

УДК 531.31:541.18

СТРУКТУРНЫЕ, ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
ПОВЕРХНОСТИ СФЕРИЧЕСКИХ МИЦЕЛЛ В РАСТВОРАХ ГОМОЛОГОВ
n-АЛКИЛСУЛЬФАТОВ НАТРИЯ.
II. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

В.С. Кузнецов¹, Н.В. Усольцева¹, А.П. Блинов¹, Н.В. Жарникова¹,
А.И. Смирнова¹, В.Г. Баделин²

¹Ивановский государственный университет, Россия

E-mail: nv_usoltseva@mail.ru

²Институт химии растворов им. Г.А. Крестова РАН, Иваново, Россия

Статья поступила 31 декабря 2015 г.

С использованием структурных характеристик мицелл, полученных в предыдущей работе (часть I), вычислена электростатическая энергия ионов в двойном электрическом слое на поверхности ионных сферических мицелл в растворах гомологов *n*-алкилсульфатов натрия с числом углеродных атомов в молекуле $n_C = 8, 10, 12$ и 14 . Эта энергия оказывается зависящей от толщины двойного электрического слоя, его среднего радиуса на поверхности мицеллы, числа агрегации, степени связывания противоионов и диэлектрической константы. На основе разработанного полуэмпирического метода вычислены значения межфазных натяжений сферических мицелл для указанных гомологов в растворах при их критических мицеллярных концентрациях и $T = 303$ К. Эти величины разделены на вклады гидрофобной и электростатической составляющих. При сравнении электростатической составляющей межфазного натяжения сферических мицелл и выражения для энергии отталкивания ионов получены значения статической диэлектрической проницаемости (диэлектрической константы) в поверхностном слое мицелл.

DOI: 10.15372/JSC20170109

Ключевые слова: ионные сферические мицеллы, электростатическая энергия, двойной электрический слой, межфазное натяжение.

ВВЕДЕНИЕ

В предыдущем сообщении (часть I) были вычислены структурные характеристики сферических мицелл в растворах гомологов *n*-алкилсульфатов натрия с числом углеродных атомов в молекуле $n_C = 8, 10, 12$ и 14 . В настоящей работе на этой основе вычислены электростатическая энергия ионов в двойном электрическом слое (ДЭС) на поверхности мицелл, диэлектрическая константа и межфазное натяжение как функции номера гомолога.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

В настоящей работе электростатическая энергия системы однозарядных ионов ДЭС поверхностного слоя мицелл представляется в виде суммы двух слагаемых: энергии взаимодействия всех ионов (поверхностно-активных "голов" и противоионов), имеющих в первом приближении суммарный заряд $e_0 n_{\text{экс}}(1 - \beta)$ и помещенных на сферу радиуса $l_{(-)}$, где изначально

находились лишь отрицательные полярные "голова" ("голая" мицелла), и работы переноса положительных гидратированных противоионов на сферу радиуса $l_{(+)}$, т.е. на расстояние $\Delta l = l_{(-)} - l_{(+)}$. Первое слагаемое, как известно, задается уравнением [1, 2]:

$$W_{l_1} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e_0^2 n_{\text{экс}}^2 (1-\beta)^2}{2\epsilon l_{(-)}}. \quad (1)$$

Второе слагаемое — указанная работа переноса заряда ($q_1 - q_2$); после переноса на сфере радиуса $l_{(-)}$ остается заряд, равный q_2 . Эта работа равна:

$$A = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \int_{q_1}^{q_2} \int_{l_{(-)}}^{l_{(+)}} q dq \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{2\epsilon} \int_{q_1}^{q_2} d(q^2) \int_{l_{(-)}}^{l_{(+)}} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{2\epsilon} (q_2^2 - q_1^2) \left(\frac{1}{l_{(-)}} - \frac{1}{l_{(+)}} \right).$$

Если $q_1 = e_0^2 n_{\text{экс}} (1-\beta)$, $q_2 = e_0 n_{\text{экс}}$, то:

$$A = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e_0^2 n_{\text{экс}}^2}{2\epsilon} \beta(2-\beta) \left(\frac{1}{l_{(-)}} - \frac{1}{l_{(+)}} \right). \quad (2)$$

Полная электростатическая энергия ионов в ДЭС

$$W_l = W_{l_1} + A = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e_0^2 n_{\text{экс}}^2}{2\epsilon} \left[\frac{(1-\beta)^2}{l_{(-)}} + \beta(2-\beta) \left(\frac{\Delta l}{l_{(+)l_{(-)}}} \right) \right], \quad (3)$$

где e_0 — элементарный заряд; ϵ_0 — электрическая постоянная; $\Delta l = (l_{(+)} - l_{(-)})$ — толщина ДЭС; ϵ — статическая диэлектрическая проницаемость в ДЭС. При этом $l_{(-)} = l_c + r_r$; $l_{(+)} = l_{(-)} + \Delta l$, r_r — радиус головной части поверхностно-активного иона, на которой сосредоточен его заряд.

Верификация зависимости (3) проводится по предельным переходам для степени связывания и размеров мицеллы. Очевидно, что при $\beta = 1$ выражение (1) обращается в нуль, (2) и (3) совпадают и представляют собой формулу энергии сферического конденсатора, примененную к ионным мицеллам [1, 3]. При $\beta = 0$ формула (3) переходит в соответствующее выражение для "голой" мицеллы (т.е. лишенной противоионов). При достаточно больших размерах мицеллы (больших $n_{\text{экс}}$, n_c , l_c), а значит и больших значениях $l_{(-)}$ и $l_{(+)}$, а также реальных значениях β , близких к единице, $\beta(2-\beta) \approx \beta$, а $l_{(+)}l_{(-)} \approx l^2 = S/4\pi$, где S — средняя площадь поверхности сферического ДЭС. Тогда при той же площади плоского ДЭС, его энергия, как следует из уравнения (3), будет переходить в энергию плоского ДЭС: $W_l \rightarrow W_{l_\infty} \approx \frac{e_0^2 n_{\text{экс}}^2 \beta \Delta l}{2\epsilon \epsilon_0 S}$, где заряды отрица-

тельной и положительной обкладок равны ($e_0 n_{\text{экс}}$) и ($e_0 n_{\text{экс}} \beta$) соответственно.

Средняя поверхностная плотность электростатической энергии ДЭС $\omega_l = W_l/4\pi l^2$, где $l \approx (l_{(+)} + l_{(-)})/2$.

Таким образом, с учетом приближенного равенства $l_{(+)} \cdot l_{(-)} \approx l^2$ получим:

$$\omega_l = \frac{e_0^2 n_{\text{экс}}^2}{32\pi^2 \epsilon_0 l^4} \cdot \frac{1}{\epsilon} [(1-\beta)^2 l_{(+)} + \beta(2-\beta)\Delta l]. \quad (4)$$

В то же время плотность ЭС энергии плоского слоя той же площади

$$\omega_{l_\infty} = \frac{W_{l_\infty}}{4\pi^2 l^2} = \frac{e_0^2 n_{\text{экс}}^2}{32\pi^2 \epsilon_0 l^4} \cdot \frac{\beta \Delta l}{\epsilon}. \quad (5)$$

Безразмерное отношение

$$\frac{\omega_l}{\omega_{l_\infty}} = \frac{(1-\beta)^2}{\beta} \cdot \frac{l_{(+)}}{\Delta l} + 2 - \beta \quad (6)$$

не зависит от диэлектрической проницаемости ϵ .

Ранее кратко сообщалось [4] о вычислении полуэмпирическим методом межфазного натяжения в сферических мицеллах в растворах гомологов алкилсульфатов натрия с числом углеродных атомов в молекуле $n_c = 8, 10, 12$ и 14 (при их ККМ и $T = 303$ К). Метод основан на

сопоставлении перехода от одного гомолога к другому изменению размеров сферических мицелл, а также использовании экспериментальных изотерм поверхностного натяжения соответствующих растворов в области их ККМ и уравнения Лапласа для поверхностного натяжения [4]. Указанный метод состоит в следующем.

Основное уравнение термодинамики для удельной свободной энергии поверхности сферической мицеллы имеет вид

$$\gamma_r + \omega_L + \gamma_\infty, \quad (7)$$

где γ_r — межфазное натяжение в сферической мицелле при ККМ раствора и определенной температуре; γ_∞ — то же для плоской разделяющей поверхности; ω_L — удельная работа по преодолению потенциального барьера при переносе поверхностно-активного иона в мицеллу, обусловленного кривизной поверхности (работа по преодолению лапласовой разности давлений [5]).

Связь между ω_L и γ_r может быть найдена из уравнения Лапласа для межфазного натяжения сферической частицы:

$$\left(\frac{2\gamma_r}{r}\right) = \Delta P_L, \quad (8)$$

где r — радиус натяжения; ΔP_L — лапласова разность давлений.

В изохорных условиях $\Delta P_L = W_L/V$, где W_L — полная работа по преодолению лапласовой разности давлений в расчете на мицеллу объемом V . Поэтому работа на единицу поверхности

$$\omega_L = \frac{2}{3}\gamma_r. \quad (9)$$

Из уравнений (7), (8) и (9) следует

$$\gamma_r / \gamma_\infty = 3/5, \quad (10)$$

$$\omega_L / \gamma_\infty = 2\gamma_r / 3\gamma_\infty = 2/5. \quad (11)$$

Межфазное натяжение для плоской поверхности γ_∞ , разделяющей конденсированную пленку углеводородных молекул (ионов) ПАВ на поверхности раствора и водную фазу раствора, определяется из изотерм поверхностного натяжения в области ККМ и известного правила аддитивности, согласно которому межфазное натяжение равно разности поверхностных натяжений соответствующих фаз. Это приближенное правило Антонова, которое соблюдается тем точнее, чем меньше взаимная растворимость углеводородной и водной фаз и чем ниже давление насыщенных паров [6, 7]. В случае малых концентраций ПАВ в водном растворе, что имеет место при ККМ, это правило выражается так:

$$\gamma_\infty = \gamma^0 - \gamma^{\text{ККМ}}, \quad (12)$$

где γ_∞ — межфазное натяжение на плоской границе углеводородный слой—вода; γ^0 — поверхностное натяжение воды при данной температуре; $\gamma^{\text{ККМ}}$ — поверхностное натяжение растворов гомологов ПАВ при их ККМ, взятое из соответствующих изотерм.

Для гомологов алкилсульфатов натрия ($n_C = 8, 10, 12$ и 14) $\gamma^{\text{ККМ}}$ при $T = 303$ К заимствованы из работы [8]. Полученная таким образом зависимость $\gamma_\infty(l_C)$ аппроксимируется экспоненциальной функцией с отклонением от экспериментальных точек не хуже 2%:

$$\frac{\gamma_\infty}{\tilde{\gamma}} = \exp\left(a - \frac{b}{l_C}\right), \quad (13)$$

где $\tilde{\gamma} = 1$ мДж/м² — единичный обезразмеривающий множитель (в дальнейшем откажемся от его написания); постоянные $b = 6,77$ и $a = 3,59$ Å. Граничное условие $b \ll l_C$ дает асимптоту кривой (13):

$$\gamma_\infty \rightarrow \gamma_\infty^{\text{max}} = \exp(a) = 51,98 \text{ мДж/м}^2 = \text{const}. \quad (14)$$

Развернутая длина l_C углеводородного радикала молекулы ПАВ может быть принята за средний радиус натяжения поверхностного слоя мицеллы: $l_C \approx r$ [1, 4, 6]. Тогда с учетом (10), (11) и (13) получим:

$$\gamma_r / \gamma_\infty^{\max} = 3/5 \exp(-b/l_C), \quad (15)$$

$$\omega_l / \gamma_\infty^{\max} = 2/5 \exp(-b/l_C). \quad (16)$$

В сферическом слое мицеллы между ядром ($l_0 \leq l_C$) и средним радиусом ДЭС ($l_C < l$) действуют межмолекулярные силы гидрофобного происхождения; но межфазное натяжение определяется не только этими взаимодействиями, но и отталкивательной кулоновской энергией ионов ДЭС [3, 5]. Поэтому вполне адекватно разделение эффективного межфазного натяжения γ_r на гидрофобную γ_h и электростатическую γ_e составляющие. Тогда исходные уравнения будут иметь вид:

$$\gamma_h + \gamma_e = \gamma_r; \quad \gamma_h + \gamma_e + \omega_L = \gamma_\infty; \quad \omega_L = 2/3(\gamma_h + \gamma_e), \quad (17)$$

$$5/3\gamma_h + 5/3\gamma_e = \gamma_\infty. \quad (18)$$

Можно предположить и далее это будет показано, что слагаемое γ_e , будучи удельной характеристикой поверхности, при условии постоянства степени связывания β противоионов и толщины Δl ДЭС, почти не зависит от l_C : $\gamma_e \approx \text{const}$. Тогда $5/3$ этой величины можно рассматривать как постоянную C_1 интегрирования уравнения, полученного из (18): $(5/3)(d\gamma_h/dl_C) = = d\gamma_\infty/dl_C$ и $C_1 + (5/3)\gamma_h = \gamma_\infty$. Граничное условие $b \ll l_C$ предполагает $\gamma_h \rightarrow \gamma_h^{\max} \rightarrow \gamma_\infty^{\max}$ и $\gamma_\infty \rightarrow \gamma_\infty^{\max}$; это дает $C_1 = -2/3\gamma_\infty^{\max} = 5/3\gamma_e$. Отсюда следует

$$\gamma_e / \gamma_\infty^{\max} = -2/5. \quad (19)$$

Используя уравнения (18) и (19), получим:

$$\gamma_h / \gamma_\infty^{\max} = 2/5 + 3/5 \exp(-b/l_C). \quad (20)$$

В этом случае при $b \ll l_C$, $(\gamma_h / \gamma_\infty^{\max}) = 1$. Полученные здесь уравнения позволяют сделать ряд важных выводов о термодинамических свойствах поверхности мицелл гомологов алкилсульфатов натрия в растворах. Например, о "младшем" и "старшем" членах гомологического ряда, проявляющих способности к поверхностно-активным свойствам и мицеллообразованию, о возможности пренебрежения кривизной поверхности мицеллы при вычислении межфазного натяжения, об оценке параметра Толмена и ряд других. Однако в рамках настоящей работы эти выводы не рассматриваются. Здесь интерес представляет сравнение плотности электростатической энергии ω_l и составляющей γ_e межфазного натяжения с целью расчета статической диэлектрической проницаемости ε в ДЭС на поверхности мицелл.

Известно, что энергия системы равна ее свободной энергии, строго говоря, при $T = 0$. Поскольку ранее показано, что энергия гидратированных ионов ДЭС является свободной энергией, то для соответствующих поверхностей можно записать

$$\omega_l = \gamma_e. \quad (21)$$

И тогда, сравнивая (4), (14), (19) и (21), получим значения диэлектрической константы ε в ДЭС на поверхности мицеллы:

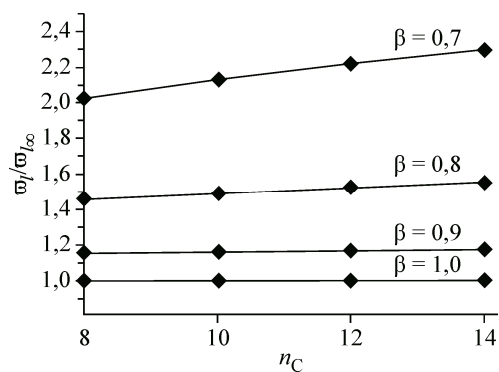
$$\varepsilon = \frac{5e_0^2 \cdot n_{\text{эксп}}^2}{64\pi^2 \varepsilon_0 \cdot l^4 \cdot \gamma_\infty^{\max}} \cdot [(1-\beta)^2 l_{(+)} + \beta(2-\beta)\Delta l]. \quad (22)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Описание ДЭС в окрестности сферической ионной мицеллы в растворе ПАВ с помощью теории сильных электролитов (в том числе и уравнения Пуассона—Больцмана) и вычисление электростатических потенциалов мицеллярных систем были предметом многочисленных исследований [1, 2, 9—12], в том числе и сравнительных расчетов для мицелл гомологов *n*-алкилсульфатов натрия [13].

Для ионных мицелл, отвлекаясь от диффузной части ДЭС в растворе, выделяется "собственный" ДЭС на внешней части поверхности мицелл (слой Штерна), образованный поверхностно-

Рис. 1. Поверхностная плотность электростатической энергии ДЭС сферических мицелл гомологов алкилсульфатов натрия, отнесенная к плотности плоского слоя, в зависимости от n_C и степени связывания противоионов



активными головными частями ионов и противоионов плотного слоя. Для настоящей работы интерес представляет именно этот ДЭС, так как сильное электростатическое отталкивание близко расположенных одноименных ионов (хотя и ослабленное взаимодействием разноименных) создает дополнительное тангенциальное давление. Последнее "разрыхляет" поверхностный слой мицеллы, уменьшая ее межфазное натяжение — важнейшее свойство поверхностно-активных систем. Именно об этом ДЭС и пойдет речь в дальнейшем.

При вычислении электростатических свойств ионной мицеллы обычно используют статические модели — распределение зарядов, а также объем и температура считаются неизменными. При этом заряды гидратированных ионов, расположенные на расстояниях порядка двух (или немногим более) диаметров молекулы воды, нельзя считать точечными [1]. Различают две статические модели (обе решаемые приближенно): одна — основана на пропорциональности плотности заряда и потенциала поверхности сферической частицы (уравнение Пуассона); вторая является аналогом сферического конденсатора [1]. Первая модель учитывает толщину ДЭС и дает завышенные результаты для электростатической энергии. Модель сферического конденсатора в применении к ионным мицеллам соответствует лишь полному связыванию противоионов ($\beta = 1$) и дает заниженные результаты по сравнению с таковыми, полученными из экспериментальных данных (потенциометрия, кондуктометрия, метод флуоресцентных зондов и др.) [1, 9, 14].

Для вычисления электростатических свойств ионных мицелл, кроме структурных геометрических параметров их поверхности, вычисленных в первой части данной работы [15], необходимо знание чисел агрегации и степени связывания противоионов. В этой работе используются экспериментальные значения чисел агрегации $n_{\text{экс}}$ [15, табл. 1]. Степень связывания противоионов β хотя и определяется экспериментально [16—18], но весьма неточно [1, 9] и здесь используется в качестве задаваемого параметра.

График функции $(\omega_l/\omega_{l\infty})$ от n_C и β представлен на рис. 1, из которого видно, что для мицелл каждого гомолога ($n_{\text{экс}} = \text{const}$) при уменьшении β число противоионов уменьшается и энергия отталкивания возрастает. При данном же значении β и увеличении n_C $l_{(+)}$ возрастает в значительно большей степени, чем Δl ([15], рис. 4), чем и объясняется зависимость $(\omega_l/\omega_{l\infty})$ от n_C .

Можно показать, что выражение (3) является свободной энергией ДЭС. Действительно, одним из основных постулатов электростатики диэлектриков является утверждение, что объемная плотность свободной энергии f системы (свободных) зарядов, создающих электростатическое поле E и помещенных в среду с диэлектрической константой ϵ , определяется выражением [19]

$$f = 1/2\epsilon_0\epsilon E^2. \quad (23)$$

Электростатическое поле ионной сферической мицеллы, как известно [1], определяется полем поверхностно-активных ионов, и при $l_{(-)} \approx l$ напряженность его равна

$$E = \frac{n_{\text{экс}}e_0}{4\pi\epsilon_0\epsilon l^2}. \quad (24)$$

В то же время объем ДЭС при $l_{(+)}^2 \approx l_{(-)}^2 \approx l^2$:

$$V = 4\pi\Delta l \cdot l^2. \quad (25)$$

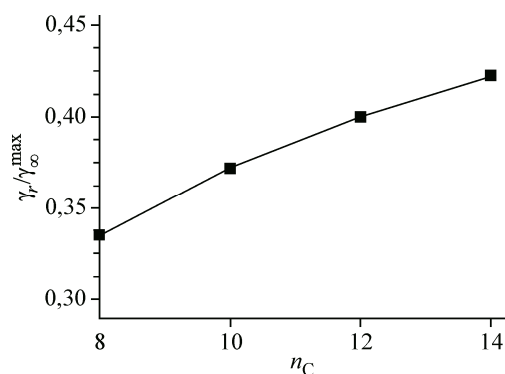


Рис. 2. Приведенные эффективные межфазные натяжения мицелл гомологов алкилсульфатов натрия в растворах при их ККМ и $T = 303$ К. $\gamma_\infty^{\max} = 51,98$ мДж/м²

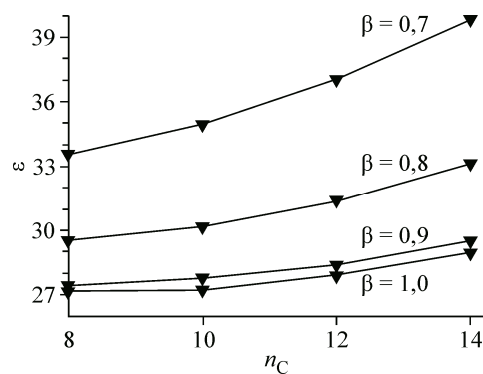


Рис. 3. Значения статической диэлектрической проницаемости в поверхностном слое мицелл гомологов алкилсульфатов натрия в растворах при их ККМ и $T = 303$ К

С учетом (23)—(25) свободная энергия ДЭС равна:

$$F \approx \frac{n_{\text{экс}}^2 e_0^2 \Delta l}{8\pi \epsilon_0 \epsilon l^2}, \quad (26)$$

что совпадает при $\beta = 1$ с выражением (3).

На рис. 2 приведены нормированные к асимптоте (14) значения эффективного межфазного натяжения в поверхностном слое мицелл гомологов алкилсульфатов натрия в растворах при соответствующих ККМ и $T = 303$ К (уравнение 15).

Абсолютные же значения γ_r в последовательности гомологов ($n_C = 8, 10, 12, 14$) составляют 17,42, 19,33, 20,78 и 21,98 мДж/м², что ниже, чем приводимые в литературе оценки для додецилсульфата натрия (30÷40 мДж/м²) [1, 3, 14]. К тому же в литературе не встречается сравнительных расчетов или даже оценок межфазного натяжения для последовательности членов гомологического ряда.

Из графика рис. 2 следует, что чем младше гомолог, тем он более поверхностно-активен (больше снижает натяжение) на искривленной межфазной границе водный раствор—углеводород, в противоположность поверхностному натяжению плоской границы углеводородный слой в растворе — воздух.

Значения статической диэлектрической проницаемости ϵ в поверхностном слое ионных мицелл алкилсульфатов натрия в зависимости от n_C и β , рассчитанные по формуле (22), представлены на рис. 3. Литературные данные по ϵ в ДЭС ионных мицелл очень противоречивы и колеблются от 2 до 50 [1, 6, 9]. Поэтому в электростатических расчетах для мицелл эта величина чаще всего используется в качестве подгоночного параметра [9].

При уменьшении β и увеличении n_C , как следует из формулы (22), квадрат заряда мицеллы увеличивается немного сильнее, чем четвертая степень ее размера, чем и объясняется небольшое увеличение ϵ с изменением параметров (см. рис. 3).

С учетом уравнений (6) и (24) и при значительных β ($1 \geq \beta > 0,8$) связь ϵ и асимптотического значения межфазного натяжения в ДЭС на поверхности ионных мицелл выражается следующим образом

$$\epsilon \approx (4/5) \gamma_\infty^{\max} / (\epsilon_0 E^2 \Delta l). \quad (27)$$

ВЫВОДЫ

Таким образом, в настоящем исследовании разработан и использован полуэмпирический метод определения гидрофобных взаимодействий и межфазного натяжения в поверхностном слое ионных мицелл в растворах ПАВ. В сочетании с геометрическими и электростатическими

расчетами ионной структуры этот метод позволяет найти важнейшие характеристики поверхности для мицелл в гомологических рядах ПАВ и, что важно, сравнивать их. При наличии изотерм поверхностного натяжения или проведении относительно несложных и недорогих экспериментов по их получению предложенный метод может быть использован и для изучения неионных мицелл, а также других наноразмерных молекулярных или ионных кластеров в растворах, таких как, например, белки или биополимеры.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 15-43-03003 р_центр_а) и частично в рамках выполнения госзадания Минобрнауки РФ (НИР № 4.106.2014К).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Русанов А.И. Мицеллообразование в растворах поверхностно-активных веществ. – СПб.: Химия, 1992.
2. Ohshima H., Healy T.W., White L.R. // J. Colloid Interface Sci. – 1982. – **90**. – P. 17.
3. Русанов А.И., Гринин А.П., Куни Ф.М. и др. // Журн. общ. химии. – 2002. – **72**, № 4. – С. 651.
4. Kuznetsov V.S., Usol'tseva N.V., Zherdev V.P. // Abstracts. XIX Internat. Conf. on Chemical Thermodynamics in Russia (RCCT-2013). June 24–28, 2013. Moscow: – М.: MJ THT Publisher, 2013.
5. Гринин А.П., Русанов А.И., Куни Ф.М. и др. // Коллоид. журн. – 2003. – **65**, № 2. – С. 168.
6. Холмберг К. Поверхностно-активные вещества и полимеры в водных растворах / К. Холмберг, Б. Йёнссон, Б. Кронберг, Б. Линдман. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2007.
7. Абрамзон А.А. Поверхностно-активные вещества. Свойства и применение. – Л.: Химия, 1981.
8. Tajima K. // J. Chem. Soc. Jpn. – 1973. – N 5. – P. 883.
9. Усъяров О.Г. // Коллоид. журн. – 2007. – **69**, № 1. – С. 102.
10. Sanghiran V., Schmitz K.S. // Langmuir. – 2000. – **16**, N 20. – P. 7566.
11. Vlachy V. // Annu. Rev. Phys. Chem. – 1999. – **50**. – P. 145.
12. Андреев В.А., Власов А.Ю., Смирнова Н.А. // Журн. физ. химии. – 2006. – **80**, № 1. – С. 39.
13. Кузнецов В.С., Усольцева Н.В., Быкова В.В. // Журн. структур. химии. – 2012. – **53**, № 1. – С. 87.
14. Русанов А.И., Куни Ф.М., Гринин А.П. и др. // Коллоид. журн. – 2002. – **64**, № 5. – С. 670.
15. Кузнецов В.С., Усольцева Н.В., Блинов А.П. и др. // Журн. структур. химии. – 2016. – **57**, № 8. – С. 1671.
16. Kim D.-H., Oh S.-G., Cho C.-G. // Colloid Polym. Sci. – 2001. – **279**. – P. 39.
17. Gunnarsson G., Jönsson B., Wennerström H. // J. Phys. Chem. – 1980. – **84**, N 23. – P. 3114.
18. Подчасская Е.С., Усъяров О.Г. // Коллоид. журн. – 2005. – **67**, № 2. – С. 213.
19. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976.