

**ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ  
НА МЕЖФАЗНЫХ ГРАНИЦАХ**

УДК 541.13,622

**ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ЭФФЕКТА РЕБИНДЕРА С УЧЕТОМ  
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА АДсорБИРОВАННОГО ИОНА  
ПОВЕРХНОСТНО АКТИВНОГО ВЕЩЕСТВА**

© 2022 г. Э. М. Подгаецкий\*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт прикладной механики Российской академии наук,  
Ленинский просп., 32а, Москва, 119991 Россия

\*e-mail: Podgaetsky@mail.ru

Поступила в редакцию 14.10.2021 г.

После доработки 02.06.2022 г.

Принята к публикации 09.06.2022 г.

В случае однокомпонентной адсорбции катионогенного поверхностно активного вещества (ПАВ) ДТАБ (додецилтриметиламмония бромид) на поверхности геологических пород на основе ранее полученной термодинамической теории адсорбции на твердой поверхности построена термодинамическая оценка эффекта Ребиндера с учетом электрического заряда адсорбированного катиона ДТАБ. Используется экспериментальная изотерма адсорбции ДТАБ на недеформированной поверхности, имеющая выраженную S-образность ее формы. С учетом заряда адсорбированного катиона ДТАБ получена аналитически точка максимума по оси объемной концентрации ДТАБ величины оценки эффекта Ребиндера и ее зависимость от электрического потенциала твердой фазы.

*Ключевые слова:* адсорбция, катионогенный ПАВ, твердая поверхность, электрический потенциал, эффект Ребиндера

DOI: 10.31857/S0044185622050205

**ВВЕДЕНИЕ**

В [1] на основе ранее развитой теории [2–6] впервые была построена аналитически функция термодинамической оценки эффекта Ребиндера при адсорбции ДТАБ (додецилтриметиламмония бромид) на геологических минералах, используя S-образную форму изотермы адсорбции ДТАБ на кремнеземе [7]<sup>1</sup> (рис. 1). Построение зависимости приращения  $\Delta\tilde{\sigma}_r$  поверхностного натяжения межфазного слоя после адсорбции в функции от объемной концентрации  $\tilde{c}$  ДТАБ в [1] соответствовало случаю отсутствия электрического заряда адсорбированного иона, т.е. неионогенного ПАВ (поверхностно активного вещества), хотя ДТАБ является катионогенным ПАВ. Но и в указанном приближении сравнение выведенной кривой  $\Delta\tilde{\sigma}_r(\tilde{c})$  с экспериментальными измерениями скорости сверления [8] (рис. 2 из [1]) показало при указанных в [1] значениях параметров теории (условия куполообразности) симбатность сравниваемых функций. Более того, для кварца и гранита точка максимума  $\tilde{c}_{\max}$  по оси  $\tilde{c}$  величины

$\Delta\tilde{\sigma}_r \equiv -\Delta\tilde{\sigma}_r$  и точка максимума  $(\tilde{c}_{\max})_{\text{exp}}$  по оси  $\tilde{c}$  скорости сверления оказались достаточно близкими  $-4.72 \frac{\text{ММОЛЬ}}{\text{Л}}$  и  $1 \frac{\text{ММОЛЬ}}{\text{Л}}$  – соответственно.

Представляет интерес оценить влияние электрического заряда катиона ПАВ на величину  $\tilde{c}_{\max}$  также при адсорбции ДТАБ [7].

**ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ**

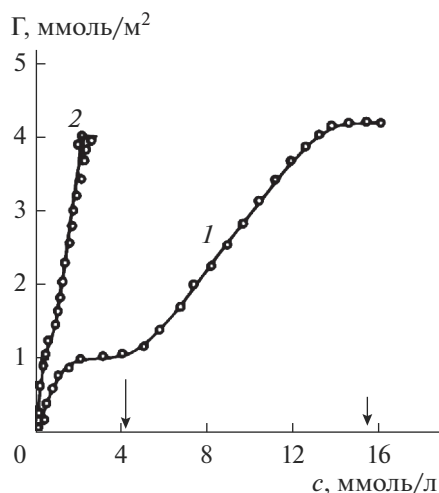
Принимая условия термодинамического равновесия однокомпонентного адсорбционного слоя на твердой поверхности с жидкой фазой раствора адсорбата с учетом деформации поверхности и электрического заряда на ней [6], введем безразмерные актуальные величины:

$$c = \frac{\tilde{c}}{c_*}, \quad \Gamma = \frac{\tilde{\Gamma}}{\Gamma_*}, \quad \varphi = \frac{\tilde{\Phi}}{\Phi_*}, \quad (1)$$

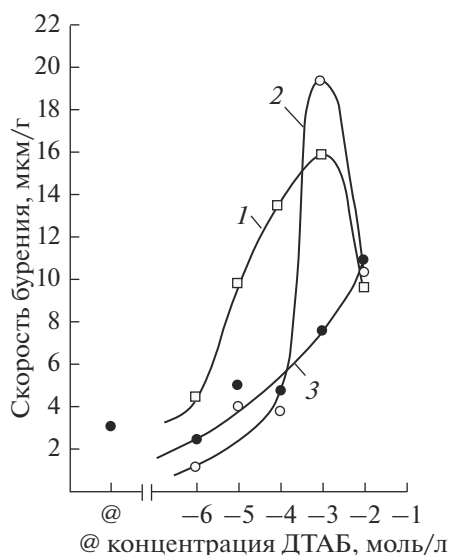
$$\sigma_r = \frac{\tilde{\sigma}_r}{RT\Gamma_*}, \quad q = \frac{\tilde{q}\Phi_*}{RT\Gamma_*}, \quad \vartheta = \frac{S - S_0}{S_0},$$

где  $\tilde{c}$ ,  $\tilde{\Gamma}$ ,  $\tilde{\Phi}$ ,  $\tilde{\sigma}_r$ ,  $\tilde{q}$ ,  $\vartheta$  – соответственно, размерные объемная и поверхностная концентрации адсор-

<sup>1</sup> Аналогичная оценка эффекта Ребиндера для случая адсорбции сульфанола на известняке была получена ранее в работе [13].



**Рис. 1.** Изотерма адсорбции бромида додецилтриметиламмония (1) и итерадецил-триметиламмония (2) на поверхности кремнезема при 25°C и рН 8.2. Стрелками указаны значения критических концентраций мицеллообразования.



**Рис. 2.** Изменение скорости бурения в различных породах алмазной бурильной коронкой при использовании водных растворов ДТАБ: 1 – гранит уэстерли, 2 – кварц, 3 – микроклин.

бата, электрический потенциал твердой фазы, поверхностное натяжение межфазного слоя, удельная поверхностная плотность электрического заряда, генерируемого зарядом адсорбированного йона ПАВ и первоначальным зарядом твердой поверхности,  $S_0$  и  $S$  – площадь межфазной поверхности жидкость/твердое тело до и после деформации,  $\vartheta$  – деформация, т.е. определение ее меры;  $c_*, \Gamma_*, \varphi_*$  – масштабные параметры, выбираемые произвольно из удобства анализа  $c_*, \Gamma_*$  выберем такими же, как и в [1], а  $\varphi_* = 1$  в.

В терминах обозначений (1) выведенное в [2] выражение приращения поверхностного натяжения  $\sigma_r$  имеет вид:

$$\bar{\Delta}\sigma \equiv -\sigma_r(\Gamma, \varphi, \vartheta) + \sigma_r(0, \varphi, \vartheta) = I - z\Gamma, \quad (2)$$

$$I \equiv \int_0^\Gamma \Gamma \frac{A'}{A} d\Gamma, \quad (2a)$$

где  $A' \equiv \frac{dA}{d\Gamma}$ ,  $z$  – параметр, не зависящий от  $\Gamma$ , выраженный через константы интегрирования диф-

ференциальных уравнений теории [2] и возможен случай, когда  $z$  от  $\varphi$  не зависит;

$$z \equiv -(1 + \vartheta)(g + k_0), \quad k_0 = \text{const},$$

$g(\varphi)$  – функция только от  $\varphi$ , задаваемая конкретной моделью поверхностного слоя, т.е. зависимостью  $q$  от  $\Gamma$ ; вывод равенства (2) предполагает линейную зависимость функции  $q(\Gamma)$ , т.е. использует модель Фрумкина двух параллельных конденсаторов [9] в уравнении поверхностного слоя, но обобщенную далее и для учета зависимости  $q$  от  $\vartheta$

$$q \equiv \frac{\tilde{q} \varphi_*}{RT\Gamma_*} = \varepsilon_0(\varphi, \vartheta) + \varepsilon_1(\varphi)\Gamma + \Gamma \frac{dg}{d\varphi} \vartheta, \quad (3)$$

функция  $A(\Gamma)$  определяется краевым условием, имеющим смысл изотермы адсорбции при  $\varphi = \varphi_0$ ,  $\vartheta = 0$

$$Bc|_{\varphi=\varphi_0}^{\vartheta=0} = A(\Gamma), \quad B \equiv \text{const} > 0, \quad (4)$$

$$A(0) = 0, \quad A'(0) > 0. \quad (4a)$$

Эквивалентным (4) краевым условием является также

$$Bc|_{\varepsilon_1=0}^{\vartheta=0} = A(\Gamma), \quad B \equiv \text{const} > 0. \quad (4b)$$

Условие (4a) означает наличие в изотерме  $A(\Gamma)$  при малых  $\Gamma$  и  $c$  участка Генри, когда концентрация  $c$  линейная функция от  $\Gamma$ .

Соответствующее принятым условиям уравнение изотермы адсорбции, выведенное в [2], имеет вид:

$$Bc \exp \left\{ \int_{\varphi_0}^{\varphi} \varepsilon_1(\varphi) d\varphi - \frac{\vartheta}{1 + \vartheta} z \right\} = A(\Gamma). \quad (5)$$

Чтобы оценить влияние электрического заряда на твердой поверхности на точку  $\tilde{c}_{\max}$  выпишем в размерном виде величину удельной плотности электрического заряда  $\tilde{q}_+$ , образуемого адсорбцией  $\tilde{\Gamma}$  катиона ДТАБ в случае  $\vartheta = 0$ . Полагая, что ион ДТАБ является одновалентным, искомый заряд  $\tilde{q}_+$  будет линейно связан с  $\tilde{\Gamma}$  в виде:

$$\tilde{q}_+ = eN_A \tilde{\Gamma} = \frac{RT\Gamma_*}{\varphi_*} \frac{eN_A \varphi_*}{RT} \Gamma, \quad (6)$$

где согласно [10]:  $e = 1.6021 \times 10^{-19}$  Кл – величина заряда электрона, Кл – Кулон;

$N_A = 6.02204 \times 10^{23} \frac{1}{\text{моль}}$  – число Авогадро;

$R = 8.3143 \frac{\text{дж}}{\text{град моль}}$  – универсальная газовая

постоянная, дж – джоуль =  $10^7$  эрг;  $T = (t^0 + 273.16)$  – температура по шкале Кельвина;  $t^0$  – по шкале Цельсия.

Из (3) и (6) получим выражение безразмерной плотности заряда  $q_0 = q|_{\vartheta=0}$

$$q_0 = \tilde{q}|_{\vartheta=0} \frac{\varphi_*}{RT\Gamma_*} = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 \Gamma, \quad (7)$$

где

$$\varepsilon_1 = \frac{eN_A \varphi_*}{RT}. \quad (7a)$$

Используя связь единиц [11]

$$1 \text{ дж} = 1 \text{ Кл в} \quad (8)$$

найдем для величин  $\frac{RT\Gamma_*}{\varphi_*}$  и  $\frac{eN_A \varphi_*}{RT}$  выражение их размерности, когда единица длины равна 1 см

$$\left[ \frac{KE\Gamma_*}{\varphi_*} \right] = \frac{\frac{\text{дж}}{\text{град моль}} \frac{\text{град}}{\text{см}^2} \frac{\text{моль}}{\text{см}^2}}{\text{в}} = \frac{\text{дж}}{\text{в см}^2} = \frac{\text{Кл}}{\text{см}^2}, \quad (9)$$

$$\left[ \frac{eN_A \varphi_*}{RT} \right] = \frac{\frac{\text{Кл в}}{\text{град моль}}}{\text{дж}} = \frac{\text{Кл в}}{\text{дж}} = 1.$$

Метод построения аппроксимации функции термодинамической оценки эффекта Ребиндера в [1] по изотерме адсорбции ДТАБ  $c_A(\Gamma)$  [7] при условии  $\varepsilon_1 = 0$  позволил найти безразмерную точку  $c_{\max} = c_* \tilde{c}_{\max}$  при  $\vartheta = 0$ . Эта точка определяется по уравнению (5) при  $\vartheta = 0$  из равенства [1]

$$c_{\max}|_{\varepsilon_1=0}^{\vartheta=0} = B^{-1} A_p(\Gamma)|_{\Gamma=\Gamma_2}, \quad (10)$$

где  $A_p$  – кусочно-линейная аппроксимация произведения  $Bc_A(\Gamma)$ , т.е. изотермы адсорбции ДТАБ на кремнеземе [7],  $\Gamma_2 = 0.244$  – характерная для этой изотермы точка построения [1],  $B = k_1$ , а  $k_1$  – коэффициент линейной зависимости  $c(\Gamma)$  при малых  $\Gamma$  и  $c$  при аппроксимации изотермы в [1].

При этом размерное значение  $\tilde{c}_{\max}|_{\varepsilon_1=0}^{\vartheta=0} \equiv c_*^{-1} c_{\max}|_{\varepsilon_1=0}^{\vartheta=0}$  оказалось равным в [1]

$$\tilde{c}_{\max}|_{\varepsilon_1=0}^{\vartheta=0} = 4.72 \times 10^{-3} \frac{\text{МОЛЬ}}{\text{л}} \quad (11)$$

аналогичное экспериментальное значение для кварца и гранита [1]

$$(\tilde{c}_{\max})_{\text{exp}} \equiv 10^{-3} \frac{\text{МОЛЬ}}{\text{л}}. \quad (12)$$

**ПОСТРОЕНИЕ ФУНКЦИИ ОЦЕНКИ ЭФФЕКТА РЕБИНДЕРА  $\bar{\Delta}\sigma(c)$  ПРИ  $\varepsilon_1 \neq 0$**

Полагая  $\vartheta = 0$ , обозначим  $c = c_A(\Gamma)$  – функцию изотермы адсорбции ПАВ, получаемую, например, экспериментально, при  $\varepsilon_1 \neq 0$  и при каком-то  $\varphi = \varphi_x \neq \varphi_0$ . Из общего уравнения изотермы (5) при  $\vartheta = 0$  найдем связь функций  $A(\Gamma)$  и  $c_A(\Gamma)$  с учетом  $\varphi_x$

$$Bc_A \exp \left\{ \int_{\varphi_0}^{\varphi_x} \varepsilon_1(\varphi) d\varphi \right\} = A(\Gamma). \quad (13)$$

Из (13) следует, что функция  $c_A(\Gamma)$  отличается от  $A(\Gamma)$  только множителем, не зависящим от  $\varphi$  и  $\Gamma$ , т.к.  $\varphi_x$  от  $\varphi$  и  $\Gamma$  не зависит.

Подставляя функцию  $A(\Gamma)$  из (13) в (2), получим, что интегральный оператор  $I$  (2а), примет

$$\Gamma = \begin{cases} k_1 c, & 0 \leq c \leq c_1^0 (0 \leq \Gamma \leq \Gamma_1 \equiv k_1 c_1^0) \\ \Gamma_1 + k_\varepsilon (c - c_1^0), & c_1^0 \leq c \leq c_2^0 (\Gamma_1 \leq \Gamma \leq \Gamma_2 \equiv \Gamma_1 + k_\varepsilon (c_2^0 - c_1^0)) \\ \Gamma_2 + k_2 (c - c_2^0), & c_2^0 \leq c \leq c_3^0 (\Gamma_2 \leq \Gamma \leq \Gamma_3). \end{cases} \quad (15)$$

Так как на функцию  $A(\Gamma)$  налагается условие наличия у нее участка Генри при малых  $\Gamma$

$$Bc = \Gamma \quad (15a)$$

то из (15а) и (15) найдем

$$B = k_1. \quad (16)$$

Обратная к  $\Gamma(c)$  (15) зависимость  $c_p(\Gamma)$  определяется функцией  $A_p(\Gamma)$

$$Bc_p = A_p(\Gamma) = \begin{cases} \Gamma, & 0 \leq \Gamma \leq \Gamma_1 \\ \frac{k_1}{k_\varepsilon} (k_\varepsilon c_1^0 + \Gamma - \Gamma_1), & \Gamma_1 \leq \Gamma \leq \Gamma_2 \\ \frac{k_1}{k_2} (k_2 c_2^0 + \Gamma - \Gamma_2), & \Gamma_2 \leq \Gamma \leq \Gamma_3. \end{cases} \quad (17)$$

Вставим теперь выражение функции  $A(\Gamma)$  из (13) в уравнение изотермы адсорбции (5) при  $\vartheta = 0$

$$Bc \exp \left\{ \int_{\varphi_0}^{\varphi} \varepsilon_1(\varphi) d\varphi \right\} = Bc_A \exp \left\{ \int_{\varphi_0}^{\varphi_x} \varepsilon_1(\varphi) d\varphi \right\}. \quad (18)$$

Из (18) следует равенство

$$c = \exp \left\{ - \int_{\varphi_x}^{\varphi} \varepsilon_1(\varphi) d\varphi \right\} c_A \quad (19)$$

эквивалентное уравнению изотермы (5) при  $\vartheta = 0$ . Введем теперь в (19) кусочно-линейную аппроксимацию функции  $c_A(\Gamma)$ , т.е.  $c_A(\Gamma)$  (17)

форму, аналогичную выражению (2а) и вся функция  $\bar{\Delta}\sigma(\Gamma)$  от  $\varepsilon_1$  не зависит

$$\bar{\Delta}\sigma = \int_0^\Gamma \frac{A'}{A} d\Gamma - z\Gamma = \int_0^\Gamma \Gamma \frac{dc_A}{c_A} d\Gamma - z\Gamma \quad (14)$$

так как  $A(\Gamma)$  согласно (4b) от  $\varepsilon_1$  не зависит.

Воспользуемся теперь методом аппроксимации экспериментальной зависимости  $c_A(\Gamma)$  в случае адсорбции ДТАБ [7], когда она имеет S-образную форму [1]. Тогда в (14) этой аппроксимацией может служить точно та же кусочно-линейная функция  $\Gamma(c)$  (формула (18) [1]) с такими же опорными точками по оси  $\Gamma$  и по оси  $c$  и теми же значениями коэффициентов  $k_1, k_2, k_\varepsilon$  – табл. 2 [1]

$$c = \exp \left\{ - \int_{\varphi_x}^{\varphi} \varepsilon_1(\varphi) d\varphi \right\} c_p = B^{-1} \exp \left\{ - \int_{\varphi_x}^{\varphi} \varepsilon_1(\varphi) d\varphi \right\} A_p. \quad (20)$$

Уравнение изотермы (20) делает функцию  $\bar{\Delta}\sigma(c)$  уже зависящей от  $\varepsilon_1$  в отличие от функции  $\bar{\Delta}\sigma(\Gamma)$  (14). Условия куполообразности функции  $\bar{\Delta}\sigma(c)$  при переходе к аппроксимациям  $c_p(\Gamma)$  и  $A_p(\Gamma)$  примут прежнюю форму [1]

$$\frac{c_2^0}{c_1^0} > \frac{k_1 - k_\varepsilon}{k_2 - k_\varepsilon}, \quad P < z < 1, \quad (21)$$

где

$$\frac{k_1 + k_\varepsilon \left( \frac{c_2^0}{c_1^0} - 1 \right)}{k_2 + k_2 \left( \frac{c_2^0}{c_1^0} - 1 \right)} \equiv P. \quad (21a)$$

Точка по оси  $\Gamma$ , где реализуется  $\max(\bar{\Delta}\sigma)$  при условии (21), т.е. при наличии куполообразности на кривой  $\bar{\Delta}\sigma(\Gamma)$ , совпадает с такой же точкой при  $\varepsilon_1 = 0$  и равна  $\Gamma_2$  из [1], т.к. аппроксимация (15) изотермы  $c_A(\Gamma)$  не содержит параметра  $\varepsilon_1$ . Поэтому реконструкция функции  $\bar{\Delta}\sigma(\Gamma)$  (14) при  $\varepsilon_1 \neq 0$  по методу [1] приводит в этом случае точно к той же зависимости от  $\Gamma$  как и в случае  $\varepsilon_1 = 0$  [1] и к таким же условиям куполообразности (21).

Однако ввиду связи концентраций  $c$  и  $\Gamma$  по изотерме (20), зависимой при  $\varepsilon_1 \neq 0$  и от  $\varepsilon_1$  и от  $\varphi$ , такая точка  $c_{\max}$  тоже зависит от  $\varphi$  и  $\varepsilon_1$  с учетом (17), (16). Чтобы найти эту зависимость, выразим из (20) точку  $c$ , соответствующую точке  $\max(\Delta\sigma)$ , т.е.  $\Gamma = \Gamma_2$

$$c_{\max} = B^{-1} \exp \left\{ - \int_{\varphi_x}^{\varphi} \varepsilon_1(\varphi) d\varphi \right\} A_p(\Gamma_2). \quad (22)$$

Так как согласно [1]  $B^{-1} A_p(\Gamma_2) = c_2^0$ , то из (22) имеем

$$c_{\max} = \exp(-I_\varphi) c_2^0, \quad (23)$$

где

$$I_\varphi \equiv \int_{\varphi_x}^{\varphi} \varepsilon_1 d\varphi = \frac{e N_A (\tilde{\varphi} - \tilde{\varphi}_x)}{RT} = \frac{\tilde{\varphi} - \tilde{\varphi}_x}{\tilde{\varphi}_e}, \quad (23a)$$

$$\tilde{\varphi}_e = \frac{RT}{e N_A}.$$

Используя значения физических констант  $e$ ,  $N_A$ ,  $R$ , указанные выше, оценим величину  $\tilde{\varphi}_e$  при комнатной температуре

$$\tilde{\varphi}_e|_{T=298^\circ} \cong 0.025 \text{ в} = 25 \text{ мВ}. \quad (24)$$

Как видно из (23), (23a)  $\tilde{c}_{\max} = c_* c_{\max}$  может сдвигаться и в сторону уменьшения  $\tilde{c}_{\max}$  при  $\tilde{\varphi} > \tilde{\varphi}_x$ , сближаясь с  $(\tilde{c}_{\max})_{\text{exp}}$  [1], и может увеличиваться при  $\tilde{\varphi} < \tilde{\varphi}_x$ , отдаляясь от  $(\tilde{c}_{\max})_{\text{exp}}$ . Определяющим фактором такого отклонения от значения  $\tilde{c}_{\max}|_{\varepsilon_1=0}$  является величина  $I_\varphi$  (23a), зависящая, в свою очередь, от разности  $\tilde{\varphi} - \tilde{\varphi}_x$ . Значение электрического потенциала  $\tilde{\varphi}$  суммируется действием двух механизмов: адсорбцией ПАВ и первоначальным, т.е. до адсорбции ПАВ, поверхностным зарядом твердой фазы  $q_{\Gamma=0} = \varepsilon_0$ . Этот механизм может усиливаться введением в раствор добавок электролита, например, неиндифферентного слабо адсорбирующегося фонового электролита, который может генерировать свой вклад в  $\tilde{\varphi}$  по механизму "растворимости" (диссоциации или ионизации) поверхностных групп и этим влиять на  $\tilde{\varphi}$  опосредовано через заряд  $\varepsilon_0$  [12].

Из равенства (23) с учетом (11) и (24) можно также при  $t^0 = 25^\circ\text{C}$  найти значение потенциала  $\tilde{\varphi}_m$ , при котором  $\tilde{c}_{\max}$  совпадает с  $(\tilde{c}_{\max})_{\text{exp}}$  (12)

$$\tilde{\varphi}_m - \tilde{\varphi}_x = 1.554 \times 25 \text{ мВ} = 38.85 \text{ мВ},$$

что является реальным значением для фоновых не индифферентных, но не адсорбирующихся электролитов, добавляемых к водному раствору ПАВ.

Таким образом совпадение экспериментального (12) и расчетного значений точки  $\tilde{c}_{\max}$  в предлагаемой теории можно получить с учетом отличия значений электрического потенциала твердой фазы  $\tilde{\varphi}$  в двух процессах: при измерении изотермы адсорбции ДТАБ и при сверлении геологического образца. Зависимость (23) позволяет объяснить отсутствие максимума на кривой  $\mathcal{Z}$  рис. 2 [8] (микроклин). Это возможно при выходе значения  $\tilde{c}_{\max}$  (23) за верхнюю границу области значений  $\tilde{c} < \tilde{c}_b \cong 10 \frac{\text{ммоль}}{\text{л}}$ , где велись измерения скорости сверления. Соответствующее значение  $\tilde{\varphi}_b$  с учетом (23), (23a) находится из равенства

$$\tilde{\varphi}_x - \tilde{\varphi}_b = \tilde{\varphi}_e 0.748. \quad (25)$$

Используя значение  $\tilde{\varphi}_e$  из (24) в (25) найдем

$$\tilde{\varphi}_x - \tilde{\varphi}_b = 18.7 \text{ мВ}. \quad (26)$$

Из (26) следует, что даже небольшое уменьшение значения электрического потенциала  $\tilde{\varphi}$  в сравнении с  $\tilde{\varphi}_x$  может вывести область куполообразности, т.е. избирательности эффекта Ребиндера, за границу  $\tilde{c}_b$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Исследовалось влияние заряда катионного ПАВ на термодинамическую оценку эффекта Ребиндера.

2. На примере адсорбированного катиона ДТАБ выведена аналитически формула для точки максимума термодинамической оценки положительного эффекта Ребиндера по оси объемной концентрации ПАВ с учетом электрического потенциала твердой поверхности и заряда адсорбированного иона ПАВ, равного для ДТАБ элементарному электрическому заряду.

3. Фоновый не адсорбирующийся электролит, влияющий на электрический потенциал твердой фазы, может служить корректирующим фактором для смещения области избирательности эффекта Ребиндера по оси объемной концентрации ПАВ.

4. Из оценки эффекта Ребиндера выведены аналитически условия выхода вершины куполообразной области кривой скорости сверления как функции от концентрации ПАВ за граничное значение по оси концентраций, что объясняет вид такой экспериментальной кривой для микроклина.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Подгаецкий Э.М. // Физикохимия поверхности и защита материалов. 2017. Т. 53. С. 572.

2. Подгаецкий Э.М. // Физикохимия поверхности и защита материалов. 2014. Т. 50. С. 339.
3. Подгаецкий Э.М. // Электрохимия. 2015. Т. 51. С. 451.
4. Подгаецкий Э.М. // Электрохимия. 2016. Т. 52. С. 237.
5. Подгаецкий Э.М. // Электрохимия. 1999. Т. 35. С. 528.
6. Подгаецкий Э.М. // Электрохимия. 2005. Т. 41. С. 20.
7. Bouzerda M. Ph.D. Thesis, CNRS Lab 330 Montpellier, 1991.
8. Грей Дж.Р., Дарли Г.С.Г. Состав и свойства буровых агентов. М.: Изд. "Недра", 199 с., 1985.
9. Фрумкин А.Н. // Тр. хим. Ин.-та им. Л.Я. Карпова. 1925. Вып. 4. С. 56; Z. Phys. 1926. В. 35. s. 792.
10. Кошкин Н.И., Ширкевич М.Г. Справочник по элементарной физике. М.: Изд. "Наука", 1980, 207 с.
11. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.: Изд. "Наука", 1989, с. 137.
12. Дерягин Б.В., Чураев Н.В., Муллер В.М. Поверхностные силы. М.: Изд. "Наука", 1987, с. 22.
13. Подгаецкий Э.М. // Физикохимия поверхности и защита материалов. 2020. Т. 56. № 6. С. 607–615.