

УДК 621.762

*Лялин Л.А. *, Семенов К.И. *, Калинин В.В. *, Швец А.И. **, Копыт Н.Х. **

**Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова*

***Одесская национальная морская академия*

Электрофизические параметры высокотемпературных металлических частиц

Получены новые экспериментальные данные о системе высокотемпературная частица – конденсированная дисперсная фаза, о концентрации частиц последней, об электрическом заряде высокотемпературной частицы. Представлена модель, описывающая процессы тепло-, массо- и электропереноса между поверхностью частицы, конденсированной дисперсной фазой и окружающей средой. Показано удовлетворительное соответствие модельных представлений экспериментальным данным.

Введение. Высокотемпературные, нагретые до тысяч градусов, металлические частицы (ВЧ) размером десятки и сотни микрометров являются объектом изучения во многих областях науки и техники, например, физике горения металлических топлив и запыленной плазмы. Такие частицы порождают вблизи

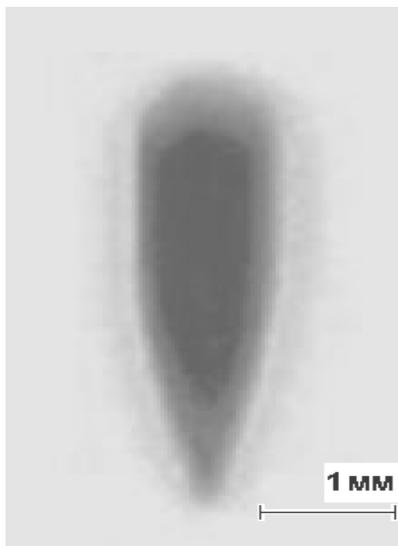


Рис. 1. Типичная форма облака КДФ около частицы.

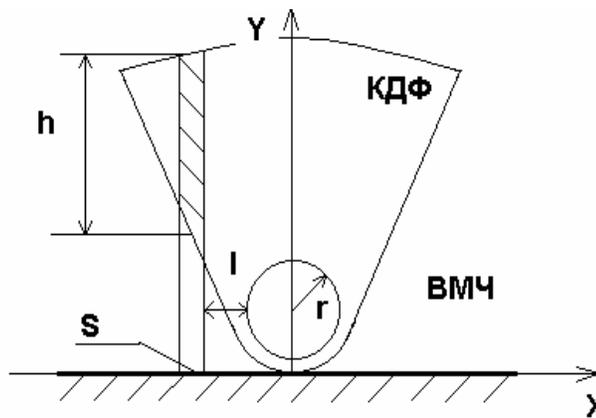


Рис. 2. Конфигурация облака КДФ и взаимосвязь её объёмной и поверхностной концентраций. h – высота объёма, из которого «выпадает» КДФ на площадку S . l – расстояние от частицы до выделенного объёма.

себя конденсированную дисперсную фазу (КДФ), состоящую из частиц размером порядка десятков и сотен ангстрем. Эволюция большей частицы и частиц КДФ взаимосвязана, в частности, процессом переноса заряда. И несмотря на то, что исследования таких объектов ведутся довольно давно и интенсивно, не получено достаточно полного представления о проходящих в системе ВЧ – КДФ процессах. Поэтому возникает необходимость более детального изучения физических параметров ВЧ – КДФ как в экспериментальном плане, так и в плане развития физико-математической модели.

1. Экспериментальные исследования системы ВЧ - КДФ. В [1] приведено описание способа получения высокотемпературных частиц металлов, который оказался чрезвычайно удобным для исследовательских целей. В данной статье содержатся результаты исследования именно таких частиц. Измерялся заряд ВЧ при их движении в газовой среде. Методика измерения заряда представлена также в [1]. Исследовались параметры КДФ с применением методов фотосъемки, электронной микроскопии, сканирования лазерным лучом. Фотосъемка [1, 2], см. рис. 1, показала, что облако частиц конденсированной дисперсной фазы (КДФ) вокруг движущейся в воздухе высокотемпературной металлической частицы имеет цилиндрическую симметрию. На фотографии движение частицы происходит вниз, величина экспозиции составляет 10^{-3} с. Цилиндрическая симметрия облака КДФ (см. рис. 2) даёт возможность, использовать процедуру преобразования Абеля для восстановления радиального распределения концентрации частиц КДФ. Для этого решалось интегральное уравнение вида

вида $\int_{R_1}^{R_2} (r^2 - x^2)^{-\frac{1}{2}} z(r) dr = u(x), \quad x \in [R_1, R_2)$. При неточно заданной правой

части $u(x)$ и условиях $0 \leq R_1 < R_2 < \infty, \quad u(R_2) \equiv 0$, и что искомое решение принадлежит множеству функций специального вида [3]. Функция $u(x)$ находилась по данным сканирования КДФ лазерным лучом и данным обработки осаждённой на подложку КДФ. Осаждение в электростатическом поле выявило различие в зарядах частиц КДФ в зависимости от их расстояния от ВЧ (см. рис. 3) Для ВЧ меди такие расчёты показали, что плотность частиц в "хвосте" КДФ падает в 5.4 раза при удалении на каждые 100 мкм, а концентрация частиц КДФ на расстоянии 100 мкм от ВЧ меди в диапазоне температур 1300К – 2800К составила $2 \cdot 10^7 - 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Изучение осаждённых на подложку частиц КДФ показало, что их размер лежит в пределах 5 – 30 нм. Эти данные согласуются с данными других исследователей, которые показывают, что частицы конденсата, размером менее 5 нм, быстро растут, а затем их рост сильно замедляется. Остывание ВЧ сопровождалось резкими изменениями светимости (см. рис. 4). Как показали эксперименты, некоторые вспышки соответствовали резкому подъёму температуры ВЧ, а некоторые – изменению излучательной способности их поверхности.

Параметры системы ВЧ – КДФ определялись и расчётным путём. Например, если температура испаряющейся ВЧ T_I больше температуры устойчивого



Рис.3. Смещение частиц КДФ около ВЧ меди в сильном электростатическом поле при осаждении на плоскую твёрдую поверхность.

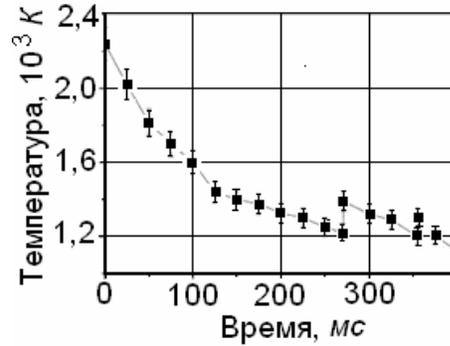


Рис. 4. Зависимость яркостной температуры от времени для движущейся в воздухе частицы меди диаметром 250 мкм.

существования КДФ T_2 , то КДФ образуется на некотором расстоянии от частицы. Оценим это расстояние. Для этого воспользуемся известным выражением [4], определяющим зависимость температуры T от расстояния R_i до точечного источника с мощностью тепловыделения q движущегося со скоростью v

$$T = \frac{q}{4\pi R\lambda} \exp\left(-\frac{vR_i}{2\chi}\right) + T_\infty, \quad (1)$$

где λ – теплопроводность воздуха. Эта величина определялась при средней температуре поверхности частицы T_1 и окружающей воздушной среды на бесконечности T_∞ . Использовалось известное выражение [5] $\lambda = \lambda_0 \left(\bar{T}/273\right)^{3/2}$, где $\bar{T} = (T_1 + T_\infty)/2$, λ_0 – теплопроводности воздуха при $T_0 = 273K$. Температуропроводность воздуха $\chi = \lambda/\rho c_p$ также определялась при средней температуре \bar{T} , где c_p – удельная теплоёмкость воздуха при постоянном давлении. Плотность воздуха определялась в предположении изобаричности процесса $\rho = \rho_0(T_0/\bar{T})$, где ρ_0 – плотность воздуха при температуре T_0 . Подставляя в выражение (1) T_1 и радиус ВЧ r , и соответственно, радиус границы образования КДФ $R_{КДФ}$, и T_2 , получим уравнение для определения $R_{КДФ}$

$$\ln\left[\frac{(T_1 - T_\infty)}{T_2 - T_\infty} \frac{r}{R_{КДФ}}\right] = \frac{v}{2\chi}(R_{КДФ} - r). \quad (2)$$

Из (2) следует, что для ВЧ меди $r = 117$ мкм, титана $r = 185$ мкм, вольфрама $r = 122$ мкм, молибдена $r = 127$ мкм при температуре частиц 2200 – 2500 К, расстояние $(R_{КДФ} - r) \sim 10 - 50$ мкм.

Найдем плотность атомов металла, испаряемых поверхностью ВЧ и сконденсировавшихся на границе образования КДФ при температуре $T_{кип} \geq T_1 \geq T_{пл}$, где $T_{кип}$ и $T_{пл}$ соответственно температуры плавления и кипения металла. Для этого воспользуемся уравнением Клапейрона-Клаузиуса в предположении постоянства теплоты парообразования

$$\Delta n = \frac{P_0}{k} \exp\left(\frac{L}{RT_{\text{кип}}}\right) \left[\frac{\exp(-L/RT_1)}{T_1} - \frac{\exp(-L/RT_2)}{T_2} \right]. \quad (3)$$

Здесь P_0 – нормальное атмосферное давление, R – универсальная газовая постоянная, L – молярная теплота испарения при температуре кипения, k – постоянная Больцмана. При разнице между температурами $T_1 - T_2$ порядка 200-300К второй член в квадратных скобках выражения (3) в нашей ситуации на два порядка меньше первого. После того как температура ВЧ T_1 опустится до значения T_2 КДФ образуется непосредственно у поверхности ВЧ. Холодной зоной, в которой давлением насыщенного пара металла можно пренебречь будем считать слой КДФ, температура которого меньше T_1 на 200-300К. При температуре ВЧ $T_1 < T_{\text{пл}}$ под P_0 в выражении (3) следует понимать давление насыщенного пара металла при температуре плавления. Вместо $T_{\text{кип}}$ будет фигурировать $T_{\text{пл}}$, а под величиной L следует понимать сумму молярных теплот испарения и плавления [6]. С другой стороны, Δn можно определить, зная концентрацию КДФ и количество атомов металла в одной частице

$$\Delta n = \frac{4}{3} \pi \bar{r}_{\text{КДФ}}^3 \frac{\rho_{\text{КДФ}}}{\mu} n_{\text{КДФ}} Z, \quad (4)$$

где $\bar{r}_{\text{КДФ}}$ – средний радиус частицы КДФ, $\rho_{\text{КДФ}}$ плотность вещества КДФ, μ – масса молекулы вещества КДФ, $n_{\text{КДФ}}$ – концентрация частиц, Z – количество атомов металла в одной молекуле. Приравнивая правые части (3) и (4) и, пренебрегая концентрацией паров металла в холодной зоне КДФ, получим закон сохранения массы для процесса формирования КДФ вокруг ВЧ

$$\frac{4}{3} \pi \bar{r}_{\text{КДФ}}^3 \frac{\rho_{\text{КДФ}}}{\mu} n_{\text{КДФ}} Z = \frac{P_0}{kT_1} \exp\left(\frac{L}{R}\right) \left[\frac{1}{T_{\text{кип}}} - \frac{1}{T_1} \right]. \quad (5)$$

Уравнение (5) даёт возможность оценить концентрацию КДФ, если известен средний радиус частиц КДФ. Оценки, произведенные с использованием выражения (5), дают удовлетворительное качественное соответствие между экспериментальными и расчетными результатами.

2. Физико-математическая модель электрофизических процессов в системе ВЧ - КДФ. При описании процесса термоэмиссионной зарядки сферической металлической частицы был использован известный [7, 8] метод граничной сферы. Суть этого метода состоит в том, что частица окружается концентрической сферой, находящейся от ее поверхности на расстоянии средней длины свободного пробега иона кислорода и электрона. Пространство, ограниченное поверхностью частицы и граничной сферой, называется кинетической зоной. Расстояние от граничной сферы до поверхности частицы называется шириной кинетической зоны. Предполагается, что внутри кинетической зоны электроны и ионы кислорода движутся без взаимных столкновений, сталкиваясь лишь с поверхностью частицы и граничной сферой. Ширину кинетической зоны при температуре частицы T_1 найдем как $l_1 = (T_1/T_0)l_0$, где l_0 - ширина кинетической зоны при температуре $T_0 = 300$ К.

При определенных условиях, когда работа выхода электрона с металлической частицы A_1 больше работы выхода с частиц КДФ A_2 , металлическая частица может получить отрицательный заряд вследствие того, что поток отрицательного заряда из КДФ на частицу больше потока электронов с частицы. Такое явление, в частности, наблюдается при экспериментальном исследовании термоэмиссионной зарядки капле расплава меди и других металлов [7, 8]. Работа выхода электрона из расплава меди $A_1 = 5.5$ эВ [9]. Работа выхода электрона из КДФ Cu_2O , окружающей каплю расплава меди $A_2 = 4.9$ эВ [9].

Уравнение термоэмиссионной зарядки сферической металлической частицы, окруженной КДФ, в области ее отрицательного заряда приведено в [8]. При подстановке всех параметров оно примет вид

$$\frac{dQ}{dt} = 4\pi \cdot r^2 AT_2^2 \left[1 - \frac{el_1}{4\pi\epsilon_0 r^2 kT_2} \left(Q^{1/2} - \frac{r \cdot e^{1/2}}{2l_1} \right)^2 \right] \cdot \exp\left(-\frac{A_2}{kT_2}\right) - 4\pi \cdot r^2 FAT_1^2 \exp\left[-\frac{A_1 - \Delta A_1}{kT_1}\right]. \quad (6)$$

Здесь A – постоянная Ричардсона-Дешмана, Q – заряд ВЧ, t – время, e – заряд электрона, ϵ_0 – электрическая постоянная. Первый член в правой части (6) определяет поток отрицательных ионов кислорода из КДФ на поверхность ВЧ радиусом r . Второе слагаемое в квадратных скобках со знаком минус, следующее после единицы, учитывает торможение потока отрицательного заряда из КДФ на поверхность ВЧ. В работе [8] показано, что внутри кинетической зоны отрицательно заряженной частицы существует потенциальный барьер, обусловленный суперпозицией электростатического поля отталкивания электронов и отрицательных ионов и поля зеркального отображения заряда. Для отрицательного заряда частицы, величина которого удовлетворяет неравенству $0 \leq Q \leq er^2 / 4l_1^2$, результирующим полем внутри кинетической зоны ВЧ будет поле притяжения. В этом случае второе слагаемое в квадратных скобках в (6) равно нулю. Второй член в правой части уравнения (6) определяет величину потока электронов с поверхности частицы, имеющей температуру T_1 . Коэффициент F [8] определяет ослабление потока электронов с поверхности ВЧ за счет их упругого рассеяния молекулами азота, при котором часть электронов возвращается на частицу. Уменьшение работы выхода электрона с поверхности частицы, несущей отрицательный заряд, определяется эффектом Шоттки [10].

В работе [8] показано, что $\Delta A_1 = \frac{Q^{1/2} e^{3/2}}{4\pi \cdot \epsilon_0 r}$. Особенностью уравнения (6) является

то, что поток заряда из КДФ на ВЧ не зависит от вида носителей отрицательного заряда. Мы предположили, что носителями заряда являются ионы кислорода, однако, вполне возможно, что носителями заряда являются электроны. Увеличение скорости носителей заряда приводит к пропорциональному уменьшению их концентрации. Поток отрицательного заряда из КДФ на ВЧ в этом случае не меняется.

Зависимость равновесного заряда ВЧ от ее температуры T_1 определяется из условия $\frac{dQ}{dt} = 0$. Температура ВЧ T_{01} , при которой ее заряд равен нулю, определяется из условия

$$FT_1^2 \exp\left(-\frac{A_1}{kT_1}\right) = T_2^2 \exp\left(-\frac{A_2}{kT_2}\right). \quad (7)$$

Из (7), в частности, следует, что для капли расплава меди, окруженной КДФ оксида меди, $T_{01} = 2310$ К. При температуре медной капли $T_1 < T_{01}$ капля будет иметь отрицательный заряд, при температуре $T_1 > T_{01}$, соответственно, положительный заряд.

Для отрицательного заряда ВЧ, величина которого определяется неравенством $0 \leq Q \leq er^2/4l_1^2$, зависимость равновесного заряда ВЧ от ее температуры T_1 определяется выражением [8]

$$Q = \left[\frac{4\pi \cdot \varepsilon_0 r}{e^{3/2}} kT_1 \ln\left(\left(\frac{T_2^2}{FT_1^2} \right) \exp\left(\frac{A_1}{kT_1} - \frac{A_2}{kT_2} \right) \right) \right]^2. \quad (8)$$

Для отрицательного заряда ВЧ, величина которого $Q > er^2/4l_1^2$ значением ΔA_1 можно пренебречь [8]. Зависимость величины равновесного заряда от температуры T_1 ВЧ имеет вид

$$Q = \left[\left[\frac{4\pi \cdot kT_2 \varepsilon_0 r^2}{e l_1} \left(1 - \frac{FT_1^2}{T_2^2} \exp\left(\frac{A_2}{kT_2} - \frac{A_1}{kT_1} \right) \right) \right]^{1/2} + \frac{re^{1/2}}{2l_1} \right]^2. \quad (9)$$

После того, как температура ВЧ T_1 опустится до значения максимальной температуры существования КДФ T_2 , КДФ образуется непосредственно у поверхности частицы. В уравнении (9) в этом случае вместо T_2 будет фигурировать T_1 .

В том случае, когда температура частицы больше температуры равновесного нулевого заряда $T_1 > T_{01}$, термоэмиссионный ток с частицы превосходит поток отрицательного заряда из КДФ на частицу. При таком условии частица будет заряжаться положительно. Работа выхода электрона с поверхности частицы увеличивается на величину работы кулоновского поля ее положительного заряда $\Delta A_1 = Qe/4\pi\varepsilon_0 r$. Уравнение термоэмиссионной зарядки ВЧ в области ее положительного заряда имеет вид [8]

$$\frac{dQ}{dt} = 4\pi \cdot r^2 FAT_1^2 \exp\left[-\frac{A_1}{kT_1} - \frac{Qe}{4\pi\varepsilon_0 r kT_1}\right] - 4\pi \cdot r^2 AT_2^2 \exp\left(-\frac{A_2}{kT_2}\right) \quad (10)$$

Условие зарядового равновесия ВЧ с КДФ определяется из (10) равенством $dQ/dt = 0$. Зависимость равновесного положительного заряда ВЧ от ее температуры T_1 имеет вид

$$Q = \left[\frac{4\pi \cdot \varepsilon_0 r}{e} kT_1 \ln\left(\left(\frac{FT_1^2}{T_2^2} \right) \exp\left(\frac{A_2}{kT_2} - \frac{A_1}{kT_1} \right) \right) \right]^2 \quad (11)$$

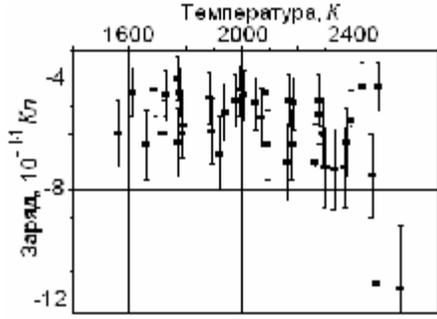


Рис. 5 Экспериментальная зависимость заряда частицы вольфрама от её температуры.

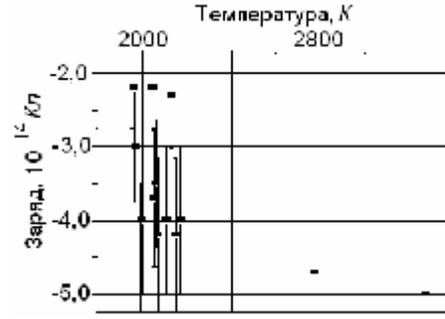


Рис. 6 Экспериментальная зависимость заряда частицы молибдена от её температуры.

При понижении температуры ВЧ до значения T_2 граница образования КДФ находится у поверхности ВЧ. В выражении (11) в этом случае вместо T_2 будет фигурировать T_1 .

Использование условия зарядового равновесия ВЧ с КДФ предполагает оценку близости значения концентрации ионов кислорода в КДФ, в неизотермических условиях, к её расчётному равновесному значению. С учётом данных работы [11] найдём скорость изменения концентрации ионов кислорода в КДФ

$$\frac{dn_{\text{КДФ}}}{dt} = n_{\text{КДФ}} \frac{4\pi\bar{r}_{\text{КДФ}}^2}{e} AT_2^2 \exp(-A_2/kT_2) - \alpha\pi\bar{r}_{\text{КДФ}}^2 \bar{v}_{O_2} n_{O_2} n_{\text{КДФ}}. \quad (12)$$

Здесь $n_{\text{КДФ}}$ и $r_{\text{КДФ}}$ соответственно концентрация и средний радиус частиц КДФ,

$\bar{v}_{O_2} = \sqrt{\frac{8kT_2}{\pi m_{O_2}}}$ – средняя скорость иона кислорода, определяемая при температуре

T_2 , m_{O_2} – его масса. Степень ионизации КДФ α , определяется уравнением Саха [10]

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha^2} = \frac{2}{n_{\text{КДФ}}} \left(\frac{2\pi m_e kT_2}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{A_2}{kT_2}\right), \quad (13)$$

где m_e – масса электрона, h – постоянная Планка. Первый член в правой части уравнения (12) представляет собой увеличение концентрации ионов кислорода за счёт термоэлектронной эмиссии с частицы КДФ, второй член – скорость рекомбинации ионов кислорода, где α определяется выражением (13). Интегрирование уравнения (12) с учётом того, что в начальный момент времени $t = 0$ концентрация ионов кислорода $n_{O_2} = 0$ позволяет в явном виде найти зависимость концентрации ионов кислорода в КДФ от времени

$$n_{O_2} = \frac{4AT_2^2}{e\bar{v}_{O_2}} \exp\left(-\frac{A_2}{kT_2}\right) \left[1 - \exp\left(-\alpha\pi\bar{r}_{\text{КДФ}}^2 \bar{v}_{O_2} n_{\text{КДФ}} t\right) \right] \quad (14)$$

Из выражения (14) следует, что время релаксации установления концентрации ионов O_2 в КДФ $\tau = \left(\alpha\pi\bar{r}_{\text{КДФ}}^2 \bar{v}_{O_2} n_{\text{КДФ}}\right)^{-1}$.

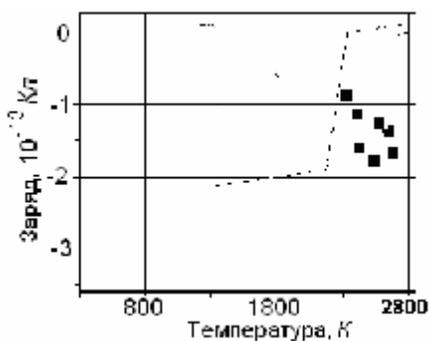


Рис. 7 Экспериментальная зависимость заряда частицы меди от её температуры. Пунктир – расчётная зависимость.

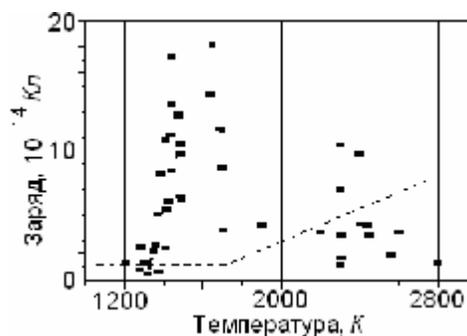


Рис.8 Экспериментальная зависимость заряда частицы тантала от её температуры. Пунктир – расчётная зависимость.

В условиях нашего эксперимента $T_2 \sim 2000$ К, $r \sim 10$ нм, $n_{\text{КДФ}} \sim 10^{17} \text{ м}^{-3}$ и $\tau \sim 10^{-3} - 10^{-4} \text{ с}$. Если носителями отрицательного заряда в КДФ являются электроны, то в уравнениях (12), (14) и в выражении для времени релаксации τ будет фигурировать вместо \bar{v}_{O_2} средняя скорость электронов \bar{v}_e , а вместо n_{O_2} соответственно концентрация электронов n_e . В этом случае $\tau \sim 10^{-5} - 10^{-6} \text{ с}$. Величина τ значительно меньше времени нахождения высокотемпературной металлической частицы в измерительном конденсаторе (это время порядка секунды). Кроме того, темп охлаждения ВЧ $\Delta T / \Delta t \sim 10^3 \text{ К/с}$. Таким образом, за время релаксации концентрации ионов кислорода τ температура ВЧ практически не меняется. Это даёт возможность использовать равновесное значение концентрации O_2^- в исследовании кинетики термоэмиссионной зарядки высокотемпературных металлических частиц, окружённых КДФ.

При исследовании термоэмиссии с частиц вольфрама $A_1 = 5$ эВ [8] (см. рис. 5), было выяснено, что КДФ, окружающая частицу, кроме оксида WO_2 , с $A_2 = 4.9$ эВ [8], содержит оксид WO_3 , имеющий работу выхода $A_2 = 6.15$ эВ, а также оксида: $WO_{2.72}$; $WO_{2.9}$; $WO_{2.96}$ [12]. Значение работы выхода для этих веществ в справочной литературе не приводится, поэтому учесть их влияние на изучаемый термоэмиссионный процесс не представляется возможным.

Для частиц молибдена $A_1 = 4.3$ эВ (см. рис. 6) было выявлено, что КДФ кроме оксида MoO_3 $A_2 = 4.25$ эВ [9] содержит оксид MoO_2 , полимерные компоненты $(MoO_3)_n$, где $n = 2-5$, а также оксиды Mo_4O_4 , $Mo_{17}O_{47}$, Mo_5O_{14} , Mo_8O_{23} , Mo_9O_{26} [12].

Провести сравнительный анализ экспериментального и расчётных значений заряда для ВЧ вольфрама и молибдена по причине сложного состава КДФ не представляется возможным.

На рис.7 представлены экспериментальные (черные прямоугольники) и расчётные (сплошная линия) зависимости равновесного заряда на сферической частице меди $r = 117$ мкм от её температуры, полученные из выражений (7), (8), (9). Следует отметить, что при достижении температуры ВЧ меди температуры

кристаллизации $T_1 = 1356$ К, капля расплава меди превращается в частицу твёрдого металла. Работа выхода $A_1 = 4.4$ эВ [9] в этом случае меньше работы выхода с частиц КДФ, поэтому происходит перезарядка и ВЧ приобретает положительный заряд, определяемый выражением (11) На рис.8 представлены аналогичные зависимости (черные прямоугольники – экспериментальные значения заряда, аппроксимированные гладкой кривой, ломаная линия – расчетные значения) для сферической частицы тантала с $r = 185$ мкм. Работа выхода с поверхности металла $A_1 = 4.13$ эВ [9]. Конденсированная дисперсная фаза по предположению состоит из наиболее стабильного оксида Ta_2O_5 , имеющего работу выхода $A_2 = 4.65$ эВ [9]. Предельная максимальная температура существования КДФ определялась величиной $T_2 = 1743$ К (температура плавления оксида с разложением). В данном случае работа выхода с поверхности металлической частицы меньше работы выхода с частицы КДФ. Это способствует накоплению на частице тантала положительного заряда, что подтверждается экспериментально.

Расчеты, проведенные с использованием уравнений (11) показывают, что при любых температурах заряд частицы тантала положительный. Для температуры частицы $T_1 > T_2$ зависимость ее равновесного заряда от температуры T_1 практически линейная.

Выводы. Учитывая многопараметричность рассматриваемой задачи соотношение между экспериментальными и расчетными результатами можно считать удовлетворительным. К причинам, обуславливающим неточности расчетов, необходимо отнести следующие: для термоэмиссионной постоянной металлических частиц и КДФ использовалось одно и то же значение $A = 1.2 \cdot 10^6$ А/(м² К²) (в справочной литературе соответствующих данных нет); КДФ тантала кроме оксида Ta_2O_5 содержит оксиды TaO_2 и TaO , значения работ выхода с которых в справочной литературе не удалось найти, поэтому не представилось возможности учесть их влияние на исследуемый процесс; выбор ширины кинетической зоны, фигурирующей в уравнении (6), условен.

Литература:

1. Семенов К.И. Тепло- электрофизические факторы эволюции высокотемпературных частиц в газе: Дис. ... к-та. физ.-мат.наук: Одесса. – 2005. – 149 с.
2. Semenov K.I., Kalinchak V.V. Features of the condensed disperse phase formed around of a high-temperature metal particle moving in gas // 2nd International Conference Physics of liquid matter: modern problems. September 12-15. – 2003. – Kiev, Ukraine. ABSTRACTS. – P.53.
3. Николаева Н.Н., Ручкин С.В., Рычагов М.Н., Ягола А.Г. Численное моделирование задачи двумерной реконструкции аксиальных осесимметричных профилей скорости // Вычислительные методы и программирование.– 2005. – Т. 6.– С. 9-16.
4. Шубин Ф.В. Тепловые процессы при сварке.– М., 1985.– 42 с.

5. Юдаев Б.М. Теплопередача.– М.: Высшая школа, 1973.– 358 с.
6. Жуховицкий А.А., Шварцман Л.А. Физическая химия. – М.: Металлургия. 1987. – 688 с.
7. Lyalin L.A., Semenov K.I., Kalinchak V.V. and Kopit N.Kh. Employing the boundary sphere method in modelling termoemission charging of a spherical metal aerosol particle // Journal of Aerosol Science. Abstracts of European Aerosol Conference. Budapest, Hungary. – 2004. – P. S255-S256.
8. Lyalin L.A., Semenov K.I., Kalinchak V.V. and Kopit N.Kh. Termoemission charging of metal particles surrounded with condensed disperse phase // Ukrainian journal of physics, 2005. – V50. – P.157-161.
9. Фоменко В.С. Эмиссионные свойства материалов.– Киев: Наукова думка, 1981.–338с.
10. Шимони К. Физическая электроника: Пер с нем. – М.: Энергия, 1977.– 607 с.
11. Аршинов А.А., Мусин А.К. Термоэмиссия электронов с углеродных частиц // Доклады Академии наук СССР.– 1958.– Т. 118, №3.– С. 461-463.
12. Куликов И.С. Термодинамика оксидов. – М.: Металлургия, 1986.– 341 с.

Lyalin L.A., Semenov K.I., Kalinchak V.V., Shvech A.I., Kopit N.Kh.

Electrophysics parameters of high-temperature metal particles

SUMMARY

New experimental data were obtained on the system “high temperature particle – the condensed disperse phase”– on the particles density in the last, on the electric charge of high temperature particle. A model describing electro-, heat- and mass transfer processes between the particle surface, condensed disperse phase and environment was presented. It was shown that present model predictions were in good agreement with the experimental data.

Лялін Л.А., Семенов К.І., Калінчак В.В., Швець А.І., Копит Н.Х.

Електрофізичні параметри високотемпературних металевих частинок

АНОТАЦІЯ

Одержані нові експериментальні дані про систему високотемпературна частинка – конденсована дисперсна фаза, про концентрації частинок останньої, стосовно електричного заряду високотемпературної частинки. Представлена модель, що описує процеси тепло-, масо- і електропереносу між поверхнею частинки, конденсованою дисперсною фазою і навколишнім середовищем. Показана задовільна відповідність модельних представлень експериментальним даним.