

Министерство образования и науки  
Российской Федерации  
Федеральное государственное  
бюджетное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
«Тверской государственный университет»

**ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ  
ИЗУЧЕНИЯ КЛАСТЕРОВ,  
НАНОСТРУКТУР  
И НАНОМАТЕРИАЛОВ**

*МЕЖВУЗОВСКИЙ СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ*

**выпуск 5**

**ТВЕРЬ 2013**

УДК 620.22:544+621.3.049.77+539.216.2:537.311.322: 530.145

ББК Ж36:Г5+В379

Ф50

**Рецензенты:**

Доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой прикладной физики  
Тверского государственного технического университета

*А.Н. Болотов*

Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики пьезо-  
и сегнетоэлектриков Тверского государственного университета

*Н.Н. Большакова*

**Редакционная коллегия:**

Самсонов Владимир Михайлович – заведующий кафедрой теоретической физики  
ТвГУ, профессор, д.ф.-м.н. (ответственный редактор);

Созаев Виктор Адыгеевич – заведующий кафедрой физики факультета электронной  
техники Северо-Кавказского горно-металлургического института, профессор, д.ф.-м.н.;

Гафнер Юрий Яковлевич – заведующий кафедрой общей и экспериментальной физики  
Хакасского государственного университета, профессор, д.ф.-м.н.;

Сдобняков Николай Юрьевич – доцент, к.ф.-м.н. (зам. ответственного редактора,  
ответственный секретарь);

Базулев Анатолий Николаевич – доцент, к.ф.-м.н.;

Комаров Павел Вячеславович – доцент, к.ф.-м.н.;

Скопич Виктор Леонидович – доцент, к.ф.-м.н.;

Соколов Денис Николаевич – технический редактор.

**Ф50** Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и  
наноматериалов [Текст]: межвуз. сб. науч. тр. / под общей редакцией  
В.М. Самсонова, Н.Ю. Сдобнякова. – Тверь: Твер. гос. ун-т, 2013. – Вып. 5. –  
440 с.

ISBN 978-5-7609-0877-3

Зарегистрирован Федеральной службой по надзору в сфере связи, информационных  
технологий и массовых коммуникаций, свидетельство о регистрации СМИ  
ПИ № ФС 7747789 от 13.12.2011

Сборник составлен из оригинальных статей теоретического и  
экспериментального характера, отражающих результаты исследований в области  
изучения физико-химических процессов с участием кластеров, наноструктур и  
наноматериалов физики, включая межфазные явления и нанотермодинамику. Сборник  
предназначен для научных и инженерно-технических работников, преподавателей  
вузов, студентов и аспирантов. Издание подготовлено на кафедре теоретической  
физики Тверского государственного университета.

УДК 620.22:544+621.3.049.77+539.216.2:537.311.322: 530.145

ББК Ж36:Г5+В379

ISBN 978-5-7609-0877-3

ISSN 2226-4442

© Коллектив авторов, 2013

© Тверской государственный  
университет, 2013

УДК 544.344.016.2:539.216.2

**ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ВКЛАД В МЕЖФАЗНУЮ ЭНЕРГИЮ  
НА ГРАНИЦЕ КОНТАКТА НИЗКОРАЗМЕРНЫХ  
МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СИСТЕМ С РАЗЛИЧНЫМИ СРЕДАМИ**

Л.П. Арефьева<sup>1</sup>, И.Г. Шебзухова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Северо-Кавказский федеральный университет  
355000, Ставрополь, пр. Кулакова, 2

<sup>2</sup>Кабардино-Балкарский государственный университет  
360000, Нальчик, ул. Чернышевского, 173  
ludmilochka529@mail.ru

**Аннотация:** В рамках модифицированного электронно-статистического метода Френкеля – Гамбоша – Задумкина получены выражения для температурного вклада в межфазную энергию на границе контакта низкоразмерных металлических систем с различными средами. Оценен вклад в температурный коэффициент, обусловленный размытием уровня Ферми. На примере родия показаны температурная и размерная зависимости температурного вклада для межфазных границ тонкая пленка – вакуум и малая частица – собственный расплав.

**Ключевые слова:** межфазная энергия, температурная зависимость, тонкие пленки, малые частицы, расплав.

Вопрос зависимости межфазной энергии (МЭ) от температуры тесно связан с вопросами размерной зависимости температуры фазового перехода, роста, устойчивости и формы металлических частиц и пленок. Знание величины температурного коэффициента МЭ позволяет оценить изменение температуры фазового перехода в зависимости от размеров твердой фазы [1-3].

В работах [4-6] были получены выражения для температурного вклада в МЭ полубесконечного кристалла на границе с вакуумом, собственным расплавом и неполярными органическими жидкостями. В работах [7,8] получены выражения для случая границы раздела малая частица – собственный расплав и тонкая пленка – вакуум. При этом авторы не учитывали температурное размытие уровня Ферми и проводили лишь приближенную оценку температурного вклада. Этот недостаток был устранен в работах [9,10] для случая полубесконечный кристалл – несобственный расплав, малая частица – собственный расплав.

В данной работе проводится попытка оценить температурный вклад в МЭ и его размерную зависимость для малых частиц и тонких пленок переходных металлов на различных границах контакта: вакуум, собственный расплав.

Как и в работе [4] при определении температурного вклада в МЭ для границы металл – среда будем рассматривать ионную  $f_{\omega 12}^{(Tu)}$  и электронную  $f_{\omega 12}^{(T\gamma)}$  составляющие температурного вклада, обусловленные колебательным

движением ионов расплава и температурным размытием энергии Ферми. Также учитываем, что  $f_{\omega 12}^{(Tu)}$  складывается из гармонической  $f_{\omega 12}^{(Tu)}$  и ангармонической  $f_{\omega 12}^{(Tu)}$  частей свободной энергии колебательного движения. Температурный вклад в МЭ определяется выражением [4] как разность свободной энергии колебательного движения ионов металла  $F(\infty)$  при  $T \gg \theta$  ( $\theta$  – температура Дебая) с учетом ангармоничности и свободной энергии колебаний в  $k$  – плоскости переходного слоя  $F(x_k)$ , параллельного гиббсовой поверхности  $x_{\Gamma}$  раздела,

$$\Delta f_{\omega 12}^{(Tu)} = \sum_k [F(x_k) - F(\infty)] n^{(k)}(hkl), \quad (1)$$

или переходя от суммирования к интегрированию

$$f_{\omega 12}^{(Tu)} = \int_0^{x_{\Gamma}} [F(x) - F(\infty)] \cdot n_v(x) dx, \quad (2)$$

где  $n_v(x)$  – число ионов в  $1 \text{ см}^3$  металла. Переходя к безразмерной переменной  $\varepsilon$  и подставляя выражения для  $F(\infty)$  и  $F(x_k)$  [4] в (2), получим

$$f_{\omega 12}^{(Tu)} = 3k_B T s^* \int_0^{\varepsilon_{\Gamma}} [\ln \chi_i^{3/2}(\varepsilon)] \cdot n_v(\varepsilon) d\varepsilon + 3k_B T^2 g(\infty) \int_0^{\varepsilon_{\Gamma}} [1 - \chi_i^{3/2}(\varepsilon)] \cdot n_v(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (3)$$

Здесь  $s^*$  – линейный параметр, приводящий уравнения Томаса-Ферми к безразмерному виду,  $\varepsilon_{\Gamma}$  – граница Гиббса,  $g(\infty) = 5k\beta^2/6m\omega^6(\infty)$ ,  $\beta$  – первый коэффициент ангармоничности, связанный с термическим коэффициентом линейного расширения  $\alpha_l$ ;  $a = 2\bar{R}$  – среднее расстояние между ионами ( $\bar{R}$  – равновесный радиус элементарного шара).

$$\chi_{iR}(\varepsilon) = 1 - \frac{1 - \chi_{pR}(\varepsilon_R)}{(1 - (\varepsilon - \varepsilon_R)/c)^6} \text{ при } 0 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_R, \quad (4)$$

$$\chi_{eR}(\varepsilon) = \frac{1}{(1+p)^{2/3}} + \frac{\chi_{pR}(\varepsilon_R) - (1+p)^{-2/3}}{(1 + (\varepsilon - \varepsilon_R)/c)^n} \text{ при } \varepsilon \geq \varepsilon_R \quad (5)$$

Здесь  $\varepsilon_R$  – радиус частицы,  $p$  – скачок плотности при плавлении твердой фазы,  $\chi_{pR}(\varepsilon_R)$ ,  $n$  и  $c$  находятся из граничных условий и условий непрерывности [5].

Так как при всех значениях  $k$  в формуле (4) для  $\chi_i(\varepsilon)$  можно считать

$$(1 - \chi_{pR}(\varepsilon_R)) \left(1 - \frac{\varepsilon - \varepsilon_R}{c}\right)^{-6} \ll 1, \text{ то получаем:}$$

$$f_{\omega 12}^{(Tu)} = -\frac{0,9k_B T s^*}{\Omega} \int_0^{\varepsilon_{\Gamma}} \left(1 - \frac{\varepsilon - \varepsilon_R}{c}\right)^{-6} d\varepsilon - 3,6s^* D^* \left(\frac{2\pi k_B}{h} \alpha_l \bar{R} \theta T\right)^2 \cdot \int_0^{\varepsilon_{\Gamma}} \left(1 - \frac{\varepsilon - \varepsilon_R}{c}\right)^{-6} d\varepsilon, \quad (6)$$

где  $h$  – постоянная Планка.

Выполнив интегрирование и приняв во внимание изменение числа частиц на  $1 \text{ см}^2$  поверхности вследствие расширения металла в формуле

для  $f_{\omega 12}^{(Tu)}$ , получим следующее выражение для температурной зависимости МЭ, обусловленной ионной компонентой металла

$$\Delta f_{\omega 12}^{(Tu)} = -\frac{1}{5} s^* k_B T c \left[ \left( 1 - \frac{\varepsilon_{\Gamma} - \varepsilon_R}{c} \right)^{-5} - \left( 1 + \frac{\varepsilon_R}{c} \right)^{-5} \right] \left\{ \frac{0,9}{\Omega} + \frac{3,6 \alpha_e^2 R^2 \theta^2 T D^* (2\pi)^2 k_B}{h^2} \right\}, \quad (7)$$

где  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $D^*$  – плотность твердой фазы.

Электронный вклад в  $f_{\omega 12}^{(Tu)}$  рассчитаем согласно [4]. Температурное размытие границы Ферми обуславливает добавочную свободную энергию электрона

$$\Delta F = -\frac{\pi^2 k_B^2 T^2}{4\mu_0^*}. \quad (8)$$

где  $\mu_0^* = e\lambda V_i$  – энергия Ферми металла для случая рассматриваемой границы раздела фаз. Объемная плотность этой дополнительной энергии в любой плоскости переходного слоя металл – собственный расплав

$$\varpi_p = -\frac{\pi^2 k_B^2 T^2}{4\mu_0^*(x)} \rho(x) = -\frac{\pi^2 k_B^2 T^2}{4\mu_0^*(x)} \lambda^{2/3} \rho^{2/3}(\infty) \rho^{1/3}(x), \quad (9)$$

где  $\rho(x)$  – объемная плотность электронного газа. Поэтому избыточная свободная энергия, связанная с размытием границы Ферми во внутренней области металла, будет давать следующий вклад в  $f_{\omega 12}$  металла на границе с собственным расплавом

$$f_{\omega 12}^{i(Tu)} = -\frac{\pi^2 k_B^2 T^2}{4\mu_0^*} \lambda^{2/3} \rho^{2/3}(0) \int_0^{x_{\Gamma}} [\rho_i^{1/3}(x) - \rho_i^{1/3}(0)] dx. \quad (10)$$

Внешняя часть распределения электронной плотности ( $x > x_{\Gamma}$ ) даст вклад в  $f_{\omega 12}^{(Tu)}$

$$f_{\omega 12}^{e(Te)} = -\frac{\pi^2 k_B^2 T^2}{4\mu_0^*} \lambda^{2/3} \rho^{2/3}(0) \left\{ \int_{x_{\Gamma}}^{x_R} [\rho_i^{1/3}(x) - \rho_e^{1/3}(\infty)] dx + \int_{x_R}^{\infty} [\rho_e^{1/3}(x) - \rho_e^{1/3}(\infty)] dx \right\}. \quad (11)$$

Суммируя (10) и (11) и переходя к безразмерной переменной и функциям  $\chi_i(\varepsilon)$  и  $\chi_e(\varepsilon)$ , получим полный вклад в МЭ металла, обусловленный температурной зависимостью фермиевской энергии

$$f_{\omega 12}^{(T)} = -\frac{\pi^2 k_B^2 T^2}{4\mu_0^*} s^* \lambda \rho(0) \times \left\{ \int_0^{\varepsilon_{\Gamma}} [\chi_i^{1/2}(\varepsilon) - 1] d\varepsilon + \int_{\varepsilon_{\Gamma}}^{\varepsilon_R} \left[ \chi_i^{1/2}(\varepsilon) - \left( \frac{\rho_e(\infty)}{\rho_i(0)} \right)^{1/3} \right] d\varepsilon + \int_{\varepsilon_R}^{\infty} \left[ \chi_e^{1/2}(\varepsilon) - \left( \frac{\rho_e(\infty)}{\rho_i(0)} \right)^{1/3} \right] d\varepsilon \right\}. \quad (12)$$

Или, ввиду того что  $\rho_i(0) = z/\Omega$  и  $\frac{\rho_e(\varepsilon)}{\rho_i(0)} = (1+p)^{-1}$ , имеем:

$$f_{\omega 12}^{(T\varepsilon)} = -\frac{\pi^2 k_B^2 T^2}{4\mu_0^*} \frac{s^* z \lambda}{\Omega} \left\{ \int_0^{\varepsilon_\Gamma} [\chi_i^{1/2}(\varepsilon) - 1] d\varepsilon + \int_{\varepsilon_\Gamma}^{\varepsilon_R} \left[ \chi_i^{1/2}(\varepsilon) - \frac{1}{(1+p)^{1/3}} \right] d\varepsilon + \int_{\varepsilon_R}^{\infty} \left[ \chi_e^{1/2}(\varepsilon) - \frac{1}{(1+p)^{1/3}} \right] d\varepsilon \right\}. \quad (13)$$

Здесь  $z$  – среднее число свободных электронов на атом металла;  $\Omega$  – объем элементарного шара. Разложив в ряд  $\chi_i^{1/2}(\varepsilon)$  и проинтегрировав (13), получили вклад в температурный коэффициент МЭ, обусловленный размытием уровня Ферми:

$$f_{\omega 12}^{(T\varepsilon)} = -\frac{\pi^2 k_B^2 T^2}{4\mu_0^*} \frac{s^* z \lambda}{\Omega} \left\{ \frac{c(1-\chi_p(0))}{10} \left( 1 - \left( 1 + \frac{\varepsilon_R}{c} \right)^{-5} \right) - \left( 1 - \frac{1}{(1+p)^{1/3}} \right) (\varepsilon_R - \varepsilon_\Gamma) + \frac{Ac(1+p)^{1/3}}{2(n-1)} \right\}. \quad (14)$$

Аналогично, исходя из тех же положений, получаем выражения для температурного вклада в МЭ на границе малая частица – вакуум, тонкая пленка – вакуум, тонкая пленка – расплав.

Решение уравнения Томаса – Ферми для малой частицы на границе с вакуумом:

$$\chi_{iR}(\varepsilon) = 1 - \frac{1 - \chi_R(\varepsilon_R)}{(1 - (\varepsilon - \varepsilon_R)/c)^6} \quad \text{при } 0 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_R, \quad (15)$$

$$\chi_{eR}(\varepsilon) = \frac{\chi_R(\varepsilon_R)}{(1 + (\varepsilon - \varepsilon_R)/c)^4} \quad \text{при } \varepsilon \geq \varepsilon_R. \quad (16)$$

Проинтегрировав выражение (12) с учетом  $\rho_i(0) = z/\Omega$ ,  $\frac{\rho_e(\varepsilon)}{\rho_i(0)} = 0$ , (15)

и (16) для случая границы контакта малая частица – вакуум получим

$$f_{\omega 12}^{(T\varepsilon)} = -\frac{\pi^2 k_B^2 T^2}{4\mu_0^*} \lambda s^* \frac{z}{\Omega} \left\{ \varepsilon_R - \varepsilon_\Gamma + c \chi^{1/2}(\varepsilon_R) \right\}. \quad (17)$$

Для температурной зависимости МЭ на границе частица – вакуум, обусловленной ионной компонентой металла, выражение (7) по виду не изменится.

Рассуждая аналогичным образом, мы получили выражения для температурного вклада в МЭ тонких пленок на границе с вакуумом

$$f_{\omega 12}^{(Tu)} = -\frac{1}{5} s^* k_B T c \left[ \left( 1 - \frac{\varepsilon_\Gamma}{c} \right)^{-5} - \left( 1 + \frac{\varepsilon_H}{c} \right)^{-5} \right] \left( \frac{0,9}{\Omega} + \frac{3,6\alpha_e^2 R^2 \theta^2 T D^* (2\pi)^2 k_B}{h^2} \right), \quad (18)$$

$$f_{\omega 12}^{(T\varepsilon)} = -\frac{\pi^2 k_B^2 T^2 c}{4\mu_0^*} s^* \lambda \frac{z}{\Omega} \left\{ \frac{(1-\chi(0))}{10} \left( \left( 1 + \frac{\varepsilon_H}{c} \right)^{-5} - 1 \right) - \frac{\varepsilon_\Gamma}{c} + \chi^{1/2}(0) \right\}, \quad (19)$$

и расплавом

$$f_{\omega 12}^{(T \ominus)} = -\frac{\pi^2 k_B^2 T^2 c}{4\mu_0^*} s^* \lambda \frac{z}{\Omega} \left\{ \frac{(1 - \chi_p(0))}{10} \left( \left( 1 + \frac{\varepsilon_H}{c} \right)^{-5} - 1 \right) + \left( \frac{1}{(1+p)^{1/3}} - 1 \right) \frac{\varepsilon_T}{c} + \frac{(\chi_p(0) - (1+p)^{-2/3})}{2(n-1)(1+p)^{-1/3}} \right\}. \quad (20)$$

Объектом исследования мы выбрали родий, так как он имеет большое практическое значение для тонкой металлургии и тонкой химической технологии [11]. При оценке температурного вклада мы использовали значения термического коэффициента линейного расширения массивного родия. Скачок плотности при плавлении рассчитывался с учетом фактора заполнения. Расчеты проводились для грани (111), так как для металлов с гранецентрированной кубической структурой эта грань является энергетически более выгодной при росте тонких пленок и малых частиц [12].

Основной вклад в величину температурного коэффициента МЭ вносит ионная компонента металла. Температурный вклад в МЭ малых частиц и тонких пленок на различных границах раздела отрицателен, что согласуется с термодинамическим анализом [13] и справочными данными по температурной зависимости поверхностного натяжения родия [14]. Качественный характер размерной зависимости температурного вклада в МЭ наночастиц (см. рис. 1) на границе с собственным расплавом аналогичен ходу МЭ на той же границе [10].

С ростом линейных размеров частицы роль температурного вклада уменьшается. Так, например, если для частицы диаметром 2 нм составляет 43% от общей величины МЭ, то при 20 нм относительная величина вклада доходит только до 18%.

В отличие от сферических частиц значения температурного вклада МЭ ограненных частиц выше и его размерная зависимость проявляется заметнее (см. рис. 1 а, 1 б). Также проведена оценка вклада в температурный коэффициент, обусловленного размытием уровня Ферми. При 300К его величина доходит до 3,5–5,0% от вклада, обусловленного ионной компонентой металла.

Для тонких пленок на границе с вакуумом качественный ход размерной зависимости температурного вклада отличается от случая малых частиц. Размерная зависимость температурного вклада в МЭ тонких пленок на границе с вакуумом незначительна по сравнению с абсолютной величиной вклада, а при не высоких температурах сглаживается и становится линейной. При температуре 300К температурный вклад составляет порядка 1% от величины МЭ пленки на границе с вакуумом.

По аналогии со случаем межфазной границы малая частица - собственный расплав в случае контакта пленки с собственным и

несобственным расплавом следует ожидать повышения роли температурного вклада и его размерной зависимости.

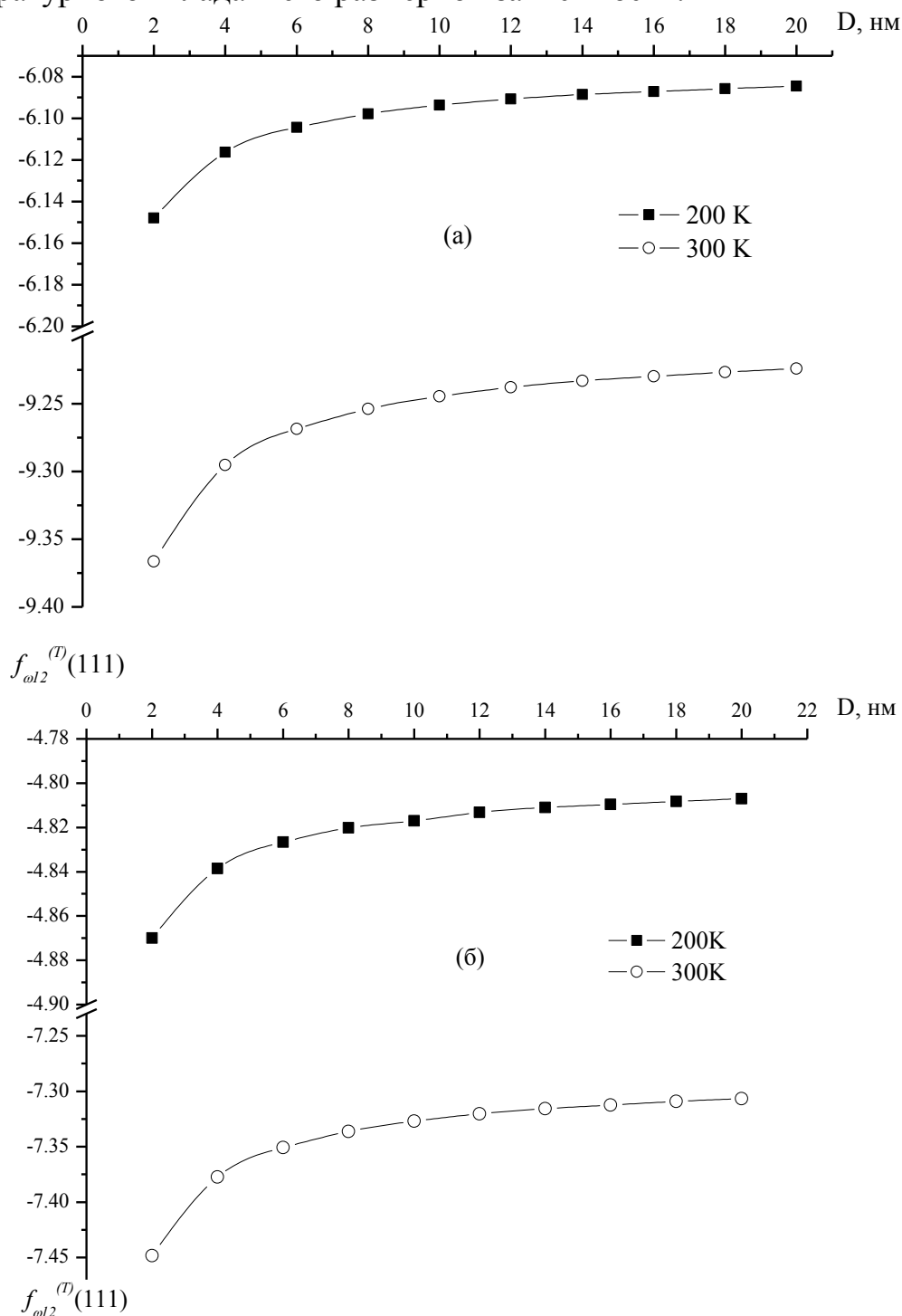


Рис. 1. Изотермы температурного вклада в межфазную энергию ( $мДж/м^2$ ) на границе с собственным расплавом (а) кубических частиц для грани (111), (б) сферических частиц родия.



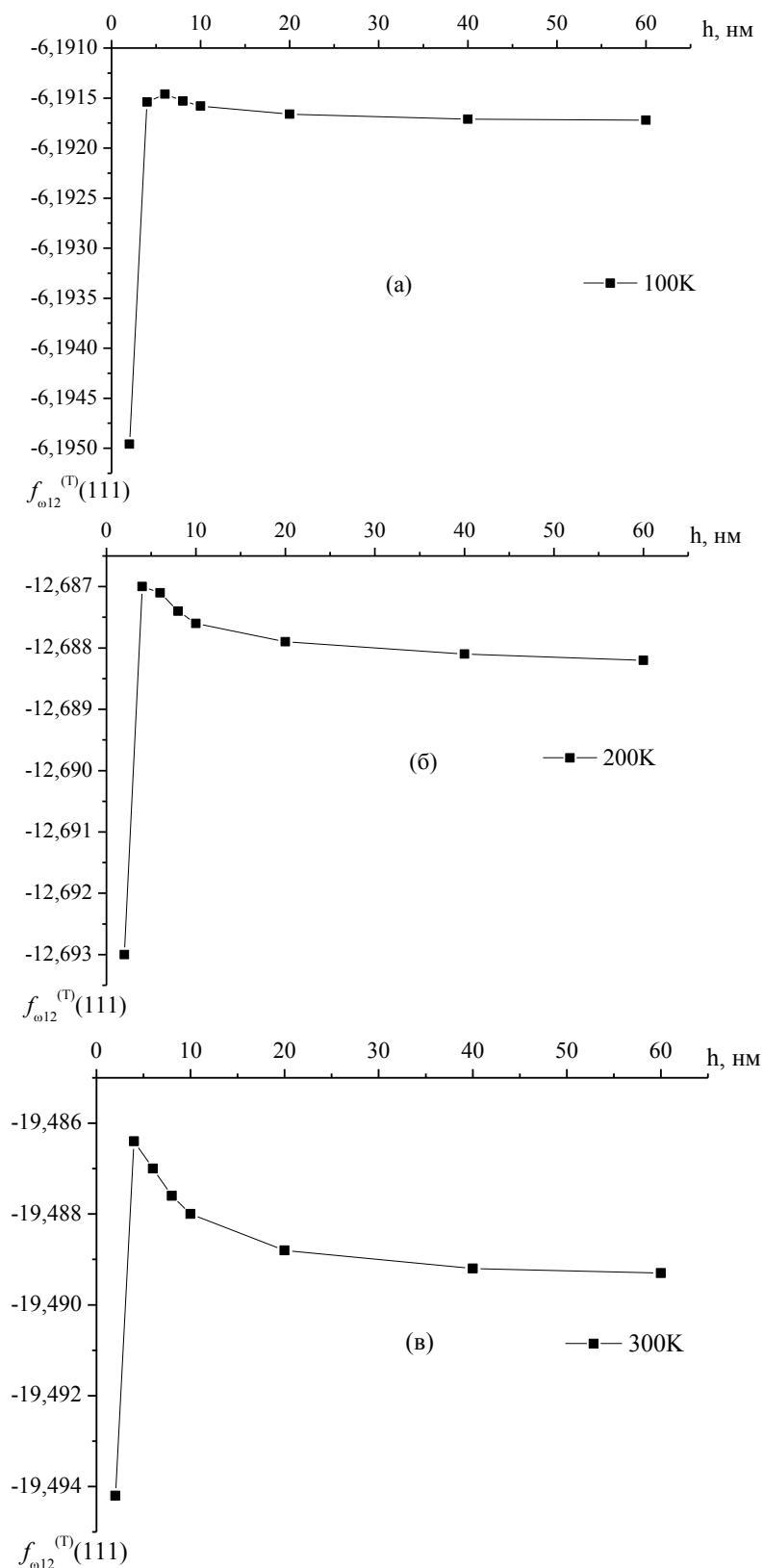


Рис. 2. Изотермы температурного вклада в межфазную энергию ( $\text{мДж}/\text{м}^2$ ) тонких пленок родия на границе с вакуумом для грани (111) для 100К (а), 200К (б) и 300К (в).

### **Выводы:**

1. Полученные нами выражения (14), (17), (19), (20) для температурного вклада в МЭ, обусловленного температурным размытием уровня Ферми, совместно с выражением для вклада, обусловленного ионной компонентой металла, дают корректную оценку размерной зависимости температурного вклада в МЭ тонких пленок и наночастиц на различных границах раздела.
2. По сравнению с величиной температурного вклада в МЭ полубесконечных кристаллов на границе с собственным расплавом ( $f_{\omega 12}^{(T)}(111) = -40,3 \text{ мДж/м}^2$ ) при уменьшении линейных размеров твердой фазы происходит заметное уменьшение величины температурного вклада. На границе раздела тонкая пленка – вакуум ( $f_{\omega 12}^{(T)}(111) = -19,4 \text{ мДж/м}^2$ ) величина изменяется незначительно.
3. Полученные формулы могут применяться для оценки температурного вклада в МЭ на границе раздела с несобственным расплавом в случае незначительной взаимной растворимости компонентов.

### **Библиографический список:**

1. **Frolov, T.** Temperature dependence of the surface free energy and surface stress: an atomistic calculation for  $Cu(110)$  / T. Frolov, Y. Mishin // *Physical Review B*. – 2009. – V. 79. – I. 4. – P. 045430-045439.
2. **Коротков, П.К.** Размерный эффект температуры фазовых превращений в контакте тонких металлических пленок / П.К. Коротков, Р.А. Мусуков, Т.А. Орквасов, В.А. Созаев // *Журнал технической физики*. – 2008. – Т. 78. – Вып. 3. – С. 99-100.
3. **Соколов, Д.Н.** О размерной зависимости удельной полной поверхностной энергии наночастиц металлов / Д.Н. Соколов, Н.Ю. Сдобняков, П.В. Комаров // *Мониторинг. Наука и технологии*. – 2011. – № 3. – С. 92-96.
4. **Задумкин, С.Н.** Современные теории поверхностной энергии чистых металлов / С.Н. Задумкин // *Поверхностные явления в расплавах и возникающих из них твердых фазах: сб. науч. ст. / под общей ред. С.Н. Задумкина*. – Нальчик: Кабардино-Балкарское книжное изд-во, 1965. – С. 12-27.
5. **Задумкин С.Н.** К статистической электронной теории межфазной поверхностной энергии металлов на границе кристалл-расплав / С.Н. Задумкин // *Физика металлов и металловедение*. – 1962. – Т. 13. – № 1. – С. 24-32.
6. **Шебзухова, И.Г.** Межфазная энергия на границе контакта полиморфных фаз щелочноземельных металлов с собственным расплавом и с органическими жидкостями. / И.Г. Шебзухова, А.М. Апеков, Л.П. Арефьева // *Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов: межвуз. сб. науч. тр. / под общей ред. В.М. Самсонова и Н.Ю. Сдобнякова*. – Тверь: Твер. гос. ун-т. – 2009. – Вып. 1. – С. 129-131.
7. **Хоконов, Х.Б.** Зависимость межфазной энергии металлов на границе кристалл – расплав от размера частиц. /Х.Б. Хоконов, С.Н. Задумкин // *Поверхностные явления в расплавах и возникающих из них твердых фазах: сб. науч. ст. под общей ред. С.Н. Задумкина*. – Нальчик: Кабардино-Балкарское книжное изд-во, 1965. – С. 75-78.

8. **Шебзухова, И.Г.** Размерная зависимость тонких пленок кадмия / И.Г. Шебзухова, Л.П. Арефьева // Известия РАН. Серия Физическая. – 2012. – Т. 76. – № 10. – С. 1262-1264.
9. **Шебзухова, И.Г.** Межфазная энергия плутония на границе с расплавами щелочных металлов. / И.Г. Шебзухова, Л.П. Арефьева // Труды третьего международного междисциплинарного симпозиума «Физика поверхностных явлений, межфазных границ и фазовые переходы». Нальчик – Ростов-на-Дону – Туапсе (17-23 сентября 2013). – Ростов н/Д: Изд-во СКНЦ ВШ ЮФУ АПСН, – 2013. – Вып. 3. – С. 19-22.
10. **Шебзухова, И.Г.** Межфазная энергия металлических частиц малых размеров на границе с собственным расплавом./ И.Г. Шебзухова, Л.П. Арефьева, Х.Б. Хоконов // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов: межвуз. сб. науч. тр. / под общей ред. В.М. Самсонова и Н.Ю. Сдобнякова. – Тверь: Твер. гос. ун-т, 2012. – Вып. 4. – С. 319-325.
11. **Дробот, Д.В.** Редкие и платиновые металлы в XX - XXI вв. / Д.В. Дробот, Т.М. Буслаева // Российский химический журнал. – 2001. – Т. XLV. – № 2. – С. 46-55.
12. Технология тонких пленок. Справочник / пер. с англ. под ред. М.И. Елинсона, Г.Г. Смолко. – Т. 2. – М.: Советское радио, 1977. – 768 с.
13. **Русанов, А.И.** Термодинамика поверхностных явлений. – Л.: ЛГУ, 1960. – 370 с.
14. Свойства элементов. Справочное издание / под ред. М.Е. Дрица. – М.: Металлургия, 1985. – 672 с.