Письма в ЖЭТФ, том 55, вып.5, стр.265 - 267 10 марта 1992 г.

# ИОНИЗАЦИЯ РАСПЫЛЕННЫХ АТОМОВ РЕЗОНАНСНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ОКОЛО ПОВЕРХНОСТИ

*И.В.Закурдаев, Д.Е.Миловзоров*

*Научно-исследовательский технологический институт*

*390011, Рязань*

Поступила в редакцию 3 февраля 1992 г.

Предложена модель ионизации распыленного атома при его взаимодействии с электромагнитным полем лазерного излучения и поверхностью металла, позволяющая рассмотреть кинетику образования и частотную селективность выхода ионов. Показано, что возрастание вероятности ионизации имеет резонансный характер.

При распылении поверхности твердого тела ионной бомбардировкой образование вторичных ионов зависит от энергии первичных ионов, электронной структуры поверхности и распыляемого атома, а также его скорости [1,2]. Предлагается механизм формирования заряженного состояния распыленной частицы, находящейся во взаимодействии с поверхностью и электромагнитным полем, описываемый зависящей от времени моделью Андерсена [3,4]. Гамильтониан системы может быть представлен в форме вторичного квантования следующим образом:

$$H = E_1 c_1^+ c_1 + E_2 c_2^+ c_2 + \sum_k E_k c_k^+ c_k + \sum_k \sum_j (V_{jk} c_j^+ c_k + \text{э.с.}) + (V_{12} c_1^+ c_2 + \text{э.с.}).$$

Здесь $E_k$ - энергия $k$-го уровня металла, $E_1$ и $E_2$ - уровни энергии атома, покидающего поверхность металла. Матричный элемент туннелирования $V_{jk}$ зависит от времени как в результате того, что атом удаляется от поверхности со скоростью $v_p$, так и вследствие того, что поле электромагнитного излучения периодически изменяет высоту потенциального барьера между атомом и поверхностью: $V_{jk}(t) = V_{jk}^0 \exp(-\frac{1}{2}\gamma v_p t) \exp(-S_\sim)$, где $\gamma = 2\mathring{A}^{-1}$, $S_\sim = \frac{1}{\hbar} \int\limits_0^{x_{\text{тр}}} \frac{m\delta U dx}{\sqrt{2m(U_0 - E_j)}}$, $U = U_0 + \delta U$, $\delta U = eE_л x \cos(w_л t)$, $\delta U \ll U_0$. Стандартным путем [2] уравнения $-i\dot{c} = Hc$ преобразуются в систему дифференциальных уравнений:

$$i\dot{c}_1 = E_1 c_1 + V_{12} c_2 + \sum_k V_{1k} c_k$$

$$i\dot{c}_2 = V_{21} c_1 + E_2 c_2 + \sum_k V_{2k} c_k$$

$$i\dot{c}_k = V_{k1} c_1 + V_{k2} c_2 + \sum_k E_k c_k.$$

Система может быть записана в матричной форме $i\dot{C} = -WC$, где $C = \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_k \end{pmatrix}$.

Диагонализация матрицы в предположении, что $V_{ij} = V_{ji}$, $i, j = 1, 2, k$, позволяет найти ее диагональный член $W_{22}$. Решение уравнения $c_2$ находилось следующим образом: $c_2 = c_{02} \exp(-i \int W_{22} dt)$. Используя это решение, определяли величину $< n_2(t) > = < c_2^+(t) c_2(t) >$. Выражение для $< n_2(t) >$ имеет вид при $\hbar w_{12} \ll E_1, E_2,\ \Delta_{1k} \ll \Delta_{12},\ \Delta_{2k}$ : $< n_2(t) > \simeq n_{02}\exp(-\int \alpha(t)dt)$, где $\alpha(t) = \Delta_{12}(t) + \Delta_{2k}(t)$, $n_{02}$ - постоянная, $\Delta_{ij} = \pi \sum\limits_k V_{kj} V_{ik} \delta(w - \frac{E_k}{\hbar})$.

Кинетические уравнения для населенностей уровней распыленного атома имеют следующий вид [5]:

$$\dot{n}_1 = -\Delta_{12}(n_1 - n_2)$$

$$\dot{n}_2 = -\left(\frac{2\Delta_{2k}}{\hbar}\right)(1 - f(E_2(t), T_e))n_2 + \Delta_{12}(n_1 - n_2),$$

где $f(E_2(t), T_e)$ - функция Ферми–Дирака. Распределение электронов полагалось равновесным. Решение системы для $n_2(t)$, получили

$$n_2(t) = \frac{n_0 \Delta_{12}}{B_2 - B_1}(e^{B_1 t} - e^{B_2 t}),$$

где $B_{1,2} = (\Delta_{12} - \frac{1}{2}\Delta_{2k}) \pm \sqrt{\Delta_{12}^2 \cdot \frac{1}{4}(1 - \frac{\Delta_{2k}}{2\Delta_{12}}) + \Delta_{12}\Delta_{2k}}$.

Ширина уровня в момент времени $t$ при удалении от поверхности, а также при периодическом изменении высоты потенциального барьера, выражается так:

$$\Delta_{2k}(t) = \Delta_0 \exp(-\gamma v_p t) \cdot \exp\left(-\frac{2}{\hbar}\int\limits_0^{x_{\text{кр}}} \frac{m\delta U dx}{\sqrt{2m(U_0 - E_2)}}\right).$$

При частоте колебаний высоты барьера меньшей, чем частота столкновений электрона со стенкой барьера, усреднение вероятности туннелирования проводится по периоду колебаний:

$$< \Delta_{2k}(t) > = \Delta_0 w_л \int\limits_0^{1/w_л} e^{-\gamma v_p t} \cdot e^{z\cos(w_л t)} dt,$$

где $z = \frac{meE_л x_{\text{кр}}^2}{\hbar\sqrt{2m(U_0 - E_2)}}$. Оценка средней прозрачности потенциального барьера показывает, что вероятность резонансного туннелирования возрастает на четыре порядка. При этом условием реализации резонансного туннелирования служит соотношение $E_2(t) > E_F$ или для критического расстояния от поверхности: $x_{\text{кр}} < \frac{1}{\gamma}\ln\left(\frac{E_2(\infty) - E_2(0)}{E_2(\infty) - E_F}\right)$. Вероятность ионизации в этом случае составляла $P^+ \sim 0,1$. Это превосходит оценки вероятности ионизации обусловленной только ионным распылением $P^+ \sim 0,01 - 0,001$ [6].

При значении частоты колебаний населенности возбужденного уровня $\delta$ близком к частоте колебаний высоты потенциального барьера $w_л$ возникает режим резонансной ионизации, при котором все возбужденные атомы ионизуются в результате резонансного туннелирования электронов с возбужденного уровня в металл. В этом случае вероятность ионизации выражается следующим образом:

$$P^+(t) \simeq P_0 e^{-ht} \cdot e^{z\cos(w_л t)}(1 - \cos(\delta t)),$$

где $h = \gamma v_p$, $\delta = \sqrt{\delta_0^2 + \Omega_R^2}$, $\delta_0 = w_л - w_{12}$, $\Omega_R$ - частота Раби. Первый сомножитель характеризует уменьшение вероятности ионизации при удалении атома от поверхности металла со скоростью $v_p$. Второй и третий сомножители описывают осцилляции вероятности ионизации обусловленные периодическим изменением высоты барьера и колебаниями населенности возбужденного уровня. При удалении от поверхности распыленных атомов выход вторичных ионов

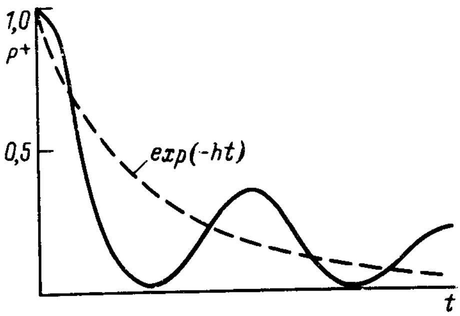


Рис.1

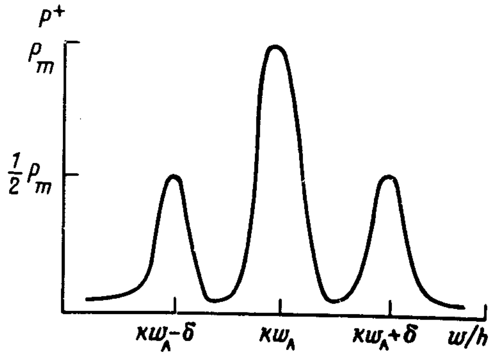


Рис.2

Рис. 1. Зависимость вероятности ионизации распыленного атома вблизи поверхности от времени при $h < w_п$, $\delta$

Рис. 2. "Лоренцевские" спектры вероятности ионизации атома около поверхности ($\sigma^2 = \pi P_m h$)

представляет собой интегральную величину процессов ионизации атомов при определенной частоте излучения лазера. Графики зависимостей вероятности ионизации распыленных атомов от времени удаления от поверхности и частоты излучения представлены на рис.1 и рис.2. Ширина пиков спектральной характеристики определяется величиной $\sigma^2$. Зависимость вероятности ионизации от интенсивности излучения $P^+ \sim \exp(\sqrt{I})$ отличается от результатов работы [4], причиной чего является учет эффекта когерентного приготовления барьера.

При интенсивности лазерного излучения 1-10 кВт/см$^2$ за один импульс ($\tau_и \sim 10$ нс) испаряется (в результате фотодесорбции при квантовой эффективности процесса $10^{-7}$ [7]) $10^6 - 10^7$ частиц, что меньше числа частиц, распыленных ионной бомбардировкой ($N \sim 10^8$ атомов при токе ионов $I_{Ar}$ равным 1 мА, энергии ионов 5 кэВ, коэффициенте распыления $s \sim 1$). В работе [8] наблюдалось превышение среднего значения вторичного ионного тока импульсов тока вторичной ионной эмиссии по амплитуде импульсов к среднему значению.

Авторы благодарны А.А.Одинцову за полезные обсуждения.

---

1. Z.Sroubek, Spectrochim. Acta B **44**, 317 (1989).

2. R.Brako and D.M.Newns, Sol. St. Comm. **55**, 633 (1985).

3. R.Brako and D.M.Newns, Surf. Science **108**, 253 (1981).

4. R.Kawai, K.C.Liu, D.M.Newns and K.Barnett, Surf Science **183**, 164 (1987).

5. И.В.Закурдаев, Д.Е.Миловзоров, Тез. докл. 14 Межд. конф. по когер. и нелинейной оптике. Л.: 1991, **1**, 127.

6. A.Wucher and H.Oechsner, Surf. Science **199**, 567 (1988).

7. А.М.Бонч-Бруевич, Ю.Н.Максимов и др., ЖЭТФ **92**, 285 (1987).

8. И.В.Закурдаев, Д.Е.Миловзоров и др., Тез. докл. 14 Межд. конф. по когер. и нелинейной оптике Л.: 1991, **1**, 128.