

УДК: 621.762

Лялин Л.А., Семенов К.И., Копыт Н.Х.

ПНИЛ ФАС, Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова

Формирование нанодисперсной κ -фазы вокруг нагретой металлической частицы и кинетика электрообмена в такой системе

Представлены результаты электронно-микроскопических исследований конденсированной дисперсной фазы, окружающей высокотемпературную металлическую частицу. Получена зависимость концентрации конденсированной дисперсной фазы от температуры частицы. Установлена зависимость концентрации электронов в конденсированной дисперсной фазе. Получено уравнение термоэмиссионной зарядки металлической частицы. Найдена зависимость равновесного заряда металлической частицы, окружённой конденсированной дисперсной фазой от температуры частицы в положительной и отрицательной области. Получена зависимость заряда металлической частицы от времени при постоянной температуре.

Ряд современных наукоемких технологий, таких как сварка, диспергирование металлов, горение металлизированных топлив, процессы в пылевой плазме и др., сопровождаются образованием высокотемпературных металлических частиц (ВМЧ). Одним из параметров, характеризующих частицу при взаимодействии с окружающей средой, является электрический заряд частицы, образующийся, в частности как в результате термоэмиссии с самой частицы, так и термоэмиссии с окружающей её конденсированной дисперсной фазы (κ -фазы). Как показывают экспериментальные исследования [1-6], κ -фаза образуется вблизи нагретых частиц металлов, и состоит из мелкодисперсных частиц оксидов этих металлов размером 10-1000 Å (рис. 1). Наличие электрического заряда на ВМЧ влияет на процесс массообмена при горении металлизированных топ-

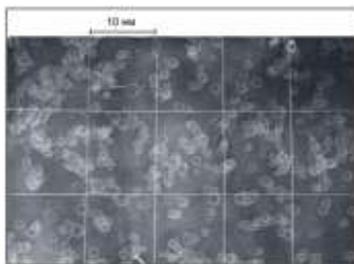


Рис. 1. Фотография частиц κ -фазы, осажденной на подложку (получена с использованием электронного просвечивающего микроскопа).

лив, а также на процесс коагуляции в высокотемпературных дисперсных системах [7], что в свою очередь влияет на полноту сгорания частиц топлива. К-фаза может быть источником нанодисперсных порошков для использования в технологических процессах.

Исследование таких систем ведется интенсивно, тем не менее, достаточно полного представления об электрофизических процессах, протекающих в них нет.

Процесс термоэмиссионной зарядки сферической металлической частицы идет при высокой температуре частицы, которую в дальнейшем будем обозначать как T_1 . При таких условиях на некотором расстоянии от поверхности ВМЧ возникает к-фаза, состоящая из продуктов конденсации вещества частицы (рис. 1). При испарении металла ВМЧ, к-фаза может образовываться на молекулах окиси (закиси) металла. В частности, было выяснено, что при испарении ВМЧ меди, тантала, молибдена, вольфрама образующаяся к-фаза состоит соответственно из молекул Cu_2O , Ta_2O_5 , MoO_3 , WO_2 [1, 6]. Максимальную температуру устойчивого состояния оксидов металлов обозначим как T_2 . Оксид соответствующего металла существует при температуре $T_2 \geq T$. При температуре $T > T_2$ оксид распадается. Если температура испаряющейся частицы $T_1 > T_2$ то к-фаза образуется на некотором расстоянии от её поверхности. Для нахождения этого расстояния использовалась модель точечного источника с заданной мощностью тепловыделения, движущегося с постоянной скоростью v [8]. Расчеты показали [9], что для ВМЧ меди, тантала, молибдена, вольфрама при $T_1 = 2500$ К расстояние от поверхности ВМЧ до границы образования к-фазы составляет 25-120 мкм.

В работах [10-15] рассмотрен процесс термоионизации частиц, когда $kT_1 \gg e\phi$, где ϕ – потенциал частицы. Экспериментальные данные термоэмиссионной зарядки сравнительно крупных ВМЧ меди $r = 117$ мкм, тантала $r = 185$ мкм, представленные в работах [4, 6], свидетельствуют что при температуре ВМЧ порядка 10^3 К их заряд составляет $Q \sim 10^{-13}$ Кл. При таких условиях выполняется соотношение $e\phi > kT_1$, где $\phi = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r}$. Это позволяет считать электростатическое поле ВМЧ в процессе ее термоэмиссионной зарядки доминирующим.

Если работа выхода электрона с ВМЧ A_1 больше работы выхода с к-фазы A_2 , ВМЧ может получить отрицательный заряд потому, что поток отрицательного заряда из к-фазы на ВМЧ больше потока электронов с ВМЧ [16-19].

Уравнение термоэмиссионной зарядки сферической ВМЧ радиусом r , окруженной нанодисперсной к-фазой в области ее отрицательного заряда имеет вид [20]

$$\frac{dQ}{dt} = \pi r^2 e n_e v_e \left[1 - \frac{e l_1}{4\pi k T_2 \epsilon_0 r^2} \left(Q^{1/2} - \frac{r e^{1/2}}{2 l_1} \right)^2 \right] - 4\pi r^2 A T_1^2 \exp\left(\frac{\Delta A_1 - A_1}{k T_1}\right). \quad (1)$$

Первый член в правой части (1) представляет собой поток заряда электронов из к-фазы на поверхность ВМЧ. Выражение в квадратных скобках определяет торможение потока электронов из к-фазы к поверхности ВМЧ внутри ки-

нетической зоны ВМЧ. Торможение электронов обусловлено наличием потенциального барьера внутри кинетической зоны ВМЧ, несущей отрицательный заряд. Второй член соответственно поток электронов с поверхности ВМЧ. Здесь A – постоянная Ричардсона-Дешмана, $\bar{v}_e = (8kT_2 / \pi m_e)^{1/2}$ – средняя скорость теплового движения электронов, $l = (l_0/T_0)T_1$ – ширина кинетической зоны ВМЧ, l_0 – ширина кинетической зоны при $T_0 = 300\text{K}$, n_e – концентрация электронов на границе образования к-фазы, e – заряд электрона, A_1 – работа выхода электрона с поверхности ВМЧ. Уменьшение работы выхода электрона ΔA_1 с поверхности металлической частицы, несущей отрицательный заряд, обусловлено эффектом Шоттки [21]. Если предположить, что электростатическое поле в непосредственной близости от поверхности ВМЧ однородно, то в соответствии с данными работы [21]

$$\Delta A_1 = 2Eex_m \quad (2)$$

Здесь $E = Q/4\pi\epsilon_0 r^2$ – напряжённость электростатического поля на поверхности частицы, x_m – координата максимума потенциального барьера, обусловленного суперпозицией электростатического поля частицы и поля зеркального отображения заряда электрона [21]

$$x_m = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_0 E}} \quad (3)$$

Подставляя E и x_m в выражение (2), получим значение ΔA_1 в явном виде

$$\Delta A_1 = \frac{Q^{1/2} e^{3/2}}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (4)$$

Уравнение зарядового равновесия ВМЧ с окружающей её нанодисперсной к-фазой можно получить из (1), полагая $dQ/dt = 0$ [17]

$$\pi r^2 en_e \bar{v}_e \left[1 - \frac{el_1}{4\pi kT_2 \epsilon_0 r^2} \left(Q^{1/2} - \frac{re^{1/2}}{2l_1} \right)^2 \right] = 4\pi r^2 AT_1^2 \exp \left(\frac{Q^{1/2} e^{3/2}}{4\pi kT_1 \epsilon_0 r} - \frac{A_1}{kT_1} \right) \quad (5)$$

Для отрицательного заряда ВМЧ, величина которого удовлетворяет неравенству $0 \leq Q \leq er^2 / 4l_1^2$, потенциальный барьер внутри кинетической зоны отсутствует [17] и уравнение (5) упрощается

$$\pi r^2 en_e \bar{v}_e = 4\pi r^2 AT_1^2 \exp \left(\frac{Q^{1/2} e^{3/2}}{4\pi kT_1 \epsilon_0 r} - \frac{A_1}{kT_1} \right) \quad (6)$$

Из уравнения (6) получим зависимость величины равновесного отрицательного заряда ВМЧ в указанной выше области от ее температуры T_1 .

$$Q = \left[\frac{4\pi\epsilon_0 r kT_1}{e^{3/2}} \ln \frac{en_e \bar{v}_e \exp(A_1/kT_1)}{4AT_1} \right]^2 \quad (7)$$

После того, как температура ВМЧ T_1 опустится до значения T_2 , к-фаза образуется непосредственно у поверхности ВМЧ. В уравнении (5) вместо T_2 будет фигурировать T_1 .

$$\pi r^2 e n_e \bar{v}_e \left[1 - \frac{e l_1}{4\pi k T_1 \varepsilon_0 r^2} \left(Q^{1/2} - \frac{r e^{1/2}}{2 l_1} \right)^2 \right] = 4\pi r^2 A T_1^2 \exp \left(\frac{Q^{1/2} e^{3/2}}{4\pi k T_1 \varepsilon_0 r} - \frac{A_1}{k T_1} \right), \quad (8)$$

где $\bar{v}_e = (8kT_1 / \pi m_e)^{1/2}$.

Если работа выхода электрона с поверхности ВМЧ A_1 меньше работы выхода электрона с окружающей ее к-фазы A_2 , ВМЧ будет заряжаться положительно. Работа выхода электрона с поверхности ВМЧ увеличивается на величину работы кулоновского поля положительного заряда, [16 - 19]. Уравнение термоэмиссионной зарядки ВМЧ, окружённой нанодисперсной к-фазой, в положительной области имеет вид [20]

$$\frac{dQ}{dt} = 4\pi r^2 A T_1^2 \exp \left(-\frac{A_1 + \frac{Qe}{4\pi \varepsilon_0 r}}{k T_1} \right) - \pi r^2 n_e e \bar{v}_e. \quad (9)$$

Первый член в правой части (9) определяет поток электронов с поверхности ВМЧ, второй член, соответственно, поток электронов из к-фазы на поверхность ВМЧ. Уравнение зарядового равновесия ВМЧ с окружающей её нанодисперсной к-фазой получим из (9), полагая $\frac{dQ}{dt} = 0$

$$4\pi r^2 A T_1^2 \exp \left(-\frac{A_1 + \frac{Qe}{4\pi \varepsilon_0 r}}{k T_1} \right) = \pi r^2 n_e e \bar{v}_e. \quad (10)$$

Из уравнения (10) получим зависимость величины положительного заряда ВМЧ от ее температуры T_1

$$Q = \frac{4\pi \varepsilon_0 r k T_1}{e} \ln \frac{4AT_1^2}{n_e e \bar{v}_e} - \frac{4\pi \varepsilon_0 r A_1}{e}. \quad (11)$$

Интегрируя уравнение (9) при постоянной температуре ВМЧ T_1 , с начальными условиями $t = 0$, $Q = 0$, получаем зависимость величины положительного заряда ВМЧ от времени

$$t = \frac{4kT_1 \varepsilon_0}{r e^2 n_e \bar{v}_e} \ln \frac{4AT_1^2 \exp \left(-\frac{A_1}{k T_1} \right) - e n_e \bar{v}_e}{4AT_1^2 \exp \left(-\frac{A_1}{k T_1} \right) - e n_e \bar{v}_e \exp \left(\frac{Qe}{4\pi k T_1 \varepsilon_0 r} \right)}. \quad (12)$$

Следует учесть, что при температуре ВМЧ $T_1 > T_2$ в выражениях (11) и (12) $\bar{v}_e = (8kT_2 / \pi m_e)^{1/2}$. При остывании ВМЧ и выполнении условия $T_1 \leq T_2$ $\bar{v}_e = (8kT_1 / \pi m_e)^{1/2}$.

В ранее исследованном процессе термоэмиссионной зарядки ВМЧ [1, 4] предполагалось, что объемная концентрация электронов в к-фазе находится в состоянии насыщенного электронного газа. Такое предположение оправдано

при условии $kT_2/(e^2/4\pi\epsilon_0 r_{kf}) > 1/2\pi$ [22]. Здесь r_{kf} – характерный размер частицы к-фазы. В наших условиях такая ситуация возможна при характерном размере r_{kf} порядка $10^2 - 10^3$ нм. Концентрация электронов в к-фазе в этом случае не зависит от концентрации частиц к-фазы, а зависит только от ее температуры. Результаты электронномикроскопического исследования к-фазы, связанной с получаемыми нами ВМЧ, вызывают необходимость рассмотрения другого крайнего случая термоионизации нанодисперсной к-фазы с характерным значением $r_{kf} \sim 10 \text{ \AA}$, см. рис.1. В этом случае $kT/(e^2/4\pi\epsilon_0 r_{kf}) \sim 1/2\pi$. Следует также учесть, что длина свободного пробега электрона l_e значительно превышает характерный размер частиц к-фазы, т.е. $l_e \gg r_{kf}$. В соответствии с работами [22, 23] в этой ситуации концентрация электронов в к-фазе зависит от концентрации частиц к-фазы.

Примем следующую схему образования к-фазы в окрестности ВМЧ. Пары металла, возникающие у поверхности ВМЧ, в результате диффузии движутся в холодную область. При температуре $T \leq T_2$ вследствие конденсации паров металла и взаимодействия атомов металла с кислородом образуется к-фаза. Предположим, в соответствии с работой [23], что большая часть атомов металла связана в частицах к-фазы, так что плотность свободных атомов металла мала по сравнению с плотностью связанных атомов. Это условие отвечает интенсивному процессу конденсации в к-фазе.

Основываясь на данных работы [23], будем считать, что частица к-фазы среднего размера содержит примерно $N = 1000$ молекул оксида металла. Характерный размер частиц определяется радиусом равновеликого по массе шара, т.е. $r_{kf} = r_w N^{1/3}$. Здесь $r_w = (3\mu/4\rho)^{1/3}$ радиус Вигнера-Зейтца, μ – масса молекулы оксида, ρ – макроскопическая плотность оксида. Расчеты показывают, что характерный размер размер частиц к-фазы Cu_2O и Ta_2O_5 соответственно составляют $2.12 \cdot 10^{-9}$ м и $2.72 \cdot 10^{-9}$ м. Эти данные находятся в удовлетворительном соответствии с экспериментально определенными размерами частиц к-фазы и результатами работы [17] (см. рис.1).

Зависимость концентрации частиц к-фазы у поверхности ВМЧ от ее температуры T_1 в интервале $T_{kip} \geq T_1 \geq T_{plav}$ найдем с использованием уравнения Клапейрона-Клаузиуса [24, 25]

$$n_{kf} = \frac{P_{atm}}{kZNT_1} \exp \frac{L}{R} \left(\frac{1}{T_{kip}} - \frac{1}{T_1} \right). \quad (13)$$

При температуре частицы $T_1 < T_{plav}$ аналогичная зависимость имеет вид

$$n_{kf} = \frac{P_{plav}}{kZNT_1} \exp \frac{L + \Delta L}{R} \left(\frac{1}{T_{plav}} - \frac{1}{T_1} \right). \quad (14)$$

Здесь T_{plav} и T_{kip} – соответственно температура плавления и кипения металла, P_{atm} и P_{plav} – соответственно нормальное атмосферное давление и давление насыщенных паров металла при температуре плавления, L и ΔL – соответственно молярная теплота парообразования при температуре кипения и молярная теплота плавления металла, R – универсальная газовая постоянная, Z – количество атомов металла в одной молекуле оксида металла. Соотношение между кон-

центрациями заряженных и нейтральных частиц в к-фазе определяется уравнением Саха [23]

$$n_e n_i / n_n = 2 \left(2\pi m_e kT / h^2 \right)^{3/2} \exp(-A_2 / kT), \quad (15)$$

где n_e , n_i , n_n – соответственно концентрации электронов, положительно заряженных и нейтральных частиц в к-фазе, m_e – масса электрона, h – постоянная Планка, A_2 – работа выхода электрона с частицы к-фазы. В монографии [26] показано, что работа выхода с поверхности малой частицы (кластера) больше работы выхода с плоской поверхности вещества на величину $\Delta A = (3/8)(e^2/4\pi\epsilon_0 r_{kf})$, поэтому в нашей ситуации $A_2 = A_\infty + (3/8)(e^2/4\pi\epsilon_0 r_{kf})$, где A_∞ – работа выхода с плоской поверхности вещества. Учитывая, что $n_e = n_i$ и $n_n = n_{kf} - n_e$ получим расчетную зависимость концентрации электронов в к-фазе от температуры T [24, 25]:

$$n_e = -\frac{f(T)}{2} + \left[\frac{f^2(T)}{4} + f(T)n_{kf} \right]^{1/2}. \quad (16)$$

Здесь

$$f(T) = 2 \left(2\pi m_e kT / h^2 \right)^{3/2} \exp(-A_2 / kT). \quad (17)$$

При температуре ВМЧ $T_1 > T_2$ к-фаза, состоящая из оксида металла, образуется на некотором расстоянии от поверхности ВМЧ. Ионизационный процесс на границе образования к-фазы идёт при постоянной температуре T_2 . Выражение (17) остается постоянной величиной

$$f(T_2) = 2 \left(2\pi m_e kT_2 / h^2 \right)^{3/2} \exp(-A_2 / kT_2).$$

Уравнение для концентрации электронов с учетом (16) в этом случае примет вид

$$n_e = -\frac{f(T_2)}{2} + \left[\frac{f^2(T_2)}{4} + f(T_2)n_{kf} \right]^{1/2}. \quad (18)$$

Анализ выражения (18) показывает, что уменьшение концентрации электронов на границе образования к-фазы в данной ситуации происходит за счет уменьшения концентрации к-фазы с понижением температуры ВМЧ T_1 в соответствии с выражениями (13) и (14). С дальнейшим понижением температуры ВМЧ при условии $T_1 \leq T_2$ оксид металла образуется непосредственно у поверхности ВМЧ. В этой ситуации выражение (17) будет функцией температуры ВМЧ T_1 :

$$f(T_1) = 2 \left(2\pi m_e kT_1 / h^2 \right)^{3/2} \exp(-A_1 / kT_1).$$

Уравнение, определяющее концентрацию электронов у поверхности ВМЧ примет вид

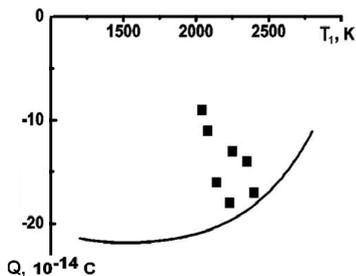


Рис. 2. Экспериментальные (черные прямоугольники) и расчетные (сплошная линия) зависимости равновесного заряда на сферической частице меди.

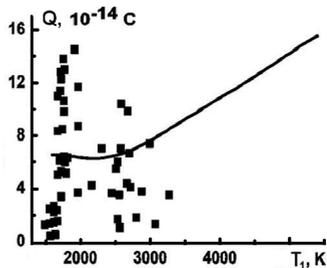


Рис. 3. Экспериментальные (черные прямоугольники) и расчетные (сплошная линия) зависимости равновесного заряда на сферической частице тантала.

$$n_e = -\frac{f(T_1)}{2} + \left[\frac{f^2(T_1)}{4} + f(T_1)n_{kf} \right]^{1/2}. \quad (19)$$

Уменьшение концентрации электронов в к-фазе с понижением температуры T_1 определяется уменьшением n_{kf} в соответствии с (13) и (14), а также уменьшением величины $f(T_1)$, определяющей интенсивность термоионизационного процесса в к-фазе.

Численное решение системы уравнений (5), (7), (8), (11), (13), (14), (18), (19) определяет расчетную зависимость величины равновесного заряда ВМЧ от ее температуры T_1 , как в области отрицательного заряда так в области положительного заряда. На рис. 2 представлены экспериментальные (черные прямоугольники) и расчетные (сплошная линия) зависимости равновесного заряда на сферической частице расплава меди радиусом 117 мкм, окруженной к-фазой состоящей из Cu_2O $r_{kf} = 2.12 \cdot 10^{-9}$ м от ее температуры T_1 . Здесь $T_2 = 2073$ К, $A_1 = 5.5$ эВ, $A_2 = 5.16$ эВ. На рис. 3 представлены аналогичные зависимости для сферической частицы тантала радиусом 185 мкм, окруженной к-фазой, состоящей из Ta_2O_5 , $r_{kf} = 2.72 \cdot 10^{-9}$ м от ее температуры T_1 . Здесь $T_2 = 1743$ К, $A_1 = 4.13$ эВ, $A_2 = 4.85$ эВ. Расчетные зависимости заряда ВМЧ от ее температуры ограничены температурой кипения ВМЧ. Для меди и тантала эта температура соответственно составляет 2873 К и 5573 К.

К причинам, обуславливающим неточность расчетов, необходимо отнести следующее: условный выбор среднего размера кластеров, составляющих к-фазу, а также ширины кинетической зоны ВМЧ, сложный состав к-фазы. К-фаза частицы тантала кроме Ta_2O_5 содержит TaO_2 и TaO , к-фаза ВМЧ меди кроме оксида Cu_2O содержит оксид CuO .

Экспериментальное определение заряда ВМЧ представляет собой сложную техническую задачу, которая содержит методические ошибки [4]. Учитывая многопараметричность рассмотренной задачи, соотношение между экспериментальными и расчетными результатами можно считать удовлетворительным.

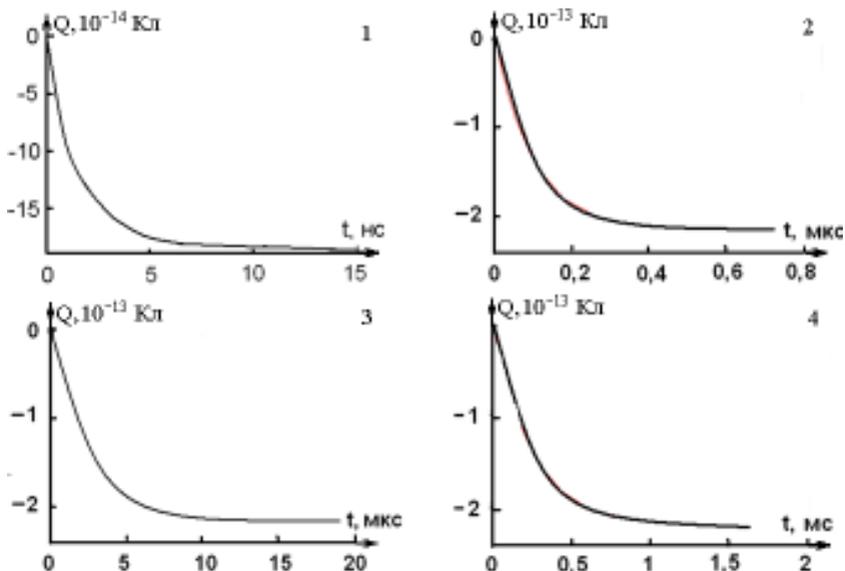


Рис. 4. Зависимость величины отрицательного заряда ВМЧ меди $R = 117$ мкм, окруженной к-фазой Si_2O от времени при T_1 : 1 – 2200 К, 2 – 1800 К, 3 – 1600 К, 4 – 1400 К.

Экспериментальное исследование термоэмиссионной зарядки ВМЧ [4] вызывает необходимость оценки соответствия экспериментально определенного заряда ВМЧ его равновесному значению. Для этой оценки рассмотрим кинетику процесса термоэмиссионной зарядки ВМЧ при постоянной температуре T_1 . Ключевым уравнением, определяющим зависимость величины отрицательного заряда ВМЧ от времени является уравнение (1). Следует отметить, что при остывании ВМЧ и выполнении условия $T_2 > T_1$, к-фаза образуется непосредственно у поверхности ВМЧ. В этом случае в (1) вместо T_2 будет фигурировать T_1 , скорость электронов будет определяться при температуре T_1 $\bar{v}_e = (8kT_1 / \pi m_e)^{1/2}$. Уравнение термоэмиссионной зарядки ВМЧ примет вид

$$\frac{dQ}{dt} = \pi r^2 e n_e \bar{v}_e \left[1 - \frac{e l_1}{4\pi k T_1 \epsilon_0 r^2} \left(Q^{1/2} - \frac{r e^{1/2}}{2 l_1} \right)^2 \right] - 4\pi r^2 F A T_1^2 \exp\left(\frac{\Delta A_1 - A_1}{k T_1}\right). \quad (20)$$

Решение системы уравнений (1), (20), (13), (14), (18) и (19) определяет расчетную зависимость величины отрицательного заряда ВМЧ от времени при постоянной температуре ВМЧ. На рис. 4 представлены расчетные зависимости величины отрицательного заряда ВМЧ меди, окруженной к-фазой Si_2O при различных температурах T_1 от времени t .

Решение системы уравнений (12), (13), (14), (18), (19) определяет расчетную зависимость величины положительного заряда ВМЧ от времени при постоянной температуре T_1 . На рис. 5 представлены расчетные зависимости величины положительного заряда ВМЧ тантала окруженной к-фазой Ta_2O_5 при различных температурах ВМЧ T_1 от времени t .

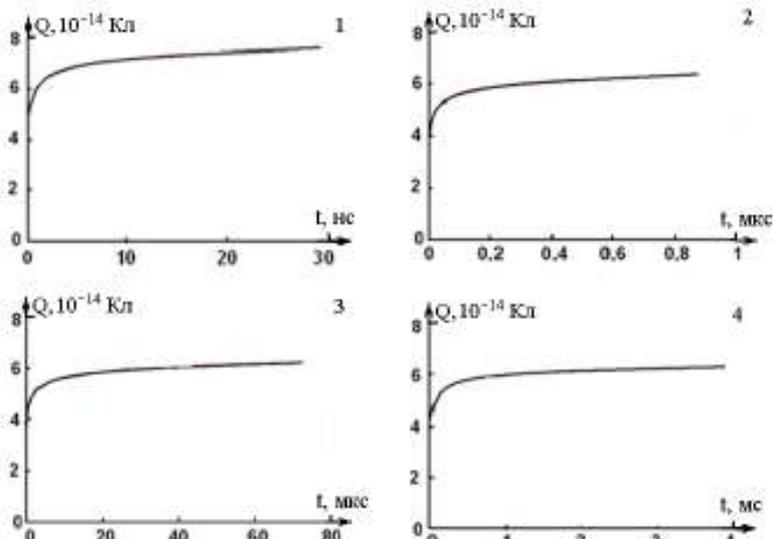


Рис. 5. Зависимость величины положительного заряда ВМЧ тантала $R = 185$ мкм, окруженной к-фазой Ta_2O_5 , от времени при T_1 : 1 – 3000 К, 2 – 2500 К, 3 – 2200 К, 4 – 2000 К.

Теоретическое исследование кинетики термоэмиссионной зарядки ВМЧ меди показало, что время τ накопления 95% равновесного заряда ВМЧ при температурах T_1 2200 К, 1800 К, 1600 К соответственно составило $4.6 \cdot 10^{-9}$ с, $3.7 \cdot 10^{-7}$ с, 10^{-5} с. При температуре $T_1 = 1400$ К время τ накопления 91% равновесного заряда той же ВМЧ составляет $6 \cdot 10^{-4}$ с. Аналогичное исследование для ВМЧ тантала показало, что время τ накопления 95% равновесного заряда ВМЧ при температурах $T_1 = 3000$ К, 2500 К, 2200 К соответственно составило $1.4 \cdot 10^{-8}$ с, $4.2 \cdot 10^{-7}$ с, $3.3 \cdot 10^{-5}$ с. При температуре 2000 К время τ накопления 85 % равновесного заряда составило $2.4 \cdot 10^{-4}$ с.

На рис. 6 представлены экспериментальные зависимости температуры ВМЧ меди и тантала при атмосферном давлении воздуха от времени движения в поле силы тяжести. На рис. 7 представлены зависимости темпа охлаждения от времени для тех же ВМЧ, полученные из предыдущих зависимостей методом графического дифференцирования.

Понижение температуры ВМЧ за время релаксации заряда τ найдем, зная темп охлаждения ВМЧ $\Delta T_1 = |(dT_1/dt)|\tau$. Для ВМЧ меди при $T_1 = 2200$ К, 1800 К, 1600 К, 1400 К ΔT_1 соответственно составляет $4 \cdot 10^{-5}$ К, $2.2 \cdot 10^{-3}$ К, $5.2 \cdot 10^{-2}$ К, 0.9 К. Для ВМЧ тантала при T_1 3000 К, 2500 К, 2200 К, 2000 К ΔT_1 соответственно составляет $1.8 \cdot 10^{-4}$ К, $1.2 \cdot 10^{-3}$ К, 0.26 К, 1.8 К. Проведенные оценки показывают, что за время релаксации заряда τ для ВМЧ меди при $T_1 > 1400$ К и тантала при $T_1 > 2000$ К их температура практически не меняется. Это позволяет считать процесс термоэмиссионной зарядки ВМЧ в данных условиях квазистационарным, а экспериментально определяемые заряды ВМЧ [4, 17] при температурах, удовлетворяющих приведенным выше условиям, практически равновесными.

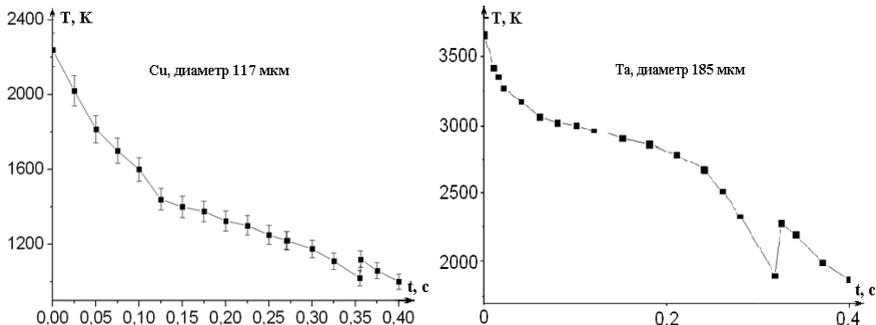


Рис. 6. Экспериментальные зависимости температуры ВМЧ меди и тантала.

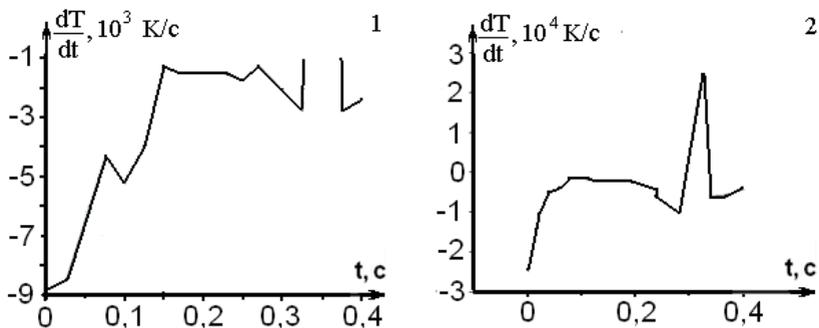


Рис. 7. Зависимости темпа охлаждения от времени ВМЧ: 1 – меди, 2 – тантала.

Полученные результаты могут быть использованы в исследованиях процессов электрообмена в аэродисперсных системах при высоких температурах.

Литература:

1. Lyalin L.A., Semenov K.I., Kalinchak V.V., Kopyt N.Kh. Thermoemission charging of sedimenting spherical metal particles. Dusty Plasmas in Application. International Conference on the Physics Dusty and Combustion Plasmas. – Odessa, Ukraine. 2004. – P. 167-171.
2. Lyalin L.A., Semenov K.I., Kalinchak V.V., Kopyt N.Kh. Thermoemission charging of metal particles surrounded with condensed disperse phase// Ukrainian journal of physics. – 2005. V50. – P.157-161.
3. Semenov K.I., Lyalin L.A., Kalinchak V.V., Kopyt N.Kh. Experimental method of determination of thermoemission charge of particles. International Conference on the Physics of Dusty plasmas and applications. 26-29 August. Odessa. Ukraine, 2007. – P. 128-129.
4. Semenov K.I., Lyalin L.A., Kalinchak V.V., Kopyt N.Kh., Chernenko A.S. Experimental research of thermoemission charging of metal particles // Ukrainian journal of physics. – 2008. – №11. – С. 1073 - 1079.
5. Семенов К.И., Лялин Л.А., Калинчук В.В., Черненко А.С., Копыт Н.Х. Электрофизические параметры конденсированной дисперсной фазы, окружающей высокотемпературную металлическую частицу. Часть I. Эксперимент // Тез. докл. XXII-ой науч. конф. стран СНГ «Дисперсные системы», 18-22 сент. 2006г., Одесса, Украина-Одесса: Астро-

- принт, 2006. – С. 294 – 295.
6. *Лялин Л.А., Семенов К.И., Калинин В.В., Швец А.И., Копыт М.Х.* Электрофизические параметры высокотемпературных металлических частиц // Физика аэродисперсных систем. – 2009. – Вып. 46. – С. 150-159.
 7. *Олейников М.А., Манкелевич Ю.А., Рахимова Т.В.* Скорость коагуляции пылевых частиц в низкотемпературной плазме // Журнал технической физики. – 2003. – № 73, вып. 10. – С. 51-60.
 8. *Tong N.T., Bird G.A.* The thermal force in low Density Limit// *J. Colloid Int.* – 1971. – Vol. 35, №3. – P. 403 – 408.
 9. *Лялин Л.А., Семенов К.И., Копыт Н.Х.* Особенности образования конденсированной дисперсной фазы в системе с центральным нагретым металлическим ядром // Труды пятой Российской национальной конференции по теплообмену в восьми томах. Национальный комитет РАН по тепло и массообмену. Московский энергетический институт (технический университет). – С. 282-284.
 10. *Самуйлов Е.В.* О константе равновесной ионизации частиц // Теплофизика высоких температур. – 1965. – Т. 3. №2. – С. 216-222.
 11. *Лукьянов Г.А.* Ионизация в разреженной низкотемпературной плазме при наличии твердой фазы и примеси щелочного металла // Теплофизика высоких температур. – 1976. – Т. 14, №3. – С. 462-468.
 12. *Драган Г.С.* Определение концентрации электронов в высокотемпературной дисперсной среде // Физика аэродисперсных систем. – 1982. – Вып. 21. – С. 74-77.
 13. *Драган Г.С., Мальгота А.А., Чесноков М.Н.* Теоретическое исследование ионизации в двухфазной равновесной среде // Физика аэродисперсных систем. – 1982. – Вып. 21. – С. 77-80.
 14. *Вишняков В.И., Драган Г.С., Флорко А.В.* Образование отрицательно заряженных частиц в термоэмиссионной плазме // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2008. – Т. 133, №. 1. – С. 215-219.
 15. *Vishnyakov V.I., Dragan G.S.* Thermoemission (dust-electron) plasmas. Theory of neutralizing charging // *Physical Rev.* E74036404. – 2006. – P. 036404-1 – 036404-4.
 16. *Lyalin L.A., Semenov K.I., Kopyt N.Kh.* The electromass-exchange of the central warmed nucleus with a nanodisperse phase surrounding it. Dusty plasmas and applications. 3rd International Conference on the Physics of Dusty plasmas and applications. Proceedings. Odessa. Ukraine, 2010. – P. 84-87.
 17. *Lyalin L.A., Semenov K.I., Semenov A.K., Kalinchak V.V., Kopyt N.Kh.* The temperature dependence of an equilibrium thermoemitting charge of a metallic particle surrounded with a nanodisperse condensed phase // *Ukrainian journal of physics.* – 2011. – №11. – P.1295-1299.
 18. *Chernenko O.S., Kalinchak V.V., Mandel O.V., Lyalin L.A., Semenov K.I.* Heat exchange and charging of metallic particles surrounded by condensed phase of its oxide / Dusty plasmas and applications. 3rd International Conference on the Physics of Dusty plasmas and applications. Proceedings. Odessa. Ukraine, 2010. – P. 9-12.
 19. *Chernenko O.S., Semenov K.I., Lyalin L.A., Kalinchak V.V., Mandel O.V.* Heat exchange and charging of metallic particles surrounded by condensed dispersed phase of its oxide // *Ukrainian journal of physics.* – 2011, №12. – С. 1265-1269.
 20. *Лялин Л.А., Семенов К.И., Копыт Н.Х.* Кинетика термоэмиссионной зарядки нагретой металлической частицы, окруженной нанодисперсной конденсированной фазой // «Волновая электрогидродинамика проводящей жидкости. Долгоживущие плазменные образования и малоизученные формы естественных электрических разрядов в атмосфере». IX Международная конференция. 01-04 июля 2011г Ярославль, ЯрГУ им. П.Г. Демидова. Материалы конференции. – С. 110-113.
 21. *Шимони К.* Физическая электроника. Пер. с нем.- М. Энергия. 1977. – 607с.
 22. *Аришинов А.А., Мусин А.К.* Равновесная ионизация частиц// Доклады АН СССР. – 1958. –

Т. 120, №4. – С. 747-751.

23. *Смирнов Б.М.* Кластерная плазма // Успехи физических наук. – 2000. – Т. 170, №5. – С. 495-534.
24. *Lyalin L.A., Semenov K.I., Kopyt N.Kh.* Modern problems of chemical and radiation physics. Moscow, Chernogolovka. 2009. P. 49 - 53.
25. *Лялин Л.А., Семенов К.И., Копыт Н.Х.* Образование ионизированной конденсированной дисперсной фазы вокруг высокотемпературной металлической частицы // Космический вызов 21 века. Химическая и радиационная физика. Москва, 2011. С. 89-98.
26. *Петров Ю.М.* Кластеры и малые частицы. – М.: Наука, 1987. – 336 с.

Лялин Л.А., Семенов К.И., Копыт М.Х.

Формування нанодисперсної к-фази навколо нагрітої металевої частки і кінетика електрообміну в такій системі

АНОТАЦІЯ

Представлено результати електронно-мікроскопічних досліджень конденсованої дисперсної фази, що оточує високотемпературну металеву частинку. Отримана залежність концентрації конденсованої дисперсної фази від температури частинки. Отримана залежність концентрації електронів в конденсованій дисперсній фазі. Отримано рівняння термоемісійної зарядки металевої частинки. Отримана залежність рівноважного заряду металевої частинки, яка оточена конденсованою дисперсною фазою від температури частинки в позитивній і негативній області. Отримана залежність заряду металевої частинки від часу при постійній температурі.

Lyalin L.A., Semenov K.I., Kopyt N.H.

Formation of nanodisperse k-phase near the heated metal particle and electron exchange kinetics in this system

SUMMARY

The images of condensed disperse phase around hot metal particles are obtained using transmission electron microscope. The condensed disperse phase concentration as function of the particle temperature is derived as well as the electrons concentration. A metal particle thermoemission charging equation is developed. An equilibrium charge of a metal particle surrounded by condensed disperse phase as function of the particle temperature is obtained. The metal particle charge history at constant temperature is determined.