

PACS numbers: 65.40.gh, 65.80.-g, 68.47.-b, 73.30.+y, 79.40.+z, 82.60.Qr, 82.70.Dd

Образование и ионизация нанодисперсной конденсированной фазы вокруг нагретой металлической частицы и электроперенос в такой системе

Л. А. Лялин, К. И. Семенов, Н. Х. Копыт, Н. Н. Копыт

*Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова,
ул. Дворянская, 2,
58082 Одесса, Украина*

Представлены фотографии конденсированной дисперсной фазы, окружающей высокотемпературную металлическую частицу, полученные с использованием электронного микроскопа. Найдено расстояние от поверхности высокотемпературной металлической частицы до границы формирования конденсированной дисперсной фазы. Найдена зависимость этого расстояния от температуры частицы. Найдена зависимость концентрации конденсированной дисперсной фазы, окружающей высокотемпературную частицу, от температуры частицы. Найдена зависимость концентрации электронов в конденсированной дисперсной фазе от температуры частицы. Получено условие зарядового равновесия металлической частицы с окружающей её конденсированной дисперсной фазой. Получена зависимость равновесного заряда металлической частицы, окружённой дисперсной фазой, от температуры частицы в положительной и отрицательной областях. Полученные результаты могут быть использованы в исследовании процессов горения металлизированного топлива и в исследовании пылевидной плазмы.

Представлено фотографії конденсованої дисперсної фази, що оточує високотемпературну металеву частинку, яких одержано з використанням електронного мікроскопа. Знайдено віддаль від поверхні високотемпературної металевої частинки до межі формування конденсованої дисперсної фази. Знайдено залежність цієї віддалі від температури частинки. Знайдено залежність концентрації конденсованої дисперсної фази, яка оточує високотемпературну частинку, від температури частинки. Знайдено залежність концентрації електронів у конденсованій дисперсній фазі від температури частинки. Одержано умову зарядової рівноваги металевої частинки з конденсованою дисперсною фазою. Одержано залежність рівноважного заряду металевої частинки, яку оточено конденсованою дисперсною фазою, від температури частинки в позитивній і негативній областях. Одержані результати можуть бути використані в дослідженні

процесів горіння металізованого палива і в дослідженні пилуватої плазми.

The photos of condensed dispersed phase surrounding a high-temperature metal particle, which are made with the electron microscope, are presented. Distance from the surface of a high-temperature metal particle to the boundary of formation of condensed dispersed phase is estimated. Dependence of such a distance on the temperature of a particle is derived. Dependence of concentration of condensed dispersed phase surrounding a high-temperature metal particle on the temperature of such a particle is obtained. Dependence of concentration of electrons in condensed dispersed phase on the temperature of a particle is evaluated. Condition of the charge equilibrium of a metal particle with condensed disperse phase surrounding it is revealed. Dependence of an equilibrium charge of a metal particle surrounded with condensed dispersed phase on the temperature of a particle in the positive and negative regions is obtained. The obtained results may be used in investigation of processes of burning of metalized fuels and in investigation of dust plasma.

Ключевые слова: термоэмиссия, дисперсная фаза, электрообмен, топливо, плазма.

(Получено 17 октября 2010 г.)

Ряд современных наукоемких, технологий, таких, как сварка, диспергирование металлов, горение металлизированных топлив, процессы в пылевой плазме и др. сопровождаются образованием высокотемпературных металлических частиц (ВМЧ). Термоэлектронная эмиссия с ВМЧ способствует накоплению электрического заряда, который влияет, в частности, на процессы коагуляции в дисперсных системах при высоких температурах [1]. ВМЧ порождают вблизи себя конденсированную дисперсную фазу (КДФ), состоящую из частиц радиусом порядка 10–100 Å; см. рис. 1. Такие объекты представляют большой научный интерес [2–8], потому, что достаточно полного представления о процессах электрообмена в системе ВМЧ–КДФ не получено.

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 КДФ, состоящая из продуктов конденсации вещества частицы; см. рис. 1. При испарении металла ВМЧ, КДФ может образовываться на молекулах окиси (закиси) металла. В частности, было выяснено, что при испарении частицы меди, тантала, молибдена, вольфрама образующаяся КДФ состоит соответственно из молекул Cu_2O , Ta_2O_5 , MoO_3 , WO_2 [3, 4, 9]. Некоторые тепло- и электрофизические характеристики металла ВМЧ и окружающей её КДФ представлены в табл. Максимальную температуру устойчивого состояния оксидов металлов обозначим

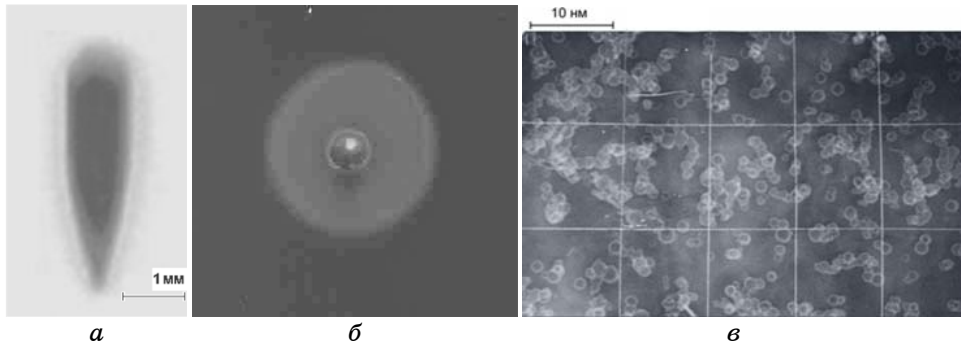


Рис. 1. Вид конденсированной дисперсной фазы при движении частицы (а), при осаждении на подложку (б), на фотографии с электронного микроскопа (в).

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 КДФ образуется на некотором расстоянии от её поверхности.

Для оценки этого расстояния воспользуемся выражением [10], определяющим зависимость температуры T от расстояния R_i до точечного источника с мощностью тепловыделения g , движущегося со скоростью v :

$$T_1 = \frac{g}{4\pi\lambda R_i} \exp\left(-\frac{vR_i}{2\chi}\right) + T_\infty. \quad (1)$$

Здесь λ — теплопроводность воздуха. Эта величина определялась при средней температуре поверхности частицы T_1 и окружающей воздушной среды на бесконечности $T_\infty = 300$ К. Использовалось известное выражение $\lambda = \lambda_0(T/273)^{3/2}$ [11], где $T = (T_1 + T_\infty) / 2$, λ_0 — теплопроводность воздуха при $T_0 = 273$ К. Температуропроводность воздуха $\chi = \lambda / \rho c_p$, где c_p — удельная теплоемкость воздуха при постоянном атмосферном давлении. Плотность воздуха $\rho = \rho_0 T_0 / T$ определялась в предположении изобаричности процесса, где ρ_0 — плотность воздуха при температуре 273 К. Полагая в выражении (1) радиальную координату R_i , равной радиусу ВМЧ r , найдем температуру поверхности частицы T_1 :

$$T_1 = \frac{g}{4\pi\lambda r} \exp\left(-\frac{vR_{\text{кдф}}}{2\chi}\right) + T_\infty. \quad (2)$$

Подставляя в (1) расстояние от центра ВМЧ до границы образования КДФ $R_{\text{кдф}}$, получим температуру границы КДФ T_2 :

ТАБЛИЦА. Некоторые тепло-электрофизические характеристики металла ВМЧ и окружающей её КДФ.

Элемент, соответствующий оксид	Температура разложения оксида T_2, K	Температура, K		Теплота, кДж/моль		Работа выхода электрона с ВМЧ и частицы КДФ $A_2, эВ$	Радиус Вигнера- Зейтца молекулы оксида $r_w,$ $10^{-10} M$
		плавления металла $T_{пл}$	кипения металла $T_{кип}$	плавления металла ΔL	испарения металла при температуре кипения L		
Cu		1356	2873	13	305	расплав 5,5 твердая 4,4	
Mo		2893	5073	27,9	506	4,3	
Ta		3269	5573	24,7	754	4,13	
W		3683	6203	35	736	5,0	
Cu ₂ O	2073					5,16	2,12
MoO ₃	1428					4,48	2,3
Ta ₂ O ₅	1743					4,85	2,72
WO ₂	2000					5,24	1,92

$$T_2 = \frac{g}{4\pi\lambda R_{\text{кдф}}} \exp\left(-\frac{\nu R_{\text{кдф}}}{2\chi}\right) + T_\infty. \quad (3)$$

Из уравнений (2) и (3) получим выражение:

$$\frac{T_1 - T_2}{T_2 - T_\infty} \frac{r}{R_{\text{кдф}}} = \exp\left(\frac{\nu}{2\chi}(R_{\text{кдф}} - r)\right). \quad (4)$$

В условиях нашего эксперимента показатель экспоненты в правой части выражения (4) порядка $\cong 10^{-2}$. С учетом этого, уравнение (4) может быть представлено как

$$\frac{T_1 - T_2}{T_2 - T_\infty} \frac{r}{R_{\text{кдф}}} = 1 + \frac{\nu}{2\chi}(R_{\text{кдф}} - r). \quad (5)$$

Определим расстояние от границы образования КДФ до поверхности ВМЧ как $\Delta R_{\text{кдф}} = R_{\text{кдф}} - r$. Учитывая, что в выражении (5) $1 \gg u(R_{\text{кдф}} - r)/(2\chi)$, получим зависимость $\Delta R_{\text{кдф}}$ от температуры частицы T_1 :

$$R_{\text{кдф}} = r \frac{T_1 - T_2}{T_2 - T_\infty}. \quad (6)$$

Расчеты показывают, что численное значение выражения $u(R_{\text{кдф}} - r)/(2\chi)$, которым пренебрегаем в правой части (5), для частицы меди с $r = 117$ мкм в интервале температур $2100 \text{ К} < T_1 < 2500 \text{ К}$, тантала с $r = 185$ мкм в интервале температур $1800 \text{ К} < T_1 < 4000 \text{ К}$, молибдена с $r = 127$ мкм в интервале температур $1500 \text{ К} < T_1 < 4000 \text{ К}$, вольфрама с $r = 122$ мкм в интервале температур $2100 \text{ К} < T_1 < 4000 \text{ К}$ составляет $10^{-3} - 10^{-2}$. Предполагалось, что скорость ВМЧ $u \cong 1$ м/с, что соответствует экспериментальным значениям.

Выполненные оценки ошибки, допущенной при упрощении уравнения (4), показали, что с достаточно большой точностью зависимость расстояния от поверхности ВМЧ до границы образования КДФ $\Delta R_{\text{кдф}}$ от температуры ВМЧ T_1 является линейной. На рисунке 2 представлены графики расчетных зависимостей $\Delta R_{\text{кдф}}$ от температуры T_1 . В ранее исследованном процессе термоэмиссионной зарядки ВМЧ [3, 4, 9, 12, 13] предполагалось, что объемная концентрация электронов в КДФ находится в состоянии насыщенного электронного газа. Такое предположение оправдано при условии $kT/(e^2/4\pi\epsilon_0 r_{\text{кдф}}) > \pi/2$ [14]. Здесь k — постоянная Больцмана, T — температура, e — заряд электрона, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, $r_{\text{кдф}}$ — характерный радиус частиц КДФ. Концентрация электронов в КДФ в этом случае не зависит от концентрации КДФ, а зависит только от ее температуры. В наших условиях такая ситуация возможна при характерном размере частиц КДФ $\cong 10^3 \text{ \AA}$. Результа-

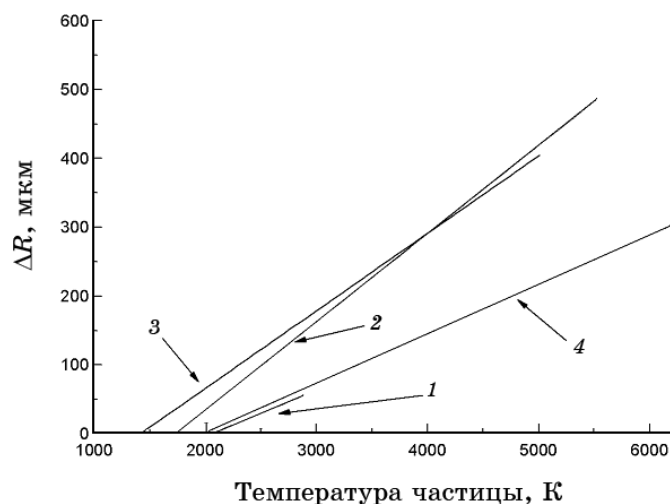


Рис. 2. Расчетные зависимости расстояния от поверхности ВМЧ до границы образования КДФ от температуры T_1 для сферических ВМЧ: меди с $r = 117$ мкм (1), тантала с $r = 185$ мкм (2), молибдена с $r = 127$ мкм (3), вольфрама с $r = 122$ мкм (4).

ты электронно-микроскопического исследования КДФ, связанной с получаемыми нами ВМЧ, вызывают необходимость рассмотрения другого крайнего случая термоионизации нанодисперсной КДФ с характерным значением $r_{\text{кдф}} \cong 10 \text{ \AA}$; см рис. 1 [15]. В этом случае концентрация электронов в КДФ зависит от концентрации частиц КДФ.

Примем следующую схему образования КДФ 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 КДФ. Предположим, в соответствии с работой [2], что большая часть атомов металла связана в частицах КДФ, так что плотность свободных атомов металла мала по сравнению с плотностью связанных атомов. Это условие отвечает интенсивному процессу конденсации в КДФ.

Основываясь на данных работы [2], будем считать, что частица КДФ среднего размера содержит примерно $N \cong 1000$ молекул оксида металла. Характерный размер частиц определяется радиусом равновеликого по массе шара $r_{\text{кдф}} = r_w N^{1/3}$. Здесь $r_w = (3\mu/4\pi\rho)^{1/3}$ — радиус Вигнера–Зейтца, μ — масса молекулы оксида, ρ — макроскопическая плотность оксида. Оценки показывают, что характерный размер частиц оксида составляет 19–27 \AA . Эти данные находятся в удовлетворительном соответствии с экспериментально определенными размерами частиц КДФ и результатами работы [15] (рис. 1).

Зависимость концентрации частиц КДФ у поверхности ВМЧ от ее температуры T_1 в интервале $T_{\text{кип}} \geq T_1 \geq T_{\text{плав}}$ найдем с использованием уравнения Клапейрона–Клаузиуса:

$$n_{\text{кдф}} = \frac{P_{\text{атм}}}{kZNT_1} \exp \left[\frac{L}{R} \left(\frac{1}{T_{\text{кип}}} - \frac{1}{T_1} \right) \right]. \quad (7)$$

При температуре частицы $T_1 < T_{\text{плав}}$ аналогичная зависимость имеет вид:

$$n_{\text{кдф}} = \frac{P_{\text{плав}}}{kZNT_1} \exp \left[\frac{L + \Delta L}{R} \left(\frac{1}{T_{\text{плав}}} - \frac{1}{T_1} \right) \right]. \quad (8)$$

Здесь $T_{\text{плав}}$ и $T_{\text{кип}}$ — соответственно температура плавления и кипения металла; $P_{\text{атм}}$ и $P_{\text{плав}}$ — 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. На рисунке 3 представлены расчетные зависимости концентрации КДФ, окружающей ВМЧ, от температуры T_1 . Эти данные получены с использованием выражений (7) и (8).

Соотношение между концентрациями заряженных и нейтральных частиц в КДФ определяется уравнением Саха:

$$n_e n_i / n_n = 2(2\pi m_e kT / h^2)^{3/2} \exp(-A_2 / (kT)), \quad (9)$$

где n_e , n_i , n_n — соответственно концентрации электронов, положительно заряженных и нейтральных частиц КДФ; m_e — масса элек-

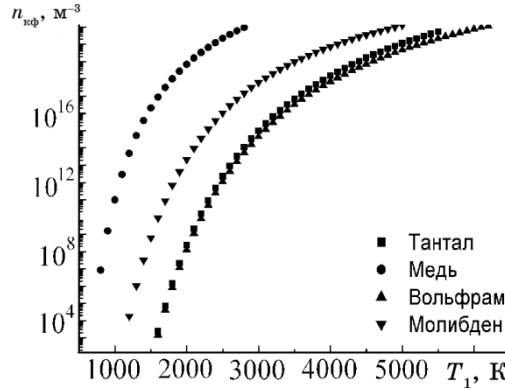


Рис. 3. Зависимость концентрации частиц КДФ от температуры ВМЧ T_1 .

трона; h — постоянная Планка; A_2 — работа выхода электрона из частицы КДФ. В монографии [16] показано, что работа выхода с поверхности малой частицы (кластера) больше работы выхода с плоской поверхности вещества на величину $\Delta A = (3/8)e^2/(4\pi\epsilon_0 r_{\text{кдф}})$, поэтому в нашей ситуации $A_2 = A_\infty + (3/8)e^2/(4\pi\epsilon_0 r_{\text{кдф}})$, где A_∞ — работа выхода с плоской поверхности вещества. Учитывая, что $n_e = n_i$ и $n_n = n_{\text{кдф}} - n_e$ получим расчетную зависимость концентрации электронов в КДФ от температуры T [17, 18]:

$$n_e = -\frac{f(T)}{2} + \left[\frac{f^2(T)}{4} + f(T)n_{\text{кдф}} \right]^{1/2}. \quad (10)$$

Здесь

$$f(T) = 2(2\pi m_e kT / h^2)^{3/2} \exp(-A_2 / (kT)). \quad (11)$$

При температуре ВМЧ $T_1 > T_2$ КДФ, состоящая из оксида металла, образуется на некотором расстоянии от поверхности ВМЧ, определяемом выражением (6). Ионизационный процесс на границе образования КДФ идёт при постоянной температуре T_2 . Выражение (11) остается постоянной величиной:

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

Уравнение для концентрации электронов с учетом (10) в этом случае примет вид:

$$n_e = -\frac{f(T_2)}{2} + \left[\frac{f^2(T_2)}{4} + f(T_2)n_{\text{кдф}} \right]^{1/2}. \quad (12)$$

Анализ выражения (12) показывает, что уменьшение концентрации электронов на границе образования КДФ в данной ситуации происходит за счет уменьшения концентрации КДФ с понижением температуры ВМЧ T_1 в соответствии с выражениями (7) и (8). С дальнейшим понижением температуры ВМЧ при условии $T_1 \leq T_2$ оксид металла образуется непосредственно у поверхности ВМЧ. В этой ситуации выражение (11) будет функцией температуры ВМЧ T_1 :

$$f(T_1) = 2(2\pi m_e kT_1 / h^2)^{3/2} \exp(-A_2 / (kT_1)).$$

Уравнение, определяющее концентрацию электронов у поверхности ВМЧ, примет вид:

$$n_e = -\frac{f(T_1)}{2} + \left[\frac{f^2(T_1)}{4} + f(T_1)n_{\text{кдф}} \right]^{1/2}. \quad (13)$$

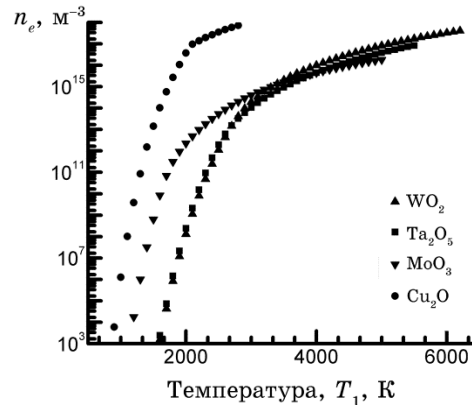


Рис. 4. Зависимость концентрации электронов в КДФ от температуры ВМЧ T_1 .

Уменьшение концентрации электронов в КДФ с понижением температуры T_1 определяется уменьшением $n_{\text{кдф}}$ в соответствии с (7) и (8), а также уменьшением величины $f(T_1)$, определяющей интенсивность термоионизационного процесса в КДФ. Зависимости концентрации электронов в КДФ от температуры T_1 представлены на рис. 4.

Если работа выхода электрона с ВМЧ A_1 больше работы выхода с КДФ A_2 , ВМЧ может получить отрицательный заряд потому, что поток отрицательного заряда из КДФ на ВМЧ больше потока электронов с ВМЧ [3].

Условие зарядового равновесия ВМЧ с окружающей её КДФ в области отрицательного заряда ВМЧ получено с использованием модели граничной сферы [19–21]:

$$\pi r^2 e n_e \bar{v}_e \left[1 - \frac{e l_1}{4 \pi k T_2 \epsilon_0 r^2} \left(Q^{1/2} - \frac{r e^{1/2}}{2 l_1} \right)^2 \right] = 4 \pi r^2 A T_1^2 \exp \left(\frac{Q^{1/2} e^{3/2}}{4 \pi k T_1 \epsilon_0 r} - \frac{A_1}{k T_1} \right). \quad (14)$$

В левой части (14) поток заряда электронов — из КДФ на ВМЧ, в правой части, соответственно, поток заряда — с поверхности ВМЧ. A — постоянная Ричардсона–Дешмана, $\bar{v}_e = (8 k T_2 / (\pi m_e))^{1/2}$ — средняя скорость теплового движения электронов, Q и A_1 — соответственно заряд и работа выхода электрона с поверхности ВМЧ, $l_1 = l_0 T_1 / T_0$ — ширина кинетической зоны у поверхности ВМЧ [3, 19], l_0 — ширина кинетической зоны при температуре $T_0 = 300$ К. Первый член в правой части (14) в круглых скобках определяет понижение работы выхода с поверхности отрицательно заряженной частицы, обусловленное эффектом Шоттки [3]. Выражение в квад-

ратных скобках в левой части (14) определяет торможение потока электронов внутри кинетической зоны ВМЧ. Внутри кинетической зоны ВМЧ, несущей отрицательный заряд, существует потенциальный барьер, обусловленный суперпозицией поля отталкивания отрицательного заряда и поля зеркального отображения заряда электрона [3]. Для отрицательного заряда ВМЧ, величина которого удовлетворяет неравенству $0 \leq Q \leq er^2/4l_1^2$, потенциальный барьер отсутствует, и уравнение (14) упрощается:

$$\pi r^2 en_e \bar{v}_e = 4\pi r^2 AT_1^2 \exp\left(\frac{Q^{1/2} e^{3/2}}{4\pi k T_1 \varepsilon_0 r} - \frac{A_1}{k T_1}\right). \quad (15)$$

Из уравнения (15) получим зависимость величины равновесного отрицательного заряда ВМЧ в указанной выше области от ее температуры T_1 :

$$Q = \left[\frac{4\pi \varepsilon_0 r k T_1}{e^{3/2}} \ln \frac{en_e \bar{v}_e \exp(A_1 / (k T_1))}{4AT_1} \right]^2. \quad (16)$$

После того, как температура ВМЧ T_1 опустится до значения T_2 , КДФ образуется непосредственно у поверхности ВМЧ. В уравнении (14) вместо T_2 будет фигурировать T_1 :

$$\pi r^2 en_e \bar{v}_e \left[1 - \frac{el_1}{4\pi k T_1 \varepsilon_0 r^2} \left(Q^{1/2} - \frac{re^{1/2}}{2l_1} \right)^2 \right] = 4\pi r^2 AT_1^2 \exp\left(\frac{Q^{1/2} e^{3/2}}{4\pi k T_1 \varepsilon_0 r} - \frac{A_1}{k T_1}\right), \quad (17)$$

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

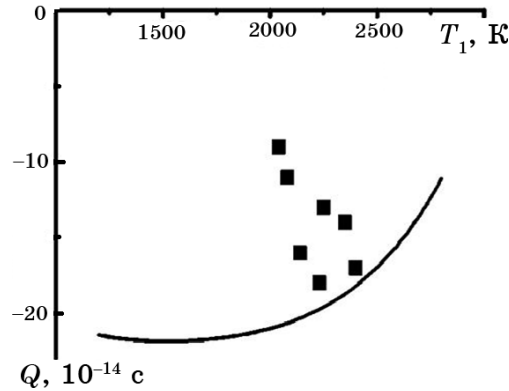


Рис. 5. Экспериментальные (черные прямоугольники) и расчетные (сплошная линия) зависимости равновесного заряда на сферической частице меди.

(7), (8), (12)–(14), (16), (17) определяет расчетную зависимость величины отрицательного заряда ВМЧ от ее температуры T_1 ; рис. 5.

Если работа выхода с поверхности ВМЧ A_1 меньше работы выхода с окружающей ее КДФ A_2 , ВМЧ будет заряжаться положительно. Работа выхода электрона с поверхности ВМЧ увеличивается на величину работы кулоновского поля положительного заряда [3, 12, 21]:

$$4\pi r^2 AT_1^2 \exp\left(-\frac{A_1 - \frac{Qe}{4\pi\epsilon_0 r}}{kT_1}\right) = \pi r^2 n_e e \bar{v}_e \quad (18)$$

Выражение в левой части (18) определяет поток электронов с поверхности ВМЧ. Выражение в правой части (18) определяет поток электронов из КДФ на поверхность частицы. Из уравнения (18) получаем зависимость величины положительного заряда ВМЧ от ее температуры T_1 :

$$Q = \frac{4\pi\epsilon_0 r k T_1}{e} \ln \frac{4AT_1^2}{n_e e \bar{v}_e} - \frac{4\pi\epsilon_0 r A_1}{e} \quad (19)$$

Численное решение системы уравнений (7), (8), (12), (13), (19) позволяет определить зависимость величины равновесного положительного заряда ВМЧ от ее температуры T_1 ; рис. 5.

На рисунке 5 представлены экспериментальные (черные прямоугольники) и расчетные (сплошная линия) зависимости равновесного заряда на сферической частице расплава меди радиусом 117 мкм, окруженной КДФ, состоящей из Cu_2O , от ее температуры T_1 ; $T_2 = 2073 \text{ К}$, $A_1 = 5,5 \text{ эВ}$, $A_2 = 5,16 \text{ эВ}$. На рисунке 6 представлены

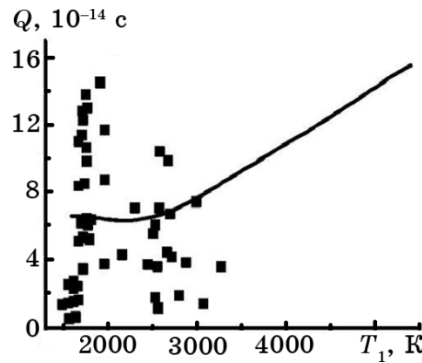


Рис. 6. Экспериментальные (черные прямоугольники) и расчетные (сплошная линия) зависимости равновесного заряда на сферической частице тантала.

аналогичные зависимости для сферической частицы тантала радиусом 185 мкм, окруженной КДФ, состоящей из Ta_2O_5 , от ее температуры T_1 ; $T_2 = 1743$ К, $A_1 = 4,13$ эВ, $A_2 = 4,85$ эВ.

К причинам, обуславливающим неточность расчетов, необходимо отнести следующее: условный выбор среднего размера кластеров, составляющих КДФ, а также ширины кинетической зоны ВМЧ. Сложный состав КДФ. КДФ частицы тантала кроме Ta_2O_5 содержит TaO_2 и TaO , КДФ частицы 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.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Олейников, Ю. А. Манкелевич, Т. В. Рахимова, *Журнал технической физики*, № 73, вып. 10: 51 (2003).
2. Б. М. Смирнов, *Успехи физических наук*, **170**, № 5: 495 (2000).
3. L. A. Lyalin, K. I. Semenov, V. V. Kalinchak, and N. Kh. Kopyt, *Ukrainian Journal of Physics*, **50**: 157 (2005).
4. K. I. Semenov, L. A. Lyalin, V. V. Kalinchak, N. Kh. Kopyt, and A. S. Chernenko, *Ukrainian Journal of Physics*, **53**: 1073 (2008).
5. К. В. Колесников, Г. С. Драган, В. И. Вишняков, *Дисперсные системы XXIII научная конференция стран СНГ (22–26 сентября 2008)* (Одесса: 2008), p. 208.
6. L. G. Dyachkov, A. G. Khrapak, and S. A. Khrapak, *2nd International Conference of Physics of Dusty and Burning Plasmas (August 26–30, 2007)* (Odessa: 2007), p. 38.
7. В. И. Вишняков, Г. С. Драган, *Дисперсные системы XXII научная конференция стран СНГ (18–22 сентября 2006)* (Одесса: 2006), с. 87.
8. G. N. Churilov, A. S. Fedorov, P. V. Novikov, and Yu. S. Martines, *Contributions of International Conference 'Dusty Plasmas in Application'* (Odessa: 2004), p. 58.
9. К. И. Семенов, Л. А. Лялин, В. В. Калинин, А. И. Швец, М. Х. Копит, *Физика аэродисперсных систем*, вып. 46: 150 (2009).
10. N. T. Tong and G. A. Bird, *J. Colloid Int.*, **35**, No. 3: 403 (1971).
11. Б. М. Юдаев, *Теплопередача* (Москва: Высшая школа: 1973).
12. А. С. Черненко, Л. А. Лялин, В. В. Калинин, К. И. Семенов, *Материалы XXIII конференции стран СНГ «Дисперсные системы» (22–26 сентября 2008)* (Одесса: Астропринт: 2008), с. 373.
13. A. S. Chernenko, L. A. Lyalin, K. I. Semenov, V. V. Kalinchak, *Proceedings of the 3rd International Conference on the Physics of Dusty Plasmas and Applications* (Odessa: 2010), p. 9.
14. А. А. Аршинов, А. К. Мусин, *Доклады АН СССР*, **120**, № 4: 747 (1958).
15. К. И. Семенов, Л. А. Лялин, В. В. Калинин, А. С. Черненко, Н. Х. Копыт, *Тез. докл. XXII-й науч. конф. стран СНГ «Дисперсные системы» (18–22*

- сентября 2006) (Одесса: Астропринт: 2006), с. 294.
16. Ю. М. Петров, *Кластеры и малые частицы* (Москва: Наука: 1987).
 17. Л. А. Лялин, К. И. Семенов, В. В. Калинин, А. С. Черненко, Н. Х. Копыт, *Материалы XXIII конференции стран СНГ «Дисперсные системы» (22–26 сентября 2008)* (Одесса: Астропринт: 2008), с. 262.
 18. L. A. Lyalin, K. I. Semenov, and N. Kh. Kopyt, *Modern Problems of Chemical and Radiation Physics* (Chernogolovka: 2009), p. 49.
 19. L. A. Lyalin, K. I. Semenov, V. V. Kalinchak, and N. Kh. Kopyt, *J. of Aerosol Science: Abstracts of European Aerosol Conference* (Budapest: 2004), p. S255.
 20. Л. А. Лялин, М. Х. Копит, *Дисперсные системы: XXIV научная конференция стран СНГ (20–24 сентября 2010)* (Одесса: Астропринт: 2010), с. 202.
 21. *Proceedings of the 3rd International Conference on the Physics of Dusty Plasmas and Applications* (Odessa: 2010), p. 84.