

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ НА МЕЖФАЗНЫХ ГРАНИЦАХ

УДК 620.197

ПОСТРОЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ОЦЕНКИ ЭФФЕКТА РЕБИНДЕРА ПРИ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ АДсорбЦИИ НА ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТИ С УЧЕТОМ ЕЕ ДЕФОРМАЦИИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА НА НЕЙ

© 2024 г. Э. М. Подгаецкий*

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной механики РАН,
Ленинградский просп., 7, стр. 1, Москва, 119991 Россия
e-mail: podgaetsky@mail.ru

Поступила в редакцию 13.12.2023 г.

После доработки 27.01.2024 г.

Принята к публикации 22.11.2024 г.

В рамках термодинамической теории равновесной двухкомпонентной адсорбции из жидкости на плоской твердой поверхности с учетом ее деформации и наличия на ней электрического заряда при малых деформациях твердой фазы выводится аналитически для модели поверхностного слоя Фрумкина выражение приращения поверхностного натяжения межфазного слоя как функции четырех параметров состояния равновесной системы: двух плотностей адсорбции обоих компонентов, электрического потенциала и деформации твердой поверхности.

Ключевые слова: адсорбционный слой, твердая поверхность, двухкомпонентная адсорбция, деформация поверхности, плотность поверхностного заряда

DOI: 10.31857/S0044185624050037, EDN: MUBLDK

ВВЕДЕНИЕ

Открытый П.А. Ребиндером еще в начале XX века [1] эффект действия различных поверхностно активных веществ (ПАВ) в жидкости, омывающей твердую поверхность (от простых электролитов до очень химически сложных с невыясненной химической формулой) на характеристики разнообразных технических процессов (например, при бурении геологических пород [2] – скорость бурения, и другие их физические и механические свойства [3], а также деформационные характеристики металлов [4]) привел с одной стороны к многочисленным и разнообразным исследованиям этого воздействия [5]. Но с другой стороны затянулось отсутствие убедительных теорий этого эффекта, получившего название эффекта Ребиндера. Что вынудило технологов промышленных процессов

ограничиваться экспериментальным их тестированием, весьма обременительным из-за большого числа и разнообразия актуальных физических факторов, и привело к монополии “эмпиризма” [6]. Последствия такого дефицита побуждают некоторых “пессимистов” даже отрицать практическую применимость эффекта Ребиндера [7].

Построенная ранее [8–9] термодинамическая теория однокомпонентной адсорбции из жидкого раствора на твердой поверхности позволила выразить аналитически приращение $\Delta\sigma_r \equiv \sigma_r(\phi, \Gamma, \vartheta) - \sigma_r(\phi, 0, \vartheta)$ безразмерного поверхностного натяжения σ_r тонкого межфазного слоя границы раствор/твердая поверхность, содержащего добавку ПАВ с его безразмерной объемной концентрацией в жидкости c и с учетом деформации твердой поверхности ϑ и безразмерной поверхностной плотности электрического заряда q . Вошедшая в эту зависимость

функция, эквивалентная уравнению изотермы адсорбции ПАВ на недеформированной и не заряженной поверхности, вносит ясность в вопрос о том, на чем базируется определение величины $\Delta\sigma_r$, как функции от c . Знак величины $\Delta\sigma_r$ является согласно Ребиндеру критерием качества эффекта: при $\Delta\sigma_r < 0$ должно происходить разупрочнение твердой поверхности либо облегчение ее деформации при тех же силовых нагрузках, а при $\Delta\sigma_r > 0$ должно быть упрочнение твердой поверхности или затруднение ее деформации при тех же силовых нагрузках.

Выражение величины $\Delta\sigma_r \equiv -\Delta\sigma_r$ для однокомпонентной адсорбции в случае линейной зависимости заряда q от безразмерной плотности Γ адсорбата, т.е. по модели Фрумкина [10], впервые получено в [11] при малых ϑ . Без ограничения малых ϑ , т.е. для конечных ϑ , в [12] выведено эквивалентное выражение

$$\bar{\Delta}\sigma \equiv \sigma_r(\phi, 0, \vartheta) - \sigma_r(\phi, \Gamma, \vartheta) = \int_0^\Gamma \Gamma \frac{\partial \ln A}{\partial \Gamma} d\Gamma - z\Gamma \quad (1)$$

где функция $A(\Gamma)$ строится по изотерме адсорбции актуального адсорбата на не заряженной и не деформированной твердой поверхности, ϕ - безразмерное значение электрического потенциала твердой фазы, параметр z введен в последующих работах

$$z \equiv -(1 + \vartheta)[g(\phi) + k_0] \quad (1a)$$

и связан линейно (1a) с параметрами $g(\phi)$ и k_0 интегрирования дифференциальных уравнений по теории [12], а функция $\gamma_\vartheta \equiv \frac{\partial \Gamma(\phi, c, \vartheta)}{\partial \vartheta}$, одна из определяемых уравнениями совместности в [12], при конечных ϑ предполагается от ϑ не зависящей,

$$\gamma_\vartheta \equiv \frac{\partial \Gamma(\phi, c, \vartheta)}{\partial \vartheta} \cong \gamma_\vartheta(\Gamma, \phi) \quad (1b)$$

что приводит к равенству [12]

$$\gamma_\vartheta = \frac{A(g + k_0)}{A'} \quad (1c)$$

$$A' \equiv \frac{\partial A}{\partial \Gamma}$$

Как следует из примера (1) величина $\Delta\sigma_r$ может зависеть не только от функции $A(\Gamma)$, т.е. от величины адсорбции в точке Γ , но также и от интегрального оператора $I(\Gamma)$ по функции $A(\Gamma)$, как, например, в (1)

$$I = \int_0^\Gamma \Gamma \frac{\partial \ln A}{\partial \Gamma} d\Gamma \quad (2)$$

что делает зависимость приращения $\Delta\sigma_r$ от функции $A(\Gamma)$ более сложной

Вывод далее функции $\bar{\Delta}\sigma_r$ с учетом наличия в растворе и на поверхности второго ПАВ приведет к дополнительным интегральным операторам, усложняющим анализ функции $\bar{\Delta}\sigma_r$. Но при этом появляющиеся дополнительные параметры могут облегчить задачу оптимизации, трудно решаемую при однокомпонентной адсорбции.

ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для поставленной задачи вывода функции $\bar{\Delta}\sigma_r$ выпишем систему уравнений совместности, выведенных из равновесных уравнений термодинамики в [13] для случая двухкомпонентной адсорбции

$$\frac{\partial^2 q}{\partial \Gamma_1^2} = \frac{\partial R^a}{\partial \phi}, \quad (3a)$$

$$\frac{\partial^2 q}{\partial \Gamma_2 \partial \Gamma_1} = \frac{\partial f}{\partial \phi}, \quad (4a)$$

$$\frac{\partial^2 q}{\partial \Gamma_1 \partial \vartheta} = -\frac{\partial Y^a}{\partial \phi}, \quad (5a)$$

$$\frac{\partial R^a}{\partial \Gamma_2} = \frac{\partial f}{\partial \Gamma_1}, \quad (6a)$$

$$\frac{\partial R^a}{\partial \vartheta} = -\frac{\partial Y^a}{\partial \Gamma_1}, \quad (7a)$$

$$\frac{\partial Y^a}{\partial \Gamma_2} = -\frac{\partial f}{\partial \vartheta}, \quad (8a)$$

$$\frac{\partial^2 q}{\partial \Gamma_2^2} = \frac{\partial R^b}{\partial \phi}, \quad (3b)$$

$$\frac{\partial^2 q}{\partial \Gamma_1 \partial \Gamma_2} = \frac{\partial f}{\partial \phi}, \quad (4b)$$

$$\frac{\partial^2 q}{\partial \Gamma_2 \partial \vartheta} = -\frac{\partial Y^b}{\partial \phi}, \quad (5b)$$

$$\frac{\partial R^b}{\partial \Gamma_1} = \frac{\partial f}{\partial \Gamma_2}, \quad (6b)$$

$$\frac{\partial R^b}{\partial \vartheta} = -\frac{\partial Y^b}{\partial \Gamma_2}, \quad (7b)$$

$$\frac{\partial Y^b}{\partial \Gamma_1} = -\frac{\partial f}{\partial \vartheta}. \quad (8в)$$

где величины R^a, R^b, Y^a, Y^b

$$R^a \equiv D_1^{-1} \left(\frac{\partial \sigma_r}{\partial \Gamma_1} - D_2 f \right), \quad (9a)$$

$$R^b \equiv D_2^{-1} \left(\frac{\partial \sigma_r}{\partial \Gamma_2} - D_1 f \right), \quad (9b)$$

$$Y^a \equiv \gamma^a R^a + \gamma^b f, \quad (10a)$$

$$Y^b \equiv \gamma^b R^b + \gamma^a f, \quad (10b)$$

$$D_1 \equiv \Gamma_1 + (1 + \vartheta) \gamma^a, \quad (11a)$$

$$D_2 \equiv \Gamma_2 + (1 + \vartheta) \gamma^b. \quad (11b)$$

а уравнения изотерм адсорбции для компонент “а” и “в” строятся в форме

$$c_1 = \exp(-w_1), \quad (12a)$$

$$c_2 = \exp(-w_2) \quad (12b)$$

и функция f в уравнениях (3а)–(8в) определяется равенствами

$$f = \frac{\partial w_1}{\partial \Gamma_2} = \frac{\partial w_2}{\partial \Gamma_1}, \quad (13)$$

которые используют условие

$$d \equiv \frac{\partial W_1}{\partial \Gamma_1} \frac{\partial W_2}{\partial \Gamma_2} - \frac{\partial W_2}{\partial \Gamma_1} \frac{\partial W_1}{\partial \Gamma_2} \neq 0 \quad (13a)$$

Краевым условием при решении уравнений совместности (3а)–(8в) служат уравнения изотерм адсорбции для каждой компоненты “а” и “в”, в которые входят функции $A_1(\Gamma_1, \Gamma_2)$ $A_2(\Gamma_1, \Gamma_2)$, задаваемые либо экспериментально либо феноменологически для незаряженной и не деформированной твердой поверхности

$$B_1 c_1 \Big|_{\substack{\vartheta=0 \\ \varphi=\varphi_0}} = A_1(\Gamma_1, \Gamma_2), \quad (14a)$$

$$B_2 c_2 \Big|_{\substack{\vartheta=0 \\ \varphi=\varphi_0}} = A_2(\Gamma_1, \Gamma_2), \quad (14b)$$

где φ_0 – заданное значение электрического потенциала, при котором выполнены условия отсутствия заряда на твердой поверхности и ее деформации.

Для замкнутости уравнений совместности, т.е. для существования их решения, необходимо ввести уравнение поверхностного слоя – выражение функции $q(\varphi, \Gamma_1, \Gamma_2, \vartheta)$ – , которое здесь будем рассматривать в модели Фрумкина [10], с обобщением зависимости q от ϑ [13]

$$q = \varepsilon_0(\varphi, \vartheta) + \varepsilon_1^a(\varphi) \Gamma_1 + \varepsilon_1^b(\varphi) \Gamma_2 + \\ + (\Gamma_1 g_1' + \Gamma_2 g_2') \vartheta, \quad (15)$$

$$g_1' \equiv \frac{dg_1}{d\varphi}, g_2' \equiv \frac{dg_2}{d\varphi}$$

Равенство (15) соответствует модели Фрумкина [10] и ситуации, когда в твердой поверхности имеется имманентный механизм образования при ее деформации новых центров адсорбции [14].

ВЫВОД ВЕЛИЧИНЫ $\bar{\Delta}\sigma_r$ ПРИ МАЛЫХ ϑ ИЗ УРАВНЕНИЙ СОВМЕСТИМОСТИ

Из уравнения (15) прежде всего следуют равенства

$$\frac{\partial^2 q}{\partial \Gamma_1 \partial \Gamma_2} = \frac{\partial^2 q}{\partial \Gamma_2 \partial \Gamma_1} = 0. \quad (16)$$

Из (3а), (3в), (4а), (4в), (5а), (5в), (16) имеем

$$\frac{\partial f}{\partial \varphi} = 0, \quad (17)$$

$$\frac{\partial R^a}{\partial \varphi} = 0, \quad (18)$$

$$\frac{\partial R^b}{\partial \varphi} = 0, \quad (19)$$

$$\frac{\partial Y^a}{\partial \varphi} = -g_1', \quad (20)$$

$$\frac{\partial Y^b}{\partial \varphi} = -g_2'. \quad (21)$$

Далее будем полагать

$$\vartheta \ll 1 \quad (22)$$

и для всех функций от ϑ ограничиваться с учетом (22) нулевым порядком точности, т.е. полагать $\vartheta = 0$. Из (17) тогда имеем

$$f \cong f|_{\vartheta=0} \equiv f_0(\Gamma_1, \Gamma_2). \quad (23)$$

Из определения функции f в (13) и равенства (23) получим

$$f_0 = -\frac{\partial \ln A_1}{\partial \Gamma_2} = -\frac{\partial \ln A_2}{\partial \Gamma_1}. \quad (24)$$

Выразим теперь производные

$$\left. \frac{\partial \sigma_r}{\partial \Gamma_1} \right|_{\vartheta=0} \text{ и } \left. \frac{\partial \sigma_r}{\partial \Gamma_2} \right|_{\vartheta=0}$$

из равенств (9а) и (9в) через функции R^a, R^b при $\vartheta = 0$,

$$\left. \frac{\partial \sigma_r}{\partial \Gamma_1} \right|_{\vartheta=0} = (\Gamma_1 + \gamma_0^a) R_0^a + (\Gamma_2 + \gamma_0^b) f_0, \quad (25a)$$

$$\left. \frac{\partial \sigma_r}{\partial \Gamma_2} \right|_{\vartheta=0} = (\Gamma_2 + \gamma_0^b) R_0^b + (\Gamma_1 + \gamma_0^a) f_0, \quad (25b)$$

где

$$\begin{aligned} \gamma_0^a &\equiv \gamma^a|_{\vartheta=0}, \quad \gamma_0^b \equiv \gamma^b|_{\vartheta=0}, \\ R_0^a &\equiv R^a|_{\vartheta=0}, \quad R_0^b \equiv R^b|_{\vartheta=0}. \end{aligned} \quad (26)$$

Проинтегрируем теперь равенство (25а) по Γ_1 от 0 до Γ_1 , а равенство (25в) по Γ_2 от 0 до Γ_2

$$\begin{aligned} \int_0^{\Gamma_1} \left. \frac{\partial \sigma_r}{\partial \Gamma_1} \right|_{\vartheta=0} d\Gamma_1 &= \sigma_r(\varphi, \Gamma_1, \Gamma_2, 0) - \sigma_r(\varphi, 0, \Gamma_2, 0) = \\ &= \int_0^{\Gamma_1} (\Gamma_1 + \gamma_0^a) R_0^a d\Gamma_1 + \int_0^{\Gamma_1} (\Gamma_2 + \gamma_0^b) f_0 d\Gamma_1, \end{aligned} \quad (27a)$$

$$\begin{aligned} \int_0^{\Gamma_2} \left. \frac{\partial \sigma_r}{\partial \Gamma_2} \right|_{\vartheta=0} d\Gamma_2 &= \sigma_r(\varphi, \Gamma_1, \Gamma_2, 0) - \sigma_r(\varphi, \Gamma_1, 0, 0) = \\ &= \int_0^{\Gamma_2} (\Gamma_2 + \gamma_0^b) R_0^b d\Gamma_2 + \int_0^{\Gamma_2} (\Gamma_1 + \gamma_0^a) f_0 d\Gamma_2. \end{aligned} \quad (27b)$$

Выразим теперь два представления функции $\sigma_r(\varphi, \Gamma_1, \Gamma_2, 0)$, получаемые из (27а) и из (27в)

$$\begin{aligned} \sigma_r(\varphi, \Gamma_1, \Gamma_2, 0) &= \sigma_r(\varphi, 0, \Gamma_2, 0) + \\ &+ \int_0^{\Gamma_1} (\Gamma_1 + \gamma_0^a) R_0^a d\Gamma_1 + \int_0^{\Gamma_1} (\Gamma_2 + \gamma_0^b) f_0 d\Gamma_1, \end{aligned} \quad (28a)$$

$$\begin{aligned} \sigma_r(\varphi, \Gamma_1, \Gamma_2, 0) &= \sigma_r(\varphi, \Gamma_1, 0, 0) + \\ &+ \int_0^{\Gamma_2} (\Gamma_2 + \gamma_0^b) R_0^b d\Gamma_2 + \int_0^{\Gamma_2} (\Gamma_1 + \gamma_0^a) f_0 d\Gamma_2. \end{aligned} \quad (28b)$$

Приравнявая (28а) и (28в), получим связь величин $\sigma_r(\varphi, 0, \Gamma_2, 0)$ и $\sigma_r(\varphi, \Gamma_1, 0, 0)$

$$\begin{aligned} \sigma_r(\varphi, 0, \Gamma_2, 0) &= \sigma_r(\varphi, \Gamma_1, 0, 0) - \\ &- \int_0^{\Gamma_1} (\Gamma_1 + \gamma_0^a) R_0^a d\Gamma_1 - \int_0^{\Gamma_1} (\Gamma_2 + \gamma_0^b) f_0 d\Gamma_1 \\ &+ \int_0^{\Gamma_2} (\Gamma_2 + \gamma_0^b) R_0^b d\Gamma_2 + \int_0^{\Gamma_2} (\Gamma_1 + \gamma_0^a) f_0 d\Gamma_2. \end{aligned} \quad (29)$$

Подставляя $\sigma_r(\varphi, 0, \Gamma_2, 0)$ из (29) в (28а), найдем

$$\begin{aligned} \sigma_r(\varphi, \Gamma_1, \Gamma_2, 0) &= \sigma_r(\varphi, \Gamma_1, 0, 0) + \\ &+ \int_0^{\Gamma_2} (\Gamma_2 + \gamma_0^b) R_0^b d\Gamma_2 + \int_0^{\Gamma_2} (\Gamma_1 + \gamma_0^a) f_0 d\Gamma_2. \end{aligned} \quad (30)$$

Чтобы вывести приращение $\Delta \sigma_r \equiv \sigma_r(\varphi, \Gamma_1, \Gamma_2, 0) - \sigma_r(\varphi, 0, 0, 0)$ далее представим его в виде

$$\Delta \sigma_r = \Delta_1 + \Delta_2. \quad (31)$$

где с учетом (30)

$$\begin{aligned} \Delta_1 &\equiv \sigma_r(\varphi, \Gamma_1, \Gamma_2, 0) - \sigma_r(\varphi, \Gamma_1, 0, 0) = \\ &= \int_0^{\Gamma_2} (\Gamma_2 + \gamma_0^b) R_0^b d\Gamma_2 + \int_0^{\Gamma_2} (\Gamma_1 + \gamma_0^a) f_0 d\Gamma_2, \end{aligned} \quad (32)$$

$$\Delta_2 \equiv \sigma_r(\varphi, \Gamma_1, 0, 0) - \sigma_r(\varphi, 0, 0, 0). \quad (33)$$

Приращение величины Δ_2 в (33) по аргументу Γ_1 выполняется при $\Gamma_2 = 0$, т.е. в отсутствие адсорбции частиц “в”, что сильно облегчает вывод величины Δ_2 для частных моделей адсорбционного слоя. Для вывода Δ_2 далее примем условие (1в) при однокомпонентной адсорбции частиц “а”, т.е. при $\Gamma_2 = 0$. Это условие позволяет воспользоваться представлением величины Δ_2 при $\vartheta = 0$ согласно [12] в виде

$$\begin{aligned} \Delta_2|_{\vartheta=0} &\equiv \sigma_r(\varphi, \Gamma_1, 0, 0) - \sigma_r(\varphi, 0, 0, 0) = \\ &= - \int_0^{\Gamma_1} \Gamma_1 \frac{\partial \ln A_1(\Gamma_1, 0)}{\partial \Gamma_1} d\Gamma_1 + z_a \Gamma_1, \end{aligned} \quad (34)$$

где z_a – функция-параметр, соответствующий случаю $\Gamma_2=0$ по теории [12] и при $\vartheta = 0$ равен выражению (1а), а функция A_1 в (34) задается в (14а) и может быть определена экспериментально по изотерме индивидуальной адсорбции частиц “а” на недеформированной и электро-нейтральной твердой поверхности. Либо построена феноменологически.

Для семантического удобства в [16] был введен критерий эффекта Ребиндера в виде

$$\bar{\Delta}\sigma \equiv -\Delta\sigma_r, \quad (35)$$

который имеет положительное ($\bar{\Delta}\sigma > 0$) значение, если вследствие адсорбции происходит разупрочнение твердой поверхности или облегчение ее деформации при тех же силовых нагрузках. А при $\bar{\Delta}\sigma < 0$ имеет место, наоборот, упрочнение твердой поверхности разрушаемого тела после адсорбции, что может приводить к повышению износа инструментов разрушения твердой поверхности.

Используя обозначение $\bar{\Delta}\sigma$ (35) из (31)–(33) найдем

$$\begin{aligned} \bar{\Delta}\sigma|_{\vartheta=0} &\equiv -\Delta_1|_{\vartheta=0} - \Delta_2|_{\vartheta=0} = \sigma_r(\varphi, \Gamma_1, 0, 0) - \\ &- \sigma_r(\varphi, \Gamma_1, \Gamma_2, 0) + \sigma_r(\varphi, 0, 0, 0) - \\ &- \sigma_r(\varphi, \Gamma_1, 0, 0) = -\int_0^{\Gamma_2} (\Gamma_2 + \gamma_0^b) R_0^b d\Gamma_2 - \int_0^{\Gamma_1} (\Gamma_1 + \\ &+ \gamma_0^a) f_0 d\Gamma_1 + \int_0^{\Gamma_1} \Gamma_1 \frac{\partial \ln A_1(\Gamma_1, 0)}{\partial \Gamma_1} d\Gamma_1 - z_a \Gamma_1. \end{aligned} \quad (36)$$

Формула величины $\bar{\Delta}\sigma$ в (36) может быть уточнена, применяя в ней равенство для функции R_0^a , выведенное в принятых условиях в [13],

$$R_0^a = -\frac{\partial \ln A_1(\Gamma_1, \Gamma_2)}{\partial \Gamma_1}, \quad (37)$$

а для функции f_0 формулу (24), параметр z_a при этом определяется в (1а)

Чтобы реализовать в (31) предельный переход к случаю однокомпонентной адсорбции, например, компонента “а”, достаточно положить в (31) $\Gamma_2 = 0$. Тогда первые два интегральные операторы очевидно обратятся в нуль, а третий от Γ_2 не зависит по определению

С учетом (36), (32), (33) из (31) найдем

$$\bar{\Delta}\sigma \Big|_{\Gamma_2=0} \equiv \int_0^{\Gamma_1} \Gamma_1 \frac{\partial \ln(\Gamma_1, 0)}{\partial \Gamma_1} d\Gamma_1 - z_a \Gamma_1, \quad (38)$$

что совпадает со значением величины $\bar{\Delta}\sigma_{\vartheta=0}$ при однокомпонентной адсорбции частиц “а”, получаемой из (1) и впервые выведенной в [12] также при условии (1в) и при конечных ϑ .

Построение функции $\bar{\Delta}\sigma_{\vartheta=0}$ в зависимости от c_1 или c_2 неизбежно будет использовать уравнения изотерм компонент “а” и “в” [3]

$$B_1 c_1 \exp \left\{ \int_{\varphi_0}^{\varphi} \varepsilon_1^a d\varphi \right\} = A_1(\Gamma_1, \Gamma_2), \quad (39)$$

$$B_2 c_2 \exp \left\{ \int_{\varphi_0}^{\varphi} \varepsilon_1^b d\varphi \right\} = A_2(\Gamma_1, \Gamma_2).$$

Из (39) следует, что наиболее эффективными, т.е. влияющими, являются параметры $B_1, B_2, \varepsilon_1^a, \varepsilon_1^b$.

Наличие у функции (36) дополнительных параметров, прибавляемых изотермой адсорбции частиц “b” (14b), позволяет ставить в будущем вопрос о поиске условий, при которых оценка $\bar{\Delta}\sigma|_{\vartheta=0}$ (36) может значительно прирасти даже для малых значений Γ_2 . Что позволит подвинуть по оси концентрации c_1 точку максимального или экстремального значения области избирательности эффекта Ребиндера малыми добавками второго компонента адсорбции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованием уравнений совместности при термодинамическом описании двухкомпонентной равновесной адсорбции из жидкости на твердой поверхности в случае модели Фрумкина поверхностного слоя выведено аналитически выражение термодинамической оценки приращения поверхностного натяжения межфазного слоя как функции четырех параметров равновесного состояния: двух поверхностных плотностей адсорбций обоих компонентов (частиц “а” и частиц “в”), потенциала электрического поля в тонком межфазном слое твердая поверхность/жидкость, и малая величина деформации этой поверхности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ребиндер П.А. Сборник докладов на VI съезде физиков. М.: ОГИЗ. 1928 г. С. 29.
2. Ребиндер П.А., Шрейнер Л.А., Жигач К.Д. Понижители твердости в бурении. М., Л.: АН СССР. 1944. 199 с.
3. Попов С.М. // Геология, геофизика и разработка нефтяных и газовых месторождений. 2015. № 8. С. 49.
4. Ребиндер П.А., Шукин Е.Д. // Успехи физических наук. 1972. Т. 108. Вып. 1. С. 3.
5. Михайлов Н.Н., Попов С.Н. // Вестник ЦКР Роснедра. 2015. № 3. С. 17.
6. Латышев О.Г. Разрушение горных пород. М.: Теплотехника. 2007. 672 с.
7. Евсеев В.Д. // Бурение и нефть. 2010. № 9. С. 16.

8. Подгаецкий Э.М. // Электрохимия. 1999. Т. 35. С. 528.
9. Подгаецкий Э.М. // Электрохимия. 2005. Т. 41. С. 20.
10. Фрумкин А.Н. // Тр. хим. ин-та им. Л. Я. Карпова. Т. 4. С. 56. Т. 5. С. 3.
11. Подгаецкий Э.М. // Физикохимия поверхности и защита материалов. 2013. Т. 49. С. 155.
12. Подгаецкий Э.М. // Физикохимия поверхности и защита материалов. 2014. Т. 50. № 4. С. 339.
13. Подгаецкий Э. М. // Физикохимия поверхности и защита материалов. 2023. Т. 59. С. 353.
14. Подгаецкий Э.М. // Физикохимия поверхности и защита материалов. 2016. Т. 52. С. 237.
15. Боярская Ю.С., Грабко Д.З., Кац М.С. Физика процессов микроиндентирования. Кишинев. 1986. Изд. Штиница, 293 с.
16. Подгаецкий Э.М. // Физикохимия поверхности и защита материалов. 2017. Т. 53. С. 572.