

УДК 535.37

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОАЛЕСЦЕНЦИИ АТОМОВ СЕРЕБРА В МИКРОКРИСТАЛЛАХ ЕГО ГАЛОГЕНИДОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Шишканов О.Н., Бойченко А.П.

ФГБОУ ВПО «Кубанский государственный университет» Минобрнауки России,
Краснодар, e-mail: bojchenco@yandex.ru

Предлагается феноменологическая физико-математическая модель процессов образования фазы из кластеров серебра в микрокристаллах его галогенидов под действием внешнего электрического поля напряженностью до $2 \cdot 10^5$ V/m. На примере как бесприемного кристаллика AgBr диаметром 10^{-6} м, так и содержащего ионы йода концентрацией 1–45% от общей концентрации ионов брома показана независимость этого процесса от названной примеси до ~27%, а также возможность образования устойчивых кластеров серебра на поверхности микрокристаллов даже при однократно приложенном импульсе поля длительностью не менее 0,2 с. Продемонстрирована возможность управления этим процессом путем вариации температуры в рассмотренном диапазоне от 278 до 303 К и амплитуды прикладываемого напряжения – от 0,5 до 2 кВ.

Ключевые слова: галогениды серебра, кластеры серебра, электрическое поле

KINETIC MODEL COALESCENCE ATOMS SILVER IN MICROCRYSTALS HALOGENS UNDER ACTION AN ELECTRICAL FIELD

Shishkanov O.N., Boychenko A.P.

Kuban State University, Krasnodar, e-mail: bojchenco@yandex.ru

The physical and mathematical model of processes of formation of a phase from clusters of silver in microcrystals halogens under action of an external electrical field by intensity up to $2 \cdot 10^5$ V/m is offered phenomenology. On an example as pure crystal AgBr the diameter 10^{-6} m, and containing ions iodide by concentration 1–45% from concentration of ions bromide shows independence of this process of the named impurity up to 27%, and also opportunity of formation steady clusters of silver on a surface of microcrystals even at the unitary enclosed pulse of a field by duration not less than 0,2 s. The opportunity of management of this process is shown by a variation of temperature in the considered range from 278 up to 303 K and amplitude of a put voltage – from 0,5 up to 2 kV.

Keywords: halogens silver, clusters silver, electrical field

Технологии контролируемого формирования наноразмерных структур с заданными свойствами являются одними из приоритетных направлений современной физики твердого тела и смежных с ней областей. Особый интерес в настоящее время представляет разработка методик поатомной сборки кластеров различных химических элементов или соединений на границах раздела двух и более фаз микронного масштаба в объеме различных композиционно-дисперсных материалов. Примером такой ситуации может являться полимерная композиция на основе ионообменной смолы с микровключениями из различных металлов, придающих данному материалу дополнительные электропроводящие свойства [5], или стеклянная матрица с нанокompозитным наполнителем из фоточувствительной системы AgI–Ag для создания гибридных «плазмон-экситонных» наноструктур [1]. Как правило, для получения таких и подобных им материалов преимущественно используются различные методы фотолитографии, основанные на диффузии атомов, стимулированной оптическим излучением и вариацией температуры [6, 9]. Однако применимость названных методов ограничена требованием к оптическим свойствам основного материала

(матрицы) и содержащихся в нем микровключений. Например, первый должен обладать прозрачностью к ультрафиолетовому излучению, а включения, наоборот, сильно поглощать его. От перечисленных ограничений свободен электротопографический (ЭТП) метод [4], основанный на эффекте коалесцентного формирования атомных структур по поверхности микрокристаллических включений, стимулированного внешним электрическим полем.

Впервые описанный эффект был обнаружен в 1970 году авторами [4] на примере фотоэмульсионных микрокристаллов (МК) галогенидов серебра (AgHal), распределенных в желатиновой матрице. Показана возможность направленного формирования атомных кластеров металла на поверхности МК в зависимости от напряженности электрического поля, времени его экспозиции и особенно электрофизических характеристик материала залегания – удельной электропроводности σ_G и диэлектрической проницаемости желатины ϵ_G , определяемых ее влажосодержанием P_p , а также от толщины d_p и диэлектрической проницаемости ϵ_p подложки, предотвращающей электрической пробой дисперсной системы [4]. Благодаря вариации столь значительного

количества параметров возможно управление коалесценцией атомов в нужном направлении. Однако фактором, сдерживающим применимость ЭТГ-метода в нанотехнологиях, является отсутствие представлений о кинетических процессах названного эффекта. Поэтому в настоящей работе предлагается феноменологическая физико-математическая модель кинетики электрополевой коалесценции атомов серебра на примере дисперсно-распределенных в желатине МК AgBr сферической формы диаметром $r = 10^{-6}$ м, содержащих варьруемую примесь ионов йода I^- в диапазоне его концентраций 1–45% от общей концентрации ионов брома Br^- .

Физико-математическая модель. Для описания кинетических процессов составляется система одномерных уравнений непрерывности, справедливых для МК AgHal названных размеров [2]. Модель учитывает атомы серебра Ag, группируемые полем не только на поверхности МК, но и в их глубине, а также концентрационную кинетику глубинных атомов галогенов – брома Br и йода I. Кроме перечисленных атомов в систему включены уравнения, отражающие кинетику концентраций катионов серебра Ag^+ , катионных

вакансий V_{Ag} , анионов брома Br^- и йода I^- с их вакансиями V_{Br} и V_I , а также темновых электронов e и дырок h , совместно образующихся на стадии синтеза таких МК и находящихся в термодинамическом равновесии при рассматриваемой температуре T в диапазоне 278–303 К. В модели также учитывается характер распределения напряженности электрического поля на границе раздела МК и желатиновой матрицы в зависимости от ее

$$\sigma_G = en_{OH}\mu_H \exp\left\{\frac{ea_G E_f}{2kT}\right\},$$

где a_G – диаметр молекулы желатины, а μ_H и n_{OH} – соответственно подвижность и начальная концентрация протонов, образующихся в биополимере при диссоциации адсорбированных им молекул воды [4]; E_f – напряженность поля в фотоэмульсии.

Как правило, для формирования серебряных кластеров используются импульсные поля длительностью от 0,1 с и более [4]. Поэтому для моделирования был выбран часто встречающийся и технологически просто реализуемый видеоимпульс напряжения U колоколообразной формы, описываемый уравнением вида [2]

$$U = N_U U_0 \left[\exp\left(-\frac{\tau}{\tau_1}\right) + \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_2}\right) \right] \cdot \left[\exp\left(-\frac{\tau}{\tau_2}\right) - \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_1}\right) \left(\frac{(\tau + \tau_1)\tau_1^{-1}}{(\tau + \tau_2)\tau_2^{-1}} \right) \right], \quad (1)$$

где $N_U = 10,49$ – поправочный коэффициент; U_0 – начальное напряжение импульса; $\tau = 0,2$ с – его длительность, а $\tau_1 = 2,5 \cdot 10^{-2}$ с и $\tau_2 = 4,5 \cdot 10^{-2}$ с – длительности переднего и заднего фронтов видеоимпульса.

Согласно [3], при указанной величине τ существенно проявление релаксационных

процессов поля как в объеме МК AgHal E_k , так и E_k на его поверхности E_{Sk} . Поэтому с учетом экспериментально исследованных систем МК AgBr – желатина (фотоэмульсий) толщиной d_f и диэлектрической проницаемостью ϵ_f [4], уравнения для E_k и E_{Sk} запишутся в виде [3]

$$E_k = 3E'_k - 3\tau_R^{-1} e^{-\frac{\tau}{\tau_R}} \int_0^{\tau} E'_k e^{\frac{\tau}{\tau_R}} d\tau; \quad (2)$$

$$E_{Sk} = 3E_f \sqrt{K_G} - 3\tau_G^{-1} e^{-\frac{\tau}{\tau_G}} \int_0^{\tau} E_f \sqrt{K_G} e^{\frac{\tau}{\tau_G}} d\tau, \quad (3)$$

где $K_G = \left(\sigma_G^2 + \omega^2 \epsilon_0^2 \epsilon_G^2 \right) \left[\left(\sigma_k + 2\sigma_G + 2\sigma_{Sk} r^{-1} \right)^2 + \omega^2 \epsilon_0^2 \left(\epsilon_k + 2\epsilon_G \right)^2 \right]^{-1}$ [7];

$\tau_R = \epsilon_k \epsilon_0 \sigma_k^{-1}$ – время ионной релаксации МК AgHal; $\tau_G = \epsilon_G \epsilon_0 \sigma_G^{-1}$ – время протонной релаксации желатины;

$\omega = 2\pi(\tau_R + \tau_G)^{-1}$ – циклическая частота;

$$E'_k = \frac{U}{\left(2 + \epsilon_k \epsilon_f^{-1} \right) \left(d_f + d_p \epsilon_f \epsilon_p^{-1} \right)};$$

$$E_f = \frac{U \left(d_p + d_f \right) \cdot \epsilon_p^2}{d_p \cdot \left(d_f \epsilon_p + d_p \epsilon_f \right)};$$

$$\sigma_k = \left(e \sum_{i=1}^8 n_{0i} \mu_i \right) \exp\left\{ \frac{ea_k E_k}{2kT} \right\} \quad - \quad \text{удель-}$$

ная электропроводность МК и $\sigma_{sk} = \left(eR_d \sum_{i=1}^8 n_{0i} \mu_i \right) \exp \left\{ \frac{e}{2kT} (a_G E_f + a_k E_k) \right\}$

– его поверхностная электропроводность; $n_{01-06} = \sqrt{\frac{r}{r_{1-6}}} a_k^{-3} \exp \left\{ -\frac{W_{1-6}}{2kT} \right\}$ –

начальные концентрации для ионов и ионных вакансий (причем, $n_{05} = \alpha n_{03}$);

$n_{07} = n_{08} = (n_{03} + n_{05}) \exp \left\{ -\frac{W_7}{2kT} \right\}$ –

для электронов и дырок;

$n_{09} = (2n_{02} + n_{07}) \exp \left\{ -\frac{W_9}{2kT} \right\}$ и

$n_{010,011} = (2n_{03,05} - n_{07}) \exp \left\{ -\frac{W_{10,11}}{2kT} \right\}$ –

для соответствующих атомов;

$a_k = 5,7748 \cdot 10^{-10} + \alpha \sqrt{\frac{r_5 - r_3}{r_5 + r_3}} \exp \left(-\frac{W_{1-6}}{2kT} \right)$ –

постоянная кристаллической решетки AgBr; α – коэффициент, характеризующий долевое содержание примеси ионов йода в МК AgBr. Следует отметить, что в рассма-

$$\frac{\partial n_i(r, t)}{\partial r} = n_{0i} \left(\mp \frac{\mu_\eta E'}{D_\eta} + \frac{F'_q}{kT} \right) \exp \left(\pm \frac{\mu_\eta E' [R_d - r]}{D_\eta} - \frac{F'_q [R_d - r]}{kT} \right); \quad (8)$$

$$E' = \begin{cases} E_{sk} - E_k, & i = 7, 8; \\ E_k, & i \neq 7, 8; \end{cases}$$

$$F'_q = \begin{cases} F_s = eE_{sk} - \frac{E_k d_q}{a_k}, & q = 12; \\ F = \frac{E_k d_q}{a_k}, & q \neq 12, \end{cases} \quad (9)$$

где n_i – текущие концентрации частиц, участвующих в процессе коалесценции; J_i – потоки этих частиц; $P_{ij} = \pi n_{0i} r_i^2 \nu_j$ – вероятности захвата i -й частицей j -й частицы, причем для неподвижных ионов кристаллической решетки ($i = 13-15$) кинетические уравнения

отсутствуют; $D_{1-8} = \frac{\nu_{1-8} n_{01-08}^{-1/3}}{3} \exp \left(-\frac{W_k}{kT} \right)$ и

$\mu_{1-8} = \frac{eZ_{1-8} D_{1-8}}{kT}$ – диффузии и подвижности

частиц массами m со скоростями их тепло-

вого движения $\nu = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$; $W_k = \frac{\alpha_M Z^2 e^2}{4\pi \epsilon_k \epsilon_0 a_k}$ –

потенциальная энергия взаимодействия

триваемой модели диэлектрическая проницаемость МК AgBr ϵ_k является функцией от α и T , а ϵ_G – от последнего параметра и P_{1-} . В свою очередь, ϵ_r есть функция от ϵ_k , ϵ_G и объемной доли МК AgHal в желатине P_{AgHal} . Математическая запись перечисленных зависимостей подробно рассмотрена в нашей обобщенной работе [8]. Вышеизложенное позволяет записать систему кинетических уравнений в общем виде для всех рассматриваемых частиц МК AgBr совместно с уравнением Пуассона и соответствующими граничными условиями:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\frac{\partial J_i}{\partial x} + \sum_j P_{ij} n_j - n_i \sum_l P_{li}; \quad (4)$$

$$J_i = -D_i \frac{\partial n_i}{\partial x} \pm \mu_\eta n_\eta \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{F'_q n_q}{m_q \gamma_q}; \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{e}{\epsilon_k \epsilon_0} \left(\sum_{v=2(\beta+1)} Z_v n_v - \sum_{\rho=2\beta+1} Z_\rho n_\rho \right), \quad \beta = 0, 1, 2, 3; \quad (6)$$

$$n_i(0, t) = n_{0i} \exp \left(\pm \frac{\mu_\eta E' R_d}{D_\eta} - \frac{F'_q R_d}{kT} \right); \quad (7)$$

ионов кристаллической решетки AgBr с ее постоянной Маделунга α_M ; F'_q – силы, действующие на соответствующие атомы с их дипольными моментами d_q и коэффициен-

тами диффузии $D_{9-12} = \frac{\nu_{9-12} a_k}{3} \exp \left(-\frac{W_k}{kT} \right)$;

$\gamma_q = \frac{kT}{m_q D_q}$ – коэффициент сопротивления

среды; ϕ – потенциал, создаваемый всеми электрически заряженными частицами МК AgHal; $Z = 1$ – кратности их зарядов;

$R_d = \sqrt{\epsilon_k \epsilon_0 kT e^{-2} \left(\sum_{i=1}^8 Z_i^2 n_{0i} \right)^{-1}}$ – дебаевский

радиус; x и t – текущие координата и время. Расшифровка индексов параметров, входящих в (4)–(9), приведена в табл. 1, а в табл. 2 – название, физические и геометрические значения некоторых из них, а также физических постоянных, при которых проводилось численное решение системы. Отметим, что содержащиеся в уравнениях (4)–(9) слагаемые, индексы параметров

которых отсутствуют в табл. 1 (прочерк), обращаются в нуль.

Как видно из системы уравнений, модель позволяет рассчитать, в частности, электрополевою коалесценцию глубинных ($i = 9$) и поверхностных ($i = 12$) атомов Ag в зависимости от очень многих физических параметров компонент, входящих в композиционный материал, а также от термодинамических факторов окружающей среды. С практической точки зрения интерес представляет оценка n_9 и n_{12} при вариации следующих технологически просто реализуемых и контролируемо управляемых параметров: U_0 , T и α . Для рационального решения системы (4)–(9) с начальными и граничными условиями (7), (8) методом Рунге – Кутта

в ней было выполнено обезразмеривание уравнений. Расчет n_9 и n_{12} проводился при $F = F_S$ (достижимой вариацией P_V) и объемной концентрации МК AgBr или AgBr(I) в фотоэмульсии 30%. При этом поверхность МК представлялась сферическим слоем толщиной, равной R_d , и объемом

$$V_S = V_k - \frac{4}{3}\pi\left(\frac{r}{2} - R_d\right)^3,$$

где $V_k = \frac{1}{6}\pi r^3$ – объем всего МК. Результаты численного моделирования приведены на рис. 1 и 2, где ось ординат выражена в единицах безразмерной концентрации N атомов Ag.

Таблица 1

Индексы параметров, входящих в уравнения (4)–(9)

Параметры	i	j	l	η	q
Ag ⁺	1	–	9–12, 14, 15	1	–
V_{Ag}	2	–	9–11, 13	2	–
Br [–]	3	–	9–11, 13	3	–
V_{Br}	4	–	9–11, 14, 15	4	–
I [–]	5	–	9–11, 13	5	–
V_I	6	–	9–11, 14, 15	6	–
e	7	–	9–13	7	–
h	8	–	9–12, 14, 15	8	–
Ag	9	1–11	10, 11	–	9
Br	10	1–11	9, 10	—	10
I	11	1–11	9, 11	–	11
Ag _s	12	1, 7, 8, 12	–	–	12
Ag ₀ ⁺	13	–	–	–	—
Br ₀ [–]	14	–	–	–	—
I ₀ [–]	15	–	–	–	—

Таблица 2

Значения физических и геометрических параметров, выбранных для численных расчетов (некоторые данные взяты из [2])

№ п/п	Параметр, его обозначение и размерность		Значение
1	2	3	4
1	Постоянная Больцмана, J/K	k	$1,380658 \cdot 10^{-23}$
2	Диэлектрическая постоянная, F/m	ϵ_0	$8,8541878 \cdot 10^{-12}$
3	Элементарный электрический заряд, C	e	$1,6021892 \cdot 10^{-19}$
4	Эффективная масса электрона, kg	m_7	$2,642 \cdot 10^{-31}$
5	Эффективная масса дырки, kg	m_8	$4,555 \cdot 10^{-30}$
6	Масса атома серебра, kg	$m_{9,12}$	$1,791 \cdot 10^{-25}$
7	Радиус атома серебра, m	$r_{9,12}$	$1,44 \cdot 10^{-10}$
8	Масса иона серебра, kg	m_1	$1,777 \cdot 10^{-25}$
9	Радиус иона серебра и его вакансии, m	$r_{1,2}$	$1,13 \cdot 10^{-10}$

Окончание табл. 2

1	2	3	4
10	Масса ионной вакансии серебра, kg	m_2	$2,0 \cdot 10^{-20}$
11	Масса атома брома, kg	m_{10}	$1,317 \cdot 10^{-25}$
12	Радиус атома брома, m	r_{10}	$1,14 \cdot 10^{-10}$
13	Масса иона брома, kg	m_3	$1,331 \cdot 10^{-25}$
14	Радиус иона брома и его вакансии, m	$r_{3,4}$	$1,96 \cdot 10^{-10}$
15	Масса ионной вакансии брома, kg	m_4	$1,5 \cdot 10^{-20}$
16	Масса атома йода, kg	m_{11}	$2,107 \cdot 10^{-25}$
17	Радиус атома йода, m	r_{11}	$1,33 \cdot 10^{-10}$
18	Масса иона йода, kg	m_5	$2,121 \cdot 10^{-25}$
19	Радиус иона йода и его вакансии, m	$r_{5,6}$	$2,2 \cdot 10^{-10}$
20	Масса ионной вакансии йода, kg	m_6	$2,387 \cdot 10^{-20}$
21	Дипольный момент атома серебра, C·m	$d_{9,12}$	$4,61430 \cdot 10^{-29}$
22	Дипольный момент атома брома, C·m	d_{10}	$3,65299 \cdot 10^{-29}$
23	Дипольный момент атома йода, C·m	d_{11}	$4,26182 \cdot 10^{-29}$
24	Энергия образования ионов в кристалле AgBr, J	W_{1-6}	$1,698 \cdot 10^{-18} - 1,089 \cdot 10^{-19} \cdot kT$
25	Энергия образования электронов и дырок в кристалле AgHal, J	$W_{7,8}$	$2,3314918 \cdot 10^{-19}$
26	Энергия образования атомов серебра, J	$W_{9,12}$	$1,128 \cdot 10^{-19}$
27	Энергия образования атомов брома, J	W_{10}	$1,342 \cdot 10^{-19}$
28	Энергия образования атомов йода, J	W_{11}	$1,29 \cdot 10^{-19}$
29	Постоянная Маделунга для AgBr	α_M	1,7476
30	Диэлектрическая проницаемость полиэтилентерефталата	ϵ_p	3,23
31	Толщина полиэтилентерефталатной подложки, m	d_p	$1,65 \cdot 10^{-4}$
32	Толщина фотоэмульсионного слоя, m	d_f	$5 \cdot 10^{-6}$

Результаты моделирования

Рис. 1, а отражает кинетику изменения концентраций глубинных и поверхностных атомов Ag под действием видеоимпульса напряжения. Математический «портрет» последнего (рассчитан по [1]) наложен на график вместе с кинетическими кривыми релаксации E_k и E_{Sk} , величины которых при условии $F = F_S$ близки между собой. По рисунку видно, что определяющее влияние на начальный процесс формирования атомарных кластеров Ag играет длительность переднего фронта импульса напряжения. Характерно, что при времени релаксации поля $\tau \approx 0,08$ s оно стабилизирует n_9 и n_{12} на величине, превышающей их исходную концентрацию на 16,2%. Этим

подтверждается экспериментальный факт существенной зависимости коалесценции атомов Ag от напряжения, имеющей пороговый характер. Ее демонстрирует рис. 1, б. По нему видно, что для рассмотренных размеров сферических МК AgBr резкое накопление атомов Ag на их поверхности начинается при $U_0 \approx 1,2$ kV, что полностью соответствует результатам исследований электронографических фотопластинок светочувствительностью 45 ед. ГОСТ [4], содержащих МК, близкие к сферической форме. Рис. 1, б, также показывает величину напряжения ($U_0 \approx 1,8$ kV), при которой n_9 и n_{12} достигают одинаковых значений (при постоянстве остальных рассматриваемых факторов).

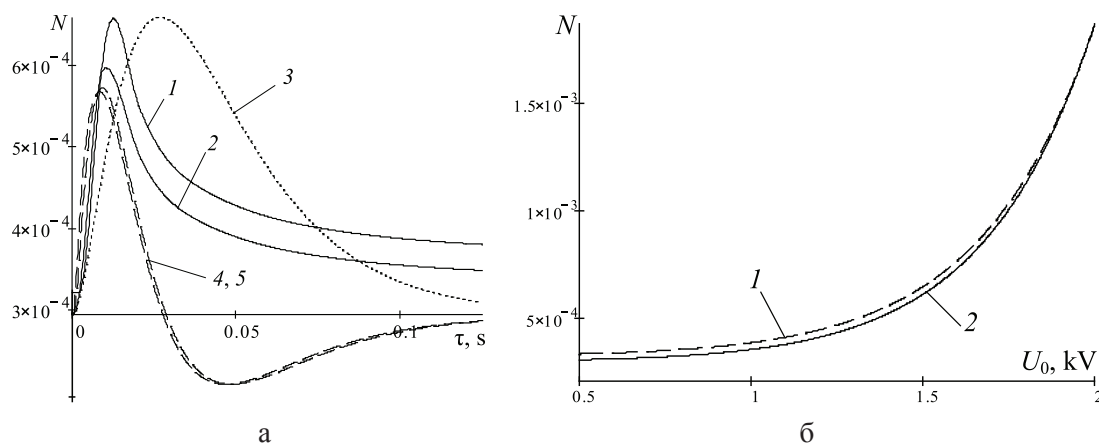


Рис. 1. Зависимость концентраций глубинных (1) и поверхностных (2) атомов Ag в МК AgBr: а – от формы импульса приложенного напряжения (3) и релаксации созданного им электрического поля в глубине (4) и на поверхности (5) МК ($T = 298$ K; $U_0 = 1$ kV); б – от напряжения ($T = 298$ K)

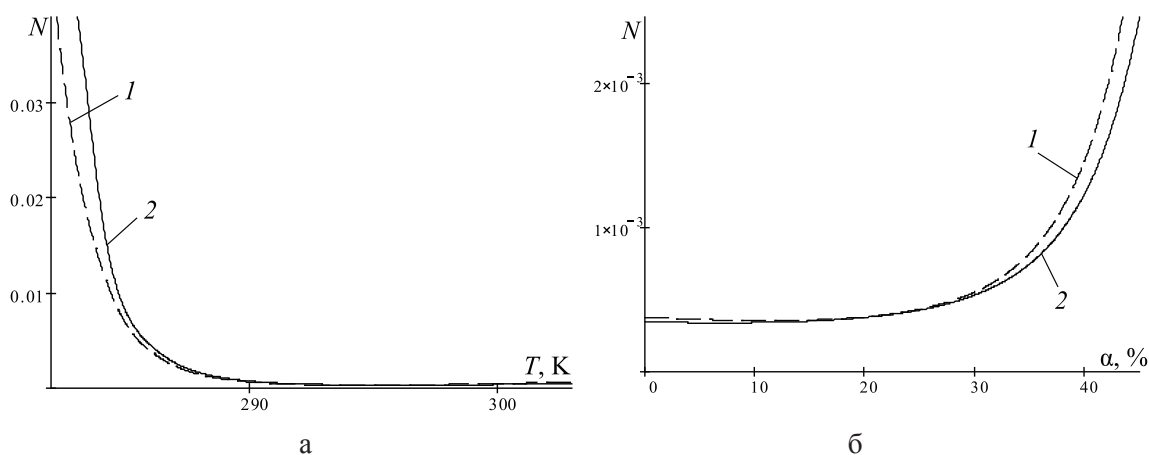


Рис. 2. Зависимость концентраций глубинных (1) и поверхностных (2) атомов Ag в МК AgBr: а – от температуры ($U_0 = 1$ kV); б – от содержания примеси ионов йода ($T = 298$ K; $U_0 = 1$ kV)

В свете сопоставления теоретически полученных зависимостей с экспериментальными представляет интерес оценка изменения n_9 и n_{12} от T и α , что для ЭТГ-метода делается впервые. Результаты таких оценок приведены на рис. 2. Рис. 2, а, отражает названную зависимость от первого параметра, а рис. 2, б, – от второго (выражен в %). Из них видно, что изменения n_9 и n_{12} от названных параметров носят экспоненциальный характер, идентичный установленной зависимости от напряжения. Результаты численного моделирования показывают, что электрополевая группировка атомов Ag в глубине и на поверхности беспримесного МК AgBr интенсивно происходит при понижении температуры, начиная с ее величины ~ 288 K, а при ее фиксированной величине 298 K, аналогичный рост n_9 и n_{12} начина-

ется при замещении в МК AgBr ионов Br на $\sim 27\%$ ионами I. Таким образом, предложенная физико-математическая модель позволила не только подтвердить ранее установленные экспериментальные факты электрополевой коалесценции атомов Ag, но и предсказать возможность управления этим процессом вариацией температуры и концентрации вводимых ионов примесей (в нашем случае I), что указывает на правомочность подходов и адекватность физических представлений о процессах в ЭТГ-технологии при построении модели.

Выводы

Обобщая результаты работы, сделаем из них следующие основные выводы:

1. Разработана феноменологическая физико-математическая модель кинетики

электрополевой коалесценции атомов Ag как в глубине, так и на их поверхности МК AgHal, распределенных в желатине, и учитывающая многие физические параметры компонент, входящих в дисперсную композицию (фотоэмульсию), а также термодинамические факторы окружающей ее среды.

2. На примере распределенных в желатине МК AgBr и AgBr(I) сферической формы и размером 10^{-6} м показана возможность управления поатомной сборкой Ag не только за счет величины и формы прикладываемого напряжения, но и вариацией T и α в виде ионов Г.

Список литературы

1. Андреева О.В., Сидоров А.И., Стаселько Д.И., Хрущева Т.А. Синтез и оптические свойства гибридных «плазмон-экситонных» наноструктур на основе Ag–AgI в нанопористом силикатном стекле // ФТТ. – 2012. – Т. 54. – Вып. 6. – С. 1215–1219.
2. Бойченко А.П. Феноменологическая модель образования изображений на галогенсеребряных фотоматериалах в импульсном электрическом поле // Фундаментальные исследования. – 2012. – № 11. Ч. 3. – С. 675–681.
3. Гущин Е.М., Лебедев А.Н., Сомов С.В. О диэлектрических свойствах галогенсеребряных фотоэмульсий // Журн. науч. и прикл. фото- и кинематогр. – 1986. – Т. 31, № 2. – С. 95–98.
4. Кравцов А.Е., Пипа В.А., Резников М.А., Фок М.В. Электротопографический эффект в фотоэмульсиях и его применение // Тр. Физич. ин-та им. П.Н. Лебедева. – 1981. – Т. 129. – С. 13–65.
5. Кравченко Т.А., Чайка М.Ю., Конев Д.В. и др. Электроосаждение меди в ионообменник // Электрохимия. – 2006. – Т. 42, № 6. – С. 725–733.
6. Латышев А.Н., Овчинников О.В., Смирнов М.С. и др. Спектрально-контролируемая поатомная фотосборка кластеров серебра на поверхности ионно-ковалентных кристаллов // Оптика и спектроскопия. – 2010. – Т. 109. – С. 719–728.
7. Чжуварлы Ч.М., Вечхайзер Г.В., Леонов П.В., Штейншрайбер В.Я. Электрофизические проблемы применения твердых и комбинированных диэлектриков в технике высоких напряжений. – Новосибирск: Наука, 1974. – С. 43–55.
8. Шишканов О.Н., Овеченко Д.С., Бойченко А.П. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости галогенсеребряных фотоэмульсий с различным влагосодержанием // Приоритетные научные направления: от теории к практике: Сб. матер. X Междунар. научно-практич. конфер. – Новосибирск: Изд-во ЦРНС, 2014. – С. 102–106.

9. Brune H. Surface diffusion: shifting strings // Nature. – 2003. – Vol. 2. – P. 778–779.

References

1. Andreeva O.V., Sidorov A.I., Stasel'ko D.I., Hrushheva T.A. Sintez i opticheskie svojstva gibridnyh «plazmon-jeksitonnyh» nanostruktur na osnove Ag–AgI v nanoporistom silikatnom stekle. Fizika tverdogo tela. 2012. Tom 54. Vypusk 6. pp. 1215–1219.
2. Bojchenko A.P. Fenomenologicheskaja model' obrazovaniya izobrazhenij na galogenserebrjanyh fotomaterialah v impul'snom jelektricheskom pole. Fundamental'nye issledovaniya. 2012. no. 11 (chast' 3) pp. 675–681.
3. Gushhin E.M., Lebedev A.N., Somov S.V. O dijelektricheskikh svojstvah galogenserebrjanyh fotojemul'sij. Zhurnal nauchnoj i prikladnoj fotografii i kinematografii. 1986. Tom. 31. no. 2. pp. 95–98.
4. Kravcov A.E., Pipa V.A., Reznikov M.A., Fok M.V. Jelektrotopograficheskij jeffekt v fotojemul'sijah i ego primenenie. Trudy Fizicheskogo instituta imeni P.N. Lebedeva. 1981. Tom. 129. pp. 13–65.
5. Kravchenko T.A., Chajka M.Ju., Konev D.V. Jelektroosazhdenie medi v ionoobmennik. Jelektrohimiya. 2006. no. 6. Tom 42. pp. 725–733.
6. Latshev A.N., Ovchinnikov O.V., Smirnov M.S. Spektral'no-kontroliruemaja poatomnaja fotosborka klasterov serebra na poverhnosti ionno-kovalentnyh kristallov. Optika i spektroskopija. 2010. Tom. 109. pp. 719–728.
7. Chzhubarly Ch.M., Vechhajzer G.V., Leonov P.V., Shtejnshrajber V.Ja. Jelektrofizicheskie problemy primeneniya tverdyh i kombinirovannyh dijelektrikov v tehnikе vysokih naprjazhenij. Novosibirsk: Nauka, 1974. pp. 43–55.
8. Shishkanov O.N., Ovechenko D.S., Bojchenko A.P. Temperaturnaja zavisimost' dijelektricheskoj pronicaemosti galogenserebrjanyh fotojemul'sij s razlichnym vlagosoderzhaniem. Prioritetnye nauchnye napravleniya: ot teorii k praktike. Sbornik materialov X Mezhdunarodnoj nauchno-prakticheskoj konferencii. Novosibirsk: CRNS, 2014. pp. 102–106.
9. Brune H. Surface diffusion: shifting strings. Nature. 2003. Vol. 2. pp. 778–779.

Рецензенты:

Богатов Н.М., д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой физики и информационных систем Кубанского государственного университета, г. Краснодар;

Зарецкая М.В., д.ф.-м.н., профессор кафедры интеллектуальных информационных систем Кубанского государственного университета, г. Краснодар.

Работа поступила в редакцию 28.05.2014.