

01

О существовании бистабильных стационарных состояний концентрации электронных ловушек в поверхностных окислах металлов

© С.Н. Нагорных, В.И. Павленков

Нижегородский государственный педагогический университет

E-mail: algoritm@sandy.ru

Арзамасский государственный педагогический институт им. А.П. Гайдара

E-mail: agri@nts.ru

Поступило в Редакцию 6 декабря 2005 г.

Для описания термостимулированной электронной эмиссии использована модифицированная система уравнений Блохинцева, которая учитывает диффузию заполненных электронных ловушек из металла в окисел, что сводит ее к известной в биологии генетической модели. Получены численные стационарные решения уравнения Фоккера–Планка для стохастической модифицированной системы уравнений Блохинцева. Установлены условия перехода системы электронных ловушек в бистабильное состояние, индуцированное внешним мультипликативным шумом.

PACS: 72.15.Jf

Известно нелинейное поведение термостимулированной электронной эмиссии (ТСЭЭ) при нагреве, проявляющееся в колоколообразном виде кривых тока аналогично люминесценции [1], поэтому в работе [2] было введено нелинейное уравнение Блохинцева для описания кинетики ТСЭЭ. Естественно было предположить, что нелинейные свойства присущи и стохастическому поведению ТСЭЭ. В работе [3] экспериментально обнаружено нелинейное изменение плотности вероятности распределения плотности эмиссионного тока по поверхности в зависимости от температуры, заключающееся в том, что экспоненциально спадающая кривая с ростом температуры переходила в колоколообразную через промежуточную кривую с двумя максимумами. Возник вопрос, не противоречат ли уравнения Блохинцева такому нелинейному стохастическому поведению ТСЭЭ, поэтому целью данной работы

является описание с точки зрения детерминированного нелинейного уравнения Блохинцева нелинейного стохастического поведения ТСЭЭ, для которого существует двугорбая функция плотности вероятности ТСЭЭ по поверхности окисленного металла.

Учтем процесс диффузии заполненных электронных ловушек в окисный слой из объема металла с помощью системы уравнений Блохинцева, использованной для описания ТСЭЭ [2], в которой член A_4 есть вероятность диффузии электронных ловушек (ЭЛ) из металла в окисел:

$$\dot{v} = -pv + A_1(v_1 - v)N + A_4v_M, \quad (1)$$

$$\dot{N} = pv - A_1(v_1 - v)N - A_2N, \quad (2)$$

$$J = LA_2N. \quad (3)$$

Здесь v_1 — полная концентрация ЭЛ в окисле; v — концентрация заполненных ЭЛ в окисле; v_M — концентрация заполненных ЭЛ, диффундировавших из металла; N — концентрация свободных электронов в окисле; T — температура; J — плотность эмиссионного тока с поверхности окисла; L — толщина эмитирующего слоя; $A_1 = \sigma_0\sqrt{2kT/m}$ — вероятность захвата свободной ловушкой электрона, имеющего массу m и эффективное сечение σ_0 ; $A_2 = a_2T \exp(-\chi/kT)$ — вероятность эмиссии электронов из зоны проводимости в вакуум; $p = p_0 \exp(-\varepsilon/kT)$ — вероятность термической ионизации ЭЛ глубиной ε .

В квазистационарном для N случае при

$$A_2 \gg A_1(v_1 - v), \quad \text{где } v_1 \geq v, \quad (4)$$

из уравнений (2) и (1) получаем

$$\dot{v} = A_4v_M + \left(\frac{A_1v_1}{A_2} - 1 \right) pv - \frac{A_1p}{A_2} v^2. \quad (5)$$

Используя обозначения $v_* = v/v_1$, $\lambda = A_1v_1/A_2$, $\alpha = A_4v_M/pv_1$, преобразуем уравнение (5) к виду

$$\frac{dv_*}{dt} \frac{1}{p\lambda} = \frac{\alpha}{\lambda} + \left(1 - \frac{1}{\lambda} \right) v_* - v_*^2. \quad (6)$$

Учитывая, что при термостимуляции нагрев происходит с постоянной скоростью b , выразим время как $t = T/b$, проведем перенормировку температуры и, введя переменную $\theta = b^{-1} \int_0^T p dT$, получим

уравнение (6) в виде

$$\frac{dv_*}{d\theta} = \alpha - v_* + \lambda v_*(1 - v_*), \quad (7)$$

который соответствует генетической модели Арнольда–Лефевра–Хорстхемке [4]. Здесь λ — детерминированный параметр. Если его представить в виде $\lambda(\theta) = \lambda + \sigma\xi(\theta)$, где $\xi(\theta)$ — внешний квазибелый шум с интенсивностью σ^2 , то он будет описывать влияние внешней флуктуирующей среды на систему ЭЛ [4].

Тогда уравнение (7) является уже стохастическим уравнением, записанным в виде уравнения Стратоновича, с которым сопоставляется уравнение Фоккера–Планка:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p(v_*, \theta|v'_*)}{\partial \theta} = & -\frac{\partial}{\partial v_*} \left[\alpha - v_* + \lambda v_*(1 - v_*) \right. \\ & \left. + \frac{\sigma^2}{2} v_*(1 - 3v_* + 2v_*^2) \right] p(v_*, \theta|v'_*) + \frac{\sigma^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial v_*^2} v_*^2(1 - v_*)^2 p(v_*, \theta|v'_*). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $p(v_*, \theta|v'_*)$ обозначает вероятность того, что при достижении температуры θ относительная концентрация заполненных ЭЛ перейдет от значения v'_* к значению v_* . Стационарное решение уравнения (8) имеет вид

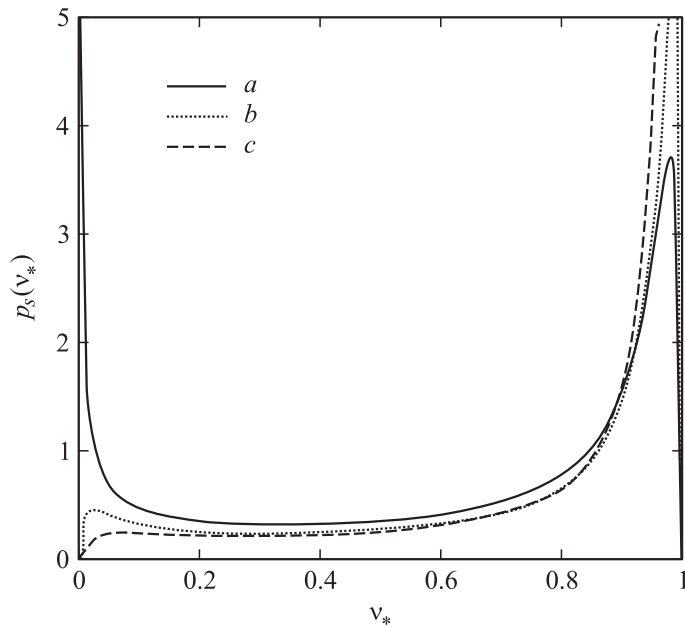
$$p_s(v_*) = N_0 [v_*(1 - v_*)]^{-1} \exp \left[\frac{2}{\sigma^2} \int_0^1 \frac{\alpha - v_* + \lambda v_*(1 - v_*)}{[v_*(1 - v_*)]^2} dv_* \right], \quad (9)$$

где N_0 — нормировочная константа.

Экстремумы плотности вероятности могут быть найдены из уравнения

$$\sigma^2 v_{*m}^3 + \left(\frac{3\sigma^2}{2} + \lambda \right) v_{*m}^2 + \left(\frac{\sigma^2}{2} - \lambda + 1 \right) v_{*m} - \alpha = 0. \quad (10)$$

При $\sigma^2 \rightarrow 0$ корни уравнения (10) совпадают с корнями стационарного случая уравнения (8). Если $\sigma^2 \neq 0$, появляется третий корень, не равный нулю при $\alpha \neq 0$. Условию возникновения бистабильного состояния системы заполненных ловушек соответствует условие существования трех действительных корней кубического уравнения (10).



Вид функции распределения плотности вероятности $p_s(v_*)$, построенной при соотношении $\sigma^2/\lambda = 5.3$ для $\alpha = 0$ (a); 0.4 (b); 1.0 (c).

Из уравнения (3) следует, что $J \sim v$. Исходя из этого, можно утверждать, что наличие у функции распределения плотности вероятности концентрации заполненных ловушек одного максимума соответствует одинаковой плотности эмиссионного тока по поверхности образца и ее равномерному свечению при визуализации. Наличие двух максимумов у функции распределения плотности вероятности соответствует наличию участков с различной плотностью эмиссионного тока и соответственно темных и светлых участков поверхности при ее визуализации. Подобное изменение распределения плотности эмиссионного тока наблюдалось экспериментально при визуализации ТСЭЭ с поверхности железоникелевого сплава [3].

На рисунке показано влияние диффузии ЭЛ на вид функции распределения плотности вероятности концентрации заполненных ловушек при фиксированном соотношении интенсивности внешнего шума σ^2 и

параметра системы λ . Видно, что с ростом α бистабильное состояние сменяется на моностабильное с большой вероятностью существования высокой плотности заполненных ЭЛ.

Таким образом, в данной работе показана возможность существования бистабильного состояния системы заполненных электронных ловушек (системы локализованных в ловушках электронов), возникающего из двугорбого распределения плотности ТСЭЭ по поверхности образца под действием внешнего шума при наличии процесса диффузии ловушек в окисел из объема металла; найдены условия его возникновения при квазистационарной плотности электронов проводимости и выполнении неравенств (4).

Список литературы

- [1] *Bohun A., Dolejsi J.* // Czech. J. Phys. 1958. N 9. P. 578–586.
- [2] *Nagornykh S.N.* // 4th International symposium on exoelektron emission and dosimetry. Liblice, 1973. P. 178–192.
- [3] *Нагорных С.Н., Павленков В.И.* // Поверхность. 2006 (в печати).
- [4] *Horsthemke W., Lefever R.* Noise-Induced Transitions. Berlin, Springer, 1984. (*Хорстхемке В., Лефевр Р.* Индуцированные шумом переходы: Теория и применение в физике, химии и биологии. М.: Мир, 1987. 397 с.).