

Особенности электронно-стимулированной десорбции атомов европия с поверхности окисленного вольфрама

© С.Ю. Давыдов

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,
197376 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 30 января 2001 г.)

Проанализированы особенности выхода q атомов европия и предложены сценарии электронно-стимулированной десорбции. Получены выражения для концентрационной зависимости q от степени покрытия окисленного вольфрама атомами европия.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 99-02-17972) в рамках Российской государственной программы "Поверхностные атомные структуры" (проект № 4.5.99).

В работе [1] изучалась электронно-стимулированная десорбция (ЭСД) атомов европия с окисленной (покрытой монослоем кислорода) поверхности вольфрама (O/W). Выяснилось, что в отличие от ранее хорошо изученной ЭСД щелочных металлов с O/W [2,3] зависимость выхода q атомов европия от энергии бомбардирующих электронов E_e имеет ярко выраженный резонансный характер. Для объяснения выявленных особенностей в работе [4] была предложена энергетическая схема системы Eu-O/W для малых и больших концентраций Θ атомов европия. Было, в частности, показано, что при малых (близких к нулевым) покрытиях окисленной поверхности вольфрама европием заряд иона Eu $Z_0(Eu) \approx 0.75$, тогда как заряд лежащего непосредственно под ним иона кислорода $Z_0(O) \sim -1$ (в отсутствие адсорбции европия заряд ионов кислорода $Z(O) \sim 0$). При больших покрытиях ($\Theta \geq 0.5$) вследствие деполаризации заряд атомов европия близок к нулю, т.е. $Z_1(Eu) \sim 0$, и, следовательно, заряды ионов кислорода, находящихся под слоем Eu, такие же, как и в системе O/W, т.е. $Z_1(O) \sim 0$. На основании полученной в работе [4] картины попытаемся объяснить некоторые результаты работы [1].

1. Об отсутствии "кислородного механизма" ЭСД атомов европия и бария

Первый вопрос, на который следует дать ответ: почему в случае европия (так же как и бария [5]) не "работает" так называемый "кислородный механизм" ЭСД?

Для описания ЭСД атомов щелочных металлов с окисленной поверхности тугоплавких подложек при малых степенях покрытия (когда кислород можно считать находящимся в состоянии O^- , а щелочной металл — в состоянии M^+) Агеевым и др. [1–3,5] был разработан "кислородный механизм" ЭСД, под которым понимается следующая схема: а) первичный электрон создает вакансию на $2s$ -уровне иона кислорода O^- ; б) эта вакансия заполняется электроном с $2p$ -уровня кислорода, а соответствующий Оже-электрон нейтрализует адсор-

бированный ион щелочного металла M^+ ($O^- \rightarrow O^+$; $M^+ \rightarrow M^0$); в) если образующийся ион O^+ восстанавливает свой отрицательный заряд (захватывая электроны из металлической подложки, т.е. $O^+ \rightarrow O^-$) быстрее, чем атом щелочного металла реионизируется ($M^0 \rightarrow M^+$), то ион O^- начинает отталкивать атом M^0 , в результате чего последний десорбируется. Рассмотрим подробнее пункты а и б вышеприведенного сценария. Пусть $\varepsilon_a^{(0)}$ — одночастичная энергия внешнего s -электрона металлического атома, отсчитываемая от уровня вакуума. Для содержащего в основном состоянии один внешний s -электрон атома (одноэлектронного атома) щелочного металла $\varepsilon_a^{(0)} = -I_1$, где I_1 — энергия ионизации одноэлектронного атома. Для двухэлектронного атома (т.е. атома, имеющего заполненную внешнюю s -оболочку) в соответствии с расширенной схемой Хартри–Фока [6] энергия основного состояния $E_a^0 = 2\varepsilon_a^{(0)} + U$, где U — энергия внутриатомного кулоновского отталкивания электронов в s -оболочке, причем $E_a^0 = -I_2^{(1)}$ ($I_2^{(1)}$ — первый ионизационный потенциал двухэлектронного атома). Энергию U можно вычислить как разность второго $I_2^{(2)}$ и первого $I_2^{(1)}$ потенциалов ионизации. Воспользовавшись данными [7], получим $U = 5.57$ и 4.79 eV и $\varepsilon_a^0 = -2.36$ и -1.77 eV для европия и бария соответственно.

С учетом кулоновского сдвига уровней Δ , вызванного взаимодействием электронов адатома с электронами металлической подложки, величину которого можно оценить простым выражением [8]

$$\Delta = \frac{e^2}{4(2r_O + r_a)}, \quad (1)$$

где r_O и r_a — атомные радиусы кислорода и адатома (плоскость изображения совмещена с поверхностью металлической подложки), положение одночастичного уровня адатома относительно уровня Ферми подложки есть

$$\tilde{\varepsilon}_a^{(0)} = \varepsilon_a^{(0)} + \Delta + \varphi, \quad (2)$$

где φ — работа выхода окисленной металлической подложки.

Используя идеи работы [9], учтем кулоновское притяжение V между дыркой, оставшейся на ионе кислорода после ухода Оже-электрона, и этим электроном, локализовавшимся на ионе металлического адатома (экситонный механизм). Для одноэлектронного (щелочной металл) и двухэлектронного (барий, европий) адатомов получим соответственно следующие результирующие энергии ε_a^1 и ε_a^2 заполняемого s -уровня:

$$\varepsilon_a^1 = \varepsilon_a^0 - V, \quad \varepsilon_a^2 = \varepsilon_a^0 + U - V. \quad (3)$$

При получении этих выражений мы считали вслед за авторами [9], что уровни бесконечно узкие, на кислороде находится одна дырка, а на адатоме — один дополнительный электрон. Если уровни ε_a^1 и ε_a^2 лежат ниже уровня Ферми, т.е. отрицательны, то такое состояние является устойчивым. (Последнее утверждение относится лишь к внешним уровням. Вся система находится в возбужденном состоянии вследствие наличия дырки в остове и поэтому имеет конечное время жизни.) В противном случае переход электрона с кислорода на металлический адатом энергетически невыгоден.

Для оценки энергии V воспользуемся экранированным потенциалом (потенциалом Юкавы) [10]

$$V = \frac{e^2}{r_0 + r_a} \exp[-(r_0 + r_a)/l_s], \quad (4)$$

где поверхностная длина экранирования $l_s \sim v_F(2\pi/\omega_s)$, v_F — скорость электрона на уровне Ферми, ω_s — частота поверхностного плазмона. Отметим, что в наших оценках параметрами, относящимися к металлической подложке, являются только ее работа выхода φ_0 (окисленная поверхность имеет работу выхода $\varphi = \varphi_0 + \Delta\varphi > \varphi_0$) и l_s . Для типичного металла $l_s \sim 0.7\text{ \AA}$ [10].

Используя значения атомных радиусов из [11] и принимая $\varphi = 5.5\text{ eV}$ ($\varphi_0 \approx 4.5\text{ eV}$ [11], $\Delta\varphi \approx 1\text{ eV}$ [12]), получим $V = 0.74$ и 0.60 eV и $\Delta = 1.02$ и 0.97 eV для Eu и Ba соответственно. В результате находим для европия и бария $\varepsilon_a^2 = 3.49$ и 3.40 eV , т.е. величины существенно положительные: переход электрона на вторую s -орбиталь невыгоден. Следует также подчеркнуть, что в заполненную одним электроном s -оболочку двухэлектронного атома может перейти лишь электрон, обладающий противоположным спином. Таким образом, принцип Паули также мешает реализации "кислородного механизма" для двухэлектронного атома.

Для сравнения те же процессы ЭСД, например, для адсорбированного натрия дают $\varepsilon_a^{(0)} = -5.14$, $\Delta = 1.27$, $V = 3.40$ и $\varepsilon_a^1 = -1.77\text{ eV}$, т.е. заполнение пустой s -оболочки одним электроном выгодно энергетически.

При больших покрытиях металлические адатомы (как одно-, так и двухэлектронные) находятся в состоянии, близком к нейтральному, что заведомо исключает проявление "кислородного механизма" ЭСД для двухэлектронного атома.

2. Возможные механизмы ЭСД атомов европия

Второе существенное отличие ЭСД европия от ранее хорошо изученной ЭСД щелочных металлов с O/W [2,3] заключается в том, что зависимости выхода q атомов европия от энергии бомбардирующих электронов E_e имеют ярко выраженный резонансный характер. При малых, но, как показал опыт (см. рис. 1 в [1]), конечных покрытиях $\Theta \approx 0.07$ выход атомов европия наблюдается при $(E_e)_{\text{th}} = 25\text{ eV}$ (пороговая энергия). С увеличением энергии бомбардирующих электронов в спектре $q(E_e)$ имеет место пик с энергией $E_e \approx 33\text{ eV}$, а при увеличении покрытия до $\Theta \approx 0.35$ появляется пик $E_e \approx 37\text{ eV}$. Как порог возникновения ЭСД атомов Eu, так и пики авторы [1] связывают с ионизацией $5p$ -уровневой европия, отвечающих энергии $E(O_3) = 26\text{ eV}$ (здесь и в дальнейшем энергии оболочек O и L приводятся для свободных атомов по данным [7]). Отметим, однако, что близкие энергии имеют терм кислорода $E(L_1) = 28.5\text{ eV}$ ($2s$ -состояние) и терм европия $E(O_2) = 30\text{ eV}$ ($5p$). Пик с энергией 37 eV может быть связан с термами вольфрама $E(O_3) = 41\text{ eV}$ и европия $E(O_1) = 45\text{ eV}$ ($5s$). С ростом поверхностной концентрации Θ (степени покрытия) атомов Eu в спектре $q(E_e)$ проявляются пики 50 и 80 eV , связанные, по-видимому, с соответствующими термами вольфрама $E(O_2) = 51\text{ eV}$ и $E(O_1) = 80\text{ eV}$. Таким образом, с чисто энергетической точки зрения имеется целый набор термов (особенно с учетом возможных химических сдвигов), которые могут "работать" на ЭСД атомов Eu.

По мнению авторов работы [1], механизм ЭСД атомов Eu при малых покрытиях связан с ионизацией $5p$ -уровневой европия, возникновением иона Eu^{2+} , его движением (вследствие кулоновского притяжения) к поверхности с последующей его нейтрализацией и десорбцией в нейтральном состоянии Eu^0 . Такая картина процесса согласуется с нашими энергетическими оценками [4]. Действительно, в равновесном состоянии при низких покрытиях имеется пара $\text{Eu}^{1+}-\text{O}^{1-}$. Бомбардирующий электрон ионизует $5p$ -уровень иона европия, переводя выбитый электрон на ион кислорода, что приводит к возникновению пары $\text{Eu}^{2+}-\text{O}^{2-}$ (электрон переходит в p -зону кислорода [4], но остается локализованным под атомом европия вследствие кулоновского притяжения). Состояние O^{2-} , по-видимому, энергетически невыгодно, т.е. является нестабильным с некоторым временем жизни τ_1 , главным образом вследствие кулоновского отталкивания U_1 электронов на ионе кислорода ($U_1 = 14.47\text{ eV}$ [13]).

Вследствие увеличения вдвое зарядов ионов европия и кислорода они должны сближаться. Оценим сначала длины связей Eu^0-O^0 , $\text{Eu}^{2+}-\text{O}^{1-}$ и $\text{Eu}^{2+}-\text{O}^{2-}$, исходя из значений атомных и ионных радиусов кислорода ($r(\text{O}^0) = 0.74\text{ \AA}$, $r(\text{O}^{2-}) = 1.36\text{ \AA}$, $r(\text{O}^{1-}) = 1.76\text{ \AA}$) и европия ($r(\text{Eu}^0) = 2.04\text{ \AA}$, $r(\text{Eu}^{3+}) = 0.95\text{ \AA}$) [11]; радиусы ионов Eu^{1+} и Eu^{2+}

нам, к сожалению, неизвестны. Тогда для длин связей d получим $d_0 \equiv d(\text{Eu}^0 - \text{O}^0) = 2.78$, $2.71 < d_1 \equiv d(\text{Eu}^{1+} - \text{O}^{1-}) < 3.80$, $2.31 < d_{12} \equiv d(\text{Eu}^{1+} - \text{O}^{2-}) < 3.40$, $2.31 < d_2 \equiv d(\text{Eu}^{2+} - \text{O}^{2-}) < 3.40$ (все расстояния приведены в Å). Нижняя оценка d сделана по значению $r(\text{Eu}^{3+})$, верхняя — по $r(\text{Eu}^0)$.

Если предположить, что в результате встречного движения ионы Eu^{2+} и O^{2-} сближаются на расстояние $d^* \sim d_0 < d_1$ и нейтрализуются, то при обратном движении они по инерции разойдутся на расстояние, превышающее d_1 , и, если хватит запасенной кинетической энергии, атом Eu^0 сможет преодолеть соответствующий потенциальный барьер и десорбироваться (см., например, обсуждение механизма десорбции по Антоневичу в [3]). Необходимым условием ЭСД атомов является требование того, чтобы, во-первых, время жизни τ_{22} возбужденного состояния $\text{Eu}^{2+}-\text{O}^{2-}$ было больше времени $\bar{\tau}_{22}$, необходимого для сближения до точки нейтрализации, а во-вторых, время жизни τ_{00} состояния Eu^0-O^0 (также неустойчивого при малых покрытиях) должно превышать время десорбции τ_{des} , т.е. время, необходимое для преодоления атомом Eu потенциального барьера.

Оценим время $\bar{\tau}_{22}$. В начальном положении, соответствующем межионному расстоянию d_1 (переход Франка-Кондона [3]) и зарядовому состоянию $\text{Eu}^{2+}-\text{O}^{2-}$, энергия пары равна $-Z_1 Z_2 e^2 / d_1$, где Z_1 и Z_2 — абсолютные значения зарядов ионов европия и кислорода соответственно (для простоты зарядами изображений пренебрегаем). В конечном состоянии на расстоянии d_0 друг от друга те же ионы обладают энергией $-Z_1 Z_2 e^2 / d_0 + Mv^2 / 2$, где M — масса европия (ион кислорода считаем неподвижным, ”закрепленным” на поверхности), v — его скорость к моменту нейтрализации. Оценки дают $v = 3.76 \cdot 10^{13} \text{ Å/s}$. Следовательно, расстояние $\Delta S = d_1 - d_0 = 1.02 \text{ Å}$ ион Eu^{2+} проходит за время $\tau_{22} \sim 2.7 \cdot 10^{-14} \text{ s}$. По порядку величины это время совпадает с временем жизни двухдырочных состояний в узких зонах [3,14]. Исходя из электронно-дырочной симметрии, можно полагать, что и $\tau_{22} \sim 10^{-14} \text{ s}$. Поскольку десорбция атомов Eu имеет место, следует положить $\tau_{22} > \bar{\tau}_{22}$.

Отсутствие десорбции атомов европия (речь идет о малых покрытиях) при ионизации внутренних уровней вольфрама ($5p$ и $5s$) можно понять следующим образом. В процессе ионизации возникает пара $\text{Eu}^{1+}-\text{O}^{2-}$ с межионным расстоянием d_1 . Тогда время жизни τ_{12} этого нестабильного состояния того же порядка, что и τ_{22} , так как причиной нестабильности является, на наш взгляд, ион O^{2-} . С другой стороны, время $\bar{\tau}_{12}$, необходимое для вышеописанного процесса движения ионов (сближение до d_0 с последующей нейтрализацией), должно быть больше $\bar{\tau}_{22}$ в $\sqrt{2}$ раз, так как сила электростатического притяжения ионов в данном случае в 2 раза меньше. Таким образом, вполне вероятно, что $\tau_{12} < \bar{\tau}_{12}$, и выход Eu^0 отсутствует.

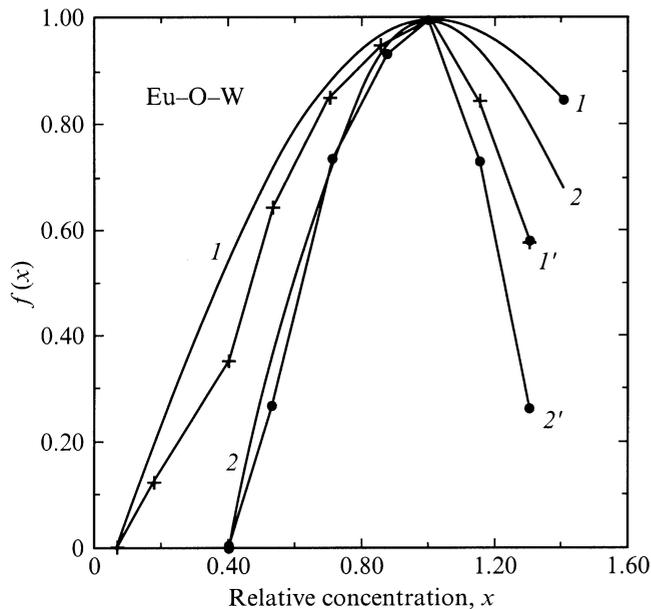
Теперь рассмотрим ”высокие” покрытия. Здесь следует различать два случая заполнения поверхности адатомами: ”равномерное” (определенная когерентная структура или совершенно разупорядоченный слой, где местоположение адатома — величина случайная) и ”неравномерное”, когда адатомы могут образовывать кластеры, цепочки или двумерные островки [15,16]. В случае неравномерного заполнения поверхности интегральное значение степени покрытия Θ_{int} (равное отношению площади, занимаемой всеми островками, к площади поверхности подложки) может составлять лишь несколько десятых долей единицы, тогда как для адатомов, находящихся внутри островка, локальная степень покрытия $\Theta_{\text{loc}} = 1$. Для цепочек, которые образуют, например, адатомы La, Gd и Dy на W(112) [15,16], можно положить $\Theta_{\text{loc}} \approx 0.5$. Далее будем считать, что пик с энергией 33 eV исчезает, а пики с энергиями 50 и 80 eV появляются, когда величину Θ_{loc} можно считать большой, а локальную зонную картину — соответствующей рис. 1, *b* работы [4].

Тогда легко понять, почему при больших локальных покрытиях отсутствует выход атомов европия при $E_e \approx 33 \text{ eV}$: ионизация $5p$ -уровня европия ведет к образованию неустойчивой для больших покрытий поверхностной ионной пары $\text{Eu}^{1+}-\text{O}^{1-}$. Вследствие возникновения заряда ионы начинают сближаться под действием силы, в 4 раза меньшей, чем в случае пары $\text{Eu}^{2+}-\text{O}^{2-}$, и в 2 раза меньшей, чем при $\text{Eu}^{1+}-\text{O}^{2-}$. Следовательно, время движения в данном случае $\bar{\tau}_{22} = \bar{\tau}_2 / \sqrt{2} = \bar{\tau}_{11} / 2$. С другой стороны, известно [14], что время жизни двухдырочного состояния в узкой зоне значительно больше времени жизни однодырочного, которое и реализуется в рассматриваемом процессе: $\tau_{11} < \tau_{22} \sim \tau_{12}$. Следовательно, в данном случае десорбция Eu^0 отсутствует.¹

С другой стороны, перенос электронов с внутренних $5p$ - и $5s$ -уровней вольфрама в практически пустую кислородную зону приводит к возникновению пары $\text{Eu}^0-\text{O}^{1-}$. Поскольку радиус кислорода возрастает при переходе $\text{O}^0 \rightarrow \text{O}^{1-}$, атом европия испытывает отталкивание и десорбируется в нейтральном состоянии.

Отметим, что резонансные особенности на кривой $q^0(E_e)$ при энергиях E_e , равных 40 и 70 eV, и соответствующих покрытиях наблюдались также при ЭСД атомов калия, цезия [20] и натрия [21] с поверхности молибдена, покрытой монослоем кислорода, что связывалось с ионизацией $4s$ - и $4p$ -уровней Mo. Величина пиков возрастала с увеличением покрытия, причем для Na резонансные особенности начинали проявляться лишь при $\Theta \geq 0.5$. Однако качественное отличие от результатов по ЭСД европия [5] заключается в том, что в [20,21] резонансные пики накладываются на монотонно

¹ В принципе можно представить себе и другой процесс, когда дырка на $5p$ -уровне Eu не заполняется его же внешним электроном, а на первую незаполненную орбиталь европия ”наполняет” экранирующий заряд, предоставляемый другими атомами европия (см., например, [17-19]). При этом экранированный ион Eu как бы становится атомом Gd, обладающим меньшим атомным радиусом. Таким образом, импульс, необходимый для десорбции атома европия, отсутствует.



Теоретические (1, 2) и экспериментальные (1', 2') зависимости нормированного выхода атомов европия $f(x)$ от их относительной поверхностной концентрации адатомов x . E_e , eV: 1, 1' — 50, 2, 2' — 80.

возрастающий с повышением E_e выход атомов q^0 . Считается [20], что это монотонное возрастание q^0 связано с ионизацией 2s-уровня адсорбированного кислорода, которая, как показано выше (раздел 1), не реализуется в случае ЭСД европия.

К сожалению, сделать более или менее строгие численные оценки времен жизни рассмотренных выше неравновесных состояний и процессов движения ионов очень сложно. Более того, поскольку вся кинематика частицы, предшествующая непосредственно акту ее десорбции, не наблюдается в эксперименте, любая построенная модель процесса будет в определенной степени спекулятивной, так как никогда нельзя будет исключить того обстоятельства, что какая-либо другая модель даст тот же результат. Единственный выход из этой ситуации — анализ в настоящее время отсутствующих экспериментальных данных: 1) ЭСД ряда редкоземельных элементов с одной и той же подложки; 2) ЭСД определенного редкоземельного элемента с разных подложек.

3. Концентрационные зависимости выхода атомов европия

Перейдем теперь к описанию зависимости выхода q атомов европия от степени покрытия Θ для двух значений энергии бомбардирующих электронов: $E_e = 50$ и 80 eV (рис. 2 работы [1]). Теория зависимости $q(\Theta)$ как для ионов, так и для атомов была разработана в работах [22,23], в которых учитывалась зависимость перезарядки слетающей частицы от ширины формируемой

ими поверхностной зоны, зависящей в свою очередь от степени покрытия Θ . В этих работах, однако, рассматривалась ЭСД щелочных металлов, где выход десорбируемых частиц начинается уже с нулевых покрытий. При этом универсальная функция, описывающая зависимость $q(\Theta)$, $f(x) \equiv q(\Theta)/q_{\max}(\Theta)$, где $\hat{\Theta}$ — покрытие, при котором выход частиц q достигает максимального значения q_{\max} , дается выражением

$$f(x) = x \exp[(1 - x^\alpha)/\alpha], \quad x \equiv \Theta/\hat{\Theta}. \quad (5)$$

Здесь $\alpha = 1$ для неупорядоченной и $\alpha = 2$ для упорядоченной структуры адсорбированного слоя.

В отличие от щелочных металлов выход q атомов европия начинается с некоторого порогового покрытия Θ_{th} , равного для $E_e = 50$ и 80 eV соответственно 0.07 и 0.35 [1]. Поэтому для того чтобы с помощью функции (5) описать выход атомов Eu, введем вместо x новую переменную

$$\zeta = \frac{x - x_{th}}{1 - x_{th}}, \quad \text{где } x_{th} \equiv \Theta/\Theta_{th}, \quad (6)$$

и будем считать, что $f(\zeta) \equiv 0$ при $\zeta \leq 0$. Результаты расчета для упорядоченной пленки адатомов европия ($\alpha = 2$) представлены на рисунке.² Согласно с данными эксперимента в области $x \leq 1$ следует признать очень хорошим. Расхождение теории и эксперимента в области $x > 1$ неудивительно, так как максимумам кривых $q(\Theta)$ для обоих значений энергии E_e отвечает монослойное покрытие, т.е. $\hat{\Theta} = 1$ [1] или $x = 1$, а теория концентрационной зависимости выхода частиц при ЭСД строилась только для субмонослойных ($0 \leq \Theta \leq 1$) покрытий (см. [22,23]).

В заключение отметим, что, несмотря на грубость сделанных в данной работе оценок, можно утверждать следующее. Особенности ЭСД атомов Eu с поверхности окисленного вольфрама заключаются в том, что выбитый с внутренних оболочек европия или вольфрама электрон обязательно должен быть локализован в поверхностной зоне, сформированной монослоем кислорода и адсорбированными атомами европия. Именно это обстоятельство приводит к резонансному характеру зависимости выхода атомов Eu от энергии возбуждающих десорбцию электронов $q(E_e)$.

Автор признателен В.Н. Агееву, Ю.А. Кузнецову и Н.Д. Потехиной за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] В.Н. Агеев, Ю.А. Кузнецов. Письма в ЖТФ **26**, 13, 86 (2000).
- [2] В.Н. Агеев, О.П. Бурмистрова, Ю.А. Кузнецов. УФН **158**, 3, 389 (1989).
- [3] V.N. Ageev. Prog. Surf. Sci. **47**, 1/2, 55 (1994).

² Мы ограничились только этим случаем, так как для неупорядоченной пленки согласие с экспериментом хуже.

- [4] С.Ю. Давыдов. Письма в ЖТФ **27**, 7, 68 (2001).
- [5] V.N. Ageev, Yu.A. Kuznetsov, N.D. Potekhina. Surf. Sci. **367**, 1/2, 113 (1996).
- [6] P.W. Anderson. Phys. Rev. **124**, 1, 41 (1961).
- [7] А.А. Радциг, Б.М. Смирнов. Параметры атомов и атомных ионов. Справочник. Энергоатомиздат, М. (1986). 344 с.
- [8] J.W. Gadzuk. Phys. Rev. **B1**, 5, 2110 (1970).
- [9] J.W. Gadzuk, S. Doniach. Surf. Sci. **77**, 3, 427 (1978).
- [10] Н. Марч, М. Паринелло. Коллективные эффекты в твердых телах и жидкостях. Мир, М. (1986). 320 с.
- [11] Физические величины. Справочник. / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. Энергоатомиздат, М. (1991). 1232 с.
- [12] Е.В. Клименко, А.Г. Наумовец. ЖТФ **49**, 6, 1282 (1979).
- [13] W.A. Harrison. Phys. Rev. **B31**, 4, 2121 (1985).
- [14] P.J. Feibelman. Surf. Sci. **102**, 2/3, L51 (1981).
- [15] О.М. Браун, В.К. Медведев. УФН **157**, 4, 631 (1989).
- [16] Л.А. Большов, А.П. Напартович, А.Г. Наумовец, А.Г. Федорус. УФН **122**, 1, 125 (1977).
- [17] O. Gunnarson, K. Schonhammer. Solid State Commun. **26**, 1, 147 (1978).
- [18] O. Gunnarson, K. Schonhammer. Phys. Rev. **B22**, 8, 3710 (1980).
- [19] R. Murphy, E.W. Plummer, C.T. Chen, W. Eberhardt, R. Carr. Phys. Rev. **B39**, 11, 7517 (1989).
- [20] В.Н. Агеев, Ю.А. Кузнецов. ФТТ **39**, 4, 758 (1997).
- [21] В.Н. Агеев, Ю.А. Кузнецов. ФТТ **40**, 4, 768 (1998).
- [22] S.Y. Davydov. Surf. Sci. **407**, 1-3, L652 (1998).
- [23] S.Y. Davydov. Surf. Sci. **411**, 1-3, L878 (1998).