} f_N(E) dE = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \Gamma\left(\frac{3}{2}, \frac{3mU_N}{q^2}\right), \quad (6)$$

где $\Gamma(v, x) = \int_x^{+\infty} t^{v-1} e^{-t} dt$ представляет собой неполную Γ -функцию [15].

Так как поверхность металла должен покинуть стабильный кластер, или, иначе говоря, атомам, входящим в состав кластера, не должно хватать энергии на разрыв связи с ним, то мы должны полученную выше вероятность w_N умножить на вероятность остаться всем N атомам внутри N -атомного кластера. Такая вероятность была найдена нами в ходе квантово-механических расчетов в [14] и может быть записана в виде

$$p_N = e^{-\frac{Nq^2}{2m\Delta}}. \quad (7)$$

Тогда получаем вероятность W_N распыления стабильного N -атомного кластера с поверхности металла в следующем виде:

$$W_N = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \Gamma\left(\frac{3}{2}, \frac{3mU_N}{q^2}\right) e^{-\frac{Nq^2}{2m\Delta}}, \quad (8)$$

с учетом вероятности (7) энергетическое распределение кластеров (5) в свою очередь примет следующий вид:

$$f_N(E) = \frac{3m\sqrt{3m(E+U_N)}}{\sqrt{\pi}q^3} e^{-\frac{3m(E+U_N)}{q^2} - \frac{Nq^2}{2m\Delta}}. \quad (9)$$

Считая процесс образования электрического заряда у распыленного кластера флуктуационным, ранее в [13] авторы получили вероятностное распределение кластеров по их зарядам Q в следующем виде:

$$P_N(Q) = \frac{1}{D_N} e^{-(Q-Q_0)^2/2(\Delta Q_N)^2}, \quad (10)$$

где $D_N = \sum_{Q=0,\pm 1,\dots} e^{-(Q-Q_0)^2/2(\Delta Q_N)^2}$; среднее значение квадрата флуктуаций

заряда $(\Delta Q_N)^2$ относительно его равновесного значения Q_0 имеет вид [13]:

$$(\Delta Q_N)^2 = \frac{3^{1/3}}{\pi^{4/3}} \frac{m_e \Theta}{\hbar^2} \left(\frac{V}{N}\right)^{2/3} \gamma^{1/3} N, \quad Q_0 = \frac{3^{1/3}}{\pi^{4/3}} \frac{m_e \Delta \mu}{\hbar^2} \left(\frac{V}{N}\right)^{2/3} \gamma^{1/3} N. \quad (11)$$

В формулах (10) и (11) заряд определен в единицах заряда электрона; Θ – абсолютная температура поверхности металла; V – характерный кластерный объем; $\Delta \mu$ – разница между Ферми-энергиями в металле и в кластере.

Согласно (10) вероятность W_N^Q распыления стабильного N -атомного кластера зарядом Q будет иметь вид

$$W_N^Q = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \Gamma\left(\frac{3}{2}, \frac{3mU_N}{q^2}\right) e^{-\frac{Nq^2}{2m\Delta}} P_N(Q), \quad (12)$$

энергетическое распределение заряженных кластеров в свою очередь примет следующий вид:

$$f_N^Q(E) = \frac{3m\sqrt{3m(E+U_N)}}{\sqrt{\pi}q^3} e^{-\frac{3m(E+U_N)}{q^2} - \frac{Nq^2}{2m\Delta}} P_N(Q). \quad (13)$$

Получив в явном виде аналитические выражения для вероятностей распыления N -атомных заряженных кластеров (12), а также для их энергетического распределения (13), можно далее определить средние значения основных характеристик таких кластеров при ионном распылении металла.

2. Среднее число атомов в кластерах

Сначала определим среднее число $\bar{N}^Q$ атомов в кластере зарядом Q , распыленного с поверхности металла, согласно следующей формуле:

$$\bar{N}^Q = \frac{\sum_{N=1} N w_N^Q}{\sum_{N=1} w_N^Q} \quad (14)$$

(точнее говоря, в качестве $\bar{N}^Q$ необходимо брать целую часть числового значения выражения, стоящего в этой формуле справа). В силу непростой зависимости выражения (12) от N , к сожалению, невозможно получить в аналитическом виде выражение для среднего числа атомов в кластере, поэтому нами был проведен численный анализ как зависимости (12), так и численный расчет среднего числа $\bar{N}^Q$ в зависимости от заряда кластера и температуры поверхности металла. Прежде всего отметим, что анализ зависимости вероятности (12) для разных заряженных кластеров (ниобия, тантала, железа, серебра) при различных температурах ($\Theta = 300\text{--}2273\text{ K}$) показал, что вероятностное распределение кластеров по числу атомов в них имеет колоколообразный вид, другими словами, очень близко к нормальному распределению. В связи с этим можно считать, что среднее число $\bar{N}^Q$, определенное по формуле (14), совпадает с наиболее вероятным числом атомов в кластере при всех других одинаковых условиях. Такой вывод позволяет в дальнейшем сравнивать результаты численных расчетов с экспериментом, в частности, с имеющимися пиками в масс-спектрах распыленных кластеров разного зарядового состояния. В табл. 1 в качестве примера приведены результаты численных расчетов среднего числа атомов $\bar{N}^Q$ в кластерах ниобия, тантала, серебра и железа при трех разных температурах металла, имеющих заряды $Q = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4$ в единицах заряда электрона (распыленные кластеры с зарядами $|Q| > 2$ не исследуются в экспериментах, поэтому соответствующая часть рассчитанных значений имеет теоретический интерес). Выбраны те значения температур, которые используются в различных экспериментах для данных кластеров и не превышают температуры плавления металла. При расчетах здесь и далее были использованы следующие значения варьируемых параметров теории: $q_{Nb} = 270$ а.е., $q_{Ta} = 420$ а.е., $q_{Ag} = 100$ а.е., $q_{Fe} = 210$ а.е., $h = 1$, $\Delta\mu = 0$.

Из табл. 1, во-первых, следует, что если рассматривать состав лишь нейтральных кластеров, то при любой температуре металла вероятнее всего это будут одиночные атомы. Именно это и наблюдается во всех экспериментах: главными продуктами распыления металла являются одиночные нейтральные атомы [3, 5, 6]. Во-вторых, с увеличением заряда кластера сред-

нее или наиболее вероятное число атомов в нем также растет, при этом с увеличением температуры металла рост этого числа становится заметно медленнее. Действительно, в экспериментах именно крупные кластеры преимущественно имеют ненулевой заряд, причем в кластерах большего заряда, как правило, наблюдается и большее число атомов [7–9]. С увеличением температуры поверхности металла повышается вероятность ионизации распыленных кластеров фиксированного размера, что также наблюдается в ряде экспериментов [7, 10], вследствие чего кластеры одного и того же заряда при большей температуре в среднем будут иметь меньшее количество атомов в своем составе.

Таблица 1

Рассчитанные средние значения $\bar{N}^Q$ числа атомов
в кластерах ниобия, тантала, серебра и железа
с разным зарядовым составом Q и при разных температурах Θ

$\bar{N}^Q$	$\Theta_1 = 300K$				$\Theta_2 = 700K$				$\Theta_3 = 2273K$	
Q	<i>Nb</i>	<i>Ta</i>	<i>Ag</i>	<i>Fe</i>	<i>Nb</i>	<i>Ta</i>	<i>Ag</i>	<i>Fe</i>	<i>Nb</i>	<i>Ta</i>
0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
± 1	5	6	5	6	3	4	3	4	2	2
± 2	11	12	12	13	7	8	7	8	4	4
± 3	17	18	19	20	11	12	11	13	6	6
± 4	23	24	26	27	15	16	16	17	8	8

3. Средний заряд кластеров

Теперь определим средний заряд $\bar{Q}_N$ N -атомных кластеров, покидающих поверхность металла при ионном распылении, как целую часть следующего выражения:

$$\bar{Q}_N = \frac{\sum_{Q=0,\pm 1,\dots} Q \cdot W_N^Q}{\sum_{Q=0,\pm 1,\dots} W_N^Q} = \sum_{Q=0,\pm 1,\dots} Q \cdot P_N(Q) \quad (15)$$

(при выводе были использованы формулы (10) и (12)). В силу нормального распределения (10) для зарядов кластеров очевидно, что средний заряд также совпадает с наиболее вероятным его значением и чаще встречается в опыте. При этом, так как в нашем случае используется нормальное распределение для дискретных значений заряда, $\bar{Q}_N$ немногим меньше равновесного заряда Q_0 , определенного в (11). Численный анализ значений среднего заряда $\bar{Q}_N$ показал, что лишь с ростом температуры поверхности металла он приближается к точному значению равновесного заряда Q_0 . Последний согласно (11) обусловлен разницей $\Delta\mu$ между Ферми-уровнями в металле и в кластере, что в целом для некоторых металлов приводит к асимметричности в распределении положительно и отрицательно заряженных кластеров [7, 10], откуда теперь, в частности, возникает возможность полуэмпирической

оценки величины $\Delta\mu$. Кроме этого, численные расчеты показали, что при $\Delta\mu = 0$, независимо от температуры и числа атомов, большинство кластеров при распылении покидают металл в нейтральном состоянии ($\bar{Q}_N = 0$), что также подтверждается экспериментальными данными [5, 7, 8].

4. Средняя энергия кластеров

Наконец, определим среднюю энергию $\bar{E}_N^Q$ N -атомных кластеров зарядом Q при ионном распылении, используя следующую формулу:

$$\bar{E}_N^Q = \frac{\int_0^{+\infty} E \cdot f_N^Q(E) dE}{\int_0^{+\infty} f_N^Q(E) dE} = \frac{\int_0^{+\infty} E \cdot f_N^Q(E) dE}{W_N^Q} = \frac{\int_0^{+\infty} E \cdot f_N(E) dE}{W_N}. \quad (16)$$

При выводе формулы (16) были использованы полученные выше связи между соответствующими величинами. Также следует заметить, что в (16) исчезла зависимость средней энергии от заряда кластера, как и должно быть, так как в нашей модели формирование заряда не участвует в распределении кластеров по их кинетическим энергиям.

Теперь подставим выражения (8) и (9) в (16) и получим

$$\bar{E}_N = \frac{3\sqrt{6}}{4\epsilon^{3/2}} \Gamma^{-1}\left(\frac{3}{2}, \frac{3U_N}{2\epsilon}\right) \cdot \int_0^{+\infty} E \sqrt{E + U_N} e^{-\frac{3(E+U_N)}{2\epsilon}} dE, \quad (17)$$

где для удобства введено обозначение $\epsilon = q^2/2m$. Интеграл в (17) можно вычислить точным образом, в результате получим окончательное выражение для средней энергии N -атомного кластера в виде

$$\bar{E}_N = \Gamma^{-1}\left(\frac{3}{2}, \frac{3U_N}{2\epsilon}\right) \left[\frac{\sqrt{6\epsilon U_N}}{2} e^{-\frac{3U_N}{2\epsilon}} + \frac{\sqrt{\pi}}{2} (\epsilon - U_N) \operatorname{Erfc}\left(\frac{3U_N}{2\epsilon}\right) \right], \quad (18)$$

где $\operatorname{Erfc}(x)$ – дополнительная функция ошибок [15].

В табл. 2 для сравнения с экспериментальными данными приведены рассчитанные по формуле (18) соответствующие средние значения энергии $\bar{E}_N$ кластеров ниобия, тантала и железа с различным числом атомов N . Значения $\bar{E}_N^{exp}$ были получены на основе энергетических спектров соответствующих кластеров из имеющихся экспериментов [6, 11, 12]. Несмотря на то, что опыты проводились разными исследователями и на различных экспериментальных установках (например, в случае кластеров тантала) и при небольших значениях N , можно заключить, что теоретически полученные результаты для средних энергий кластеров неплохо согласуются с экспериментами. Заметим, что ранее долгое время никакие теоретические модели [3, 4]

не были в состоянии объяснить такие сравнительно большие средние кинетические энергии распыленных кластеров.

Таблица 2

Рассчитанные средние значения энергии $\bar{E}_N$ кластеров ниобия, тантала и железа в сравнении с экспериментальными значениями $\bar{E}_N^{exp}$

	<i>Nb</i>		<i>Ta</i>		<i>Fe</i>	
	<i>N</i> = 4	<i>N</i> = 7	<i>N</i> = 4	<i>N</i> = 7	<i>N</i> = 7	<i>N</i> = 9
$\bar{E}_N$, эВ	4,22	4,14	5,29	5,17	4,29	4,25
$\bar{E}_N^{exp}$, эВ	4,56*	4,12*	4,47**	4,85*	3,78***	3,69***

Примечание. * эксперимент [6], ** эксперимент [11]; *** эксперимент [12].

Заключение

В работе были получены выражения для расчета средних значений основных характеристик распыленных кластеров: числа атомов в них, их заряда и энергии. Было показано, что наиболее вероятными продуктами распыления являются одиночные незаряженные атомы, при этом с увеличением заряда среднее число атомов в кластерах также увеличивается, а с повышением температуры поверхности металла, наоборот, уменьшается. Кроме этого, зависимость от температуры была обнаружена и для среднего заряда кластеров. В качестве примера были рассчитаны средние значения числа атомов, заряда и энергии для распыленных кластеров ниобия, тантала, железа и серебра; неплохое согласие результатов с имеющимися экспериментальными данными в вновь подтвердило правильность предложенного нами теоретического подхода к описанию эмиссии многоатомных частиц в процессе ионного распыления металла.

Библиографический список

1. **Sigmund, P.** Theory of sputtering. I. Sputtering yield of amorphous and polycrystalline targets / P. Sigmund // Phys. Rev. – 1969. – Vol. 184. – P. 383.
2. **Ziegler, J. F.** Stopping Powers and Ranges of ions in Matter / J. F. Ziegler, J. P. Biersack, U. Littmark. – Pergamon, New York, 1985. – Vol. 1. – 321 p.
3. **Urbassek, H. M.** Sputtering of molecules and clusters: Basic experiments and theory / H. M. Urbassek, W. O. Hofer // K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. – 1993. – Vol. 43. – P. 97–126.
4. Процессы распыления высокоэнергетическими и многозарядными ионами / И. А. Баранов, Ю. В. Мартыненко, С. О. Цепелевич и др. // Успехи физических наук. – 1988. – Т. 156. – С. 478.
5. **Wucher, A.** The formation of clusters during ion induced sputtering of metals / A. Wucher, W. Wahl // Nucl. Instr. Meth. B. – 1996. – Vol. 115. – P. 581–589.
6. **Belykh, S. F.** Relative yields, mass distributions and energy spectra of cluster ions sputtered from niobium under keV atomic and polyatomic gold ion bombardment / S. F. Belykh, B. Habets, U. Kh. Rasulev et al. // Nucl. Instr. Meth. B. – 2000. – Vol. 164–165. – P. 809–819.
7. **Staudt, C.** On the temperature dependence of sputtered cluster yields / C. Staudt, R. Heinrich, P. Mazarov et al. // Nucl. Instr. Meth. B. – 2000. – Vol. 164–165. – P. 715–719.

8. **Wucher, A.** Formation of clusters in sputtering / A. Wucher // Известия Академии наук. Серия физическая. – 2002. – Т. 66, № 4. – С. 499–508.
9. **Staudt, C.** Formation of large clusters during sputtering of silver / C. Staudt, R. Heinrich, A. Wucher // Nucl. Instr. Meth. B. – 2000. – Vol. 164–165. – P. 677–686.
10. **Belykh, S. F.** Temperature dependence of secondary ion emission from tantalum produced by atomic and polyatomic gold projectiles / S. F. Belykh, I. V. Veryovkin et al. // International Journal of Mass Spectrometry. – 2004. – Vol. 237 (1). – P. 55–63.
11. **Morozov, S. N.** Non-linear effects in Ta sputtering by Au_m^- ions / S. N. Morozov, U. Kh. Rasulev // Nucl. Instr. Meth. B. – 2003. – Vol. 203. – P. 192–197.
12. **Bekkerman, A. D.** Fragmentation of Sputtered Cluster Ions of Transition Metals: Distributions of Lifetimes and Internal Energies / A. D. Bekkerman, N. Kh. Dzhemilev, S. V. Verkhoturov et al. // Mikrochim. Acta [Suppl.]. – 1998. – Vol. 15. – P. 371–377.
13. **Матвеев, В. И.** Энергетические спектры и температурные распределения кластеров при ионном распылении металла / В. И. Матвеев, С. А. Кочкин // Журнал технической физики. – 2004. – Т. 74, № 3. – С. 65–71.
14. **Матвеев, В. И.** Энергии, заряды и размеры кластеров при ионном распылении металла / В. И. Матвеев, С. А. Кочкин // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2010. – Т. 137, № 4. – С. 820–828.
15. **Абрамовиц, М.** Справочник по специальным функциям / М. Абрамовиц, И. Стиган. – Москва : Наука, 1979. – 832 с.

References

1. Sigmund P. *Phys. Rev.* 1969, vol. 184, p. 383.
2. Ziegler J. F., Biersack J. P., Littmark U. *Stopping Powers and Ranges of ions in Matter*. Pergamon, New York, 1985, vol. 1, 321 p.
3. Urbassek H. M., Hofer W. O. K. *Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.* 1993, vol. 43, pp. 97–126.
4. Baranov I. A., Martynenko Yu. V., Tsepelevich S. O. et al. *Uspekhi fizicheskikh nauk* [Progress of physical science]. 1988, vol. 156, p. 478. [In Russian]
5. Wucher A., Wahl W. *Nucl. Instr. Meth. B.* 1996, vol. 115, pp. 581–589.
6. Belykh S. F., Habets B., Rasulev U. Kh. et al. *Nucl. Instr. Meth. B.* 2000, vol. 164–165, pp. 809–819.
7. Staudt C., Heinrich R., Mazarov P. et al. *Nucl. Instr. Meth. B.* 2000, vol. 164–165, pp. 715–719.
8. Wucher A. *Izvestiya Akademii nauk. Seriya fizicheskaya* [Proceedings of the Academy of Sciences. Series: physics]. 2002, vol. 66, no. 4, pp. 499–508. [In Russian]
9. Staudt C., Heinrich R., Wucher A. *Nucl. Instr. Meth. B.* 2000, vol. 164–165, pp. 677–686.
10. Belykh S. F., Veryovkin I. V. et al. *International Journal of Mass Spectrometry*. 2004, vol. 237 (1), pp. 55–63.
11. Morozov S. N., Rasulev U. Kh. *Nucl. Instr. Meth. B.* 2003, vol. 203, pp. 192–197.
12. Bekkerman A. D., Dzhemilev N. Kh., Verkhoturov S. V. et al. *Mikrochim. Acta [Suppl.]*. 1998, vol. 15, pp. 371–377.
13. Matveev V. I., Kochkin S. A. *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki* [Journal of applied physics]. 2004, vol. 74, no. 3, pp. 65–71. [In Russian]
14. Matveev V. I., Kochkin S. A. *Zhurnal eksperimental'noy i teoreticheskoy fiziki* [Journal of experimental and theoretical physics]. 2010, vol. 137, no. 4, pp. 820–828. [In Russian]
15. Abramovits M., Stigan I. *Spravochnik po spetsial'nym funktsiyam* [Special functions handbook]. Moscow: Nauka, 1979, 832 p. [In Russian]

Кочкин Сергей Алексеевич

кандидат физико-математических наук,
доцент кафедры математического
анализа, алгебры и геометрии, Северный
(Арктический) федеральный университет
имени М. В. Ломоносова (Россия
г. Архангельск, набережная
Северной Двины, 17)

E-mail: s.kochkin@narfu.ru

Kochkin Sergey Alekseevich

Candidate of physical and mathematical
sciences, associate professor, sub-
department of mathematical analysis,
algebra and geometry, Northern (Arctic)
Federal University named after
M. V. Lomonosov (17 Severnaya Dvina
embankment, Arkhangelsk, Russia)

Образец цитирования:

Кочкин, С. А. Средние значения числа атомов, заряда и энергии кластеров при ионном распылении металла / С. А. Кочкин // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2019. – № 2 (50). – С. 87–97. – DOI 10.21685/2072-3040-2019-2-8.