

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

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

*МЕЖВУЗОВСКИЙ СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ*

**выпуск 8**

ТВЕРЬ 2016

УДК 620.22:544+621.3.049.77+539.216.2:537.311.322: 530.145  
ББК Ж36:Г5+В379  
Ф50

**Рецензент сборника:**

Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики конденсированного состояния Тверского государственного университета  
*Н.Н. Большакова*

**Рецензирование статей осуществляется на основании Положения об рецензировании статей и материалов для опубликования в Межвузовском сборнике научных трудов «Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов».**

**Официальный сайт издания в сети Интернет:  
[www.physchemaspects.ru](http://www.physchemaspects.ru)**

**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, 2016. – Вып. 8. – 448 с.

ISBN 978-5-7609-1161-2

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 общей 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 978-5-7609-1161-2

ISSN 2226-4442

© Коллектив авторов, 2016  
© Тверской государственной  
университет, 2016

УДК 539.2+532.6

## **ВЛИЯНИЕ РАСТВОРИМОСТИ ВОДЫ В АЛКАНАХ И ЗАРЯЖЕНИЯ МЕЖФАЗНЫХ ГРАНИЦ НА УСТОЙЧИВОСТЬ НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНОК НИЗКОЦЕПОЧЕЧНЫХ АЛКАНОВ НА ВОДЕ**

К.А. Емельяненко

*ФГБУН «Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина  
Российской академии наук»  
119071, Москва, Ленинский проспект, д. 31, корп. 4  
emelyanenko.kirill@gmail.com*

**Аннотация:** В статье на примере пентана изучено влияние растворимости воды в алканах и заряжения границы вода/алкан на устойчивость пленки алкана. Учет взаимодействий, вызванных зарядением и поляризацией границ, а также растворением молекул воды в пленке, позволил рассчитать зависимость равновесной толщины от концентрации воды. Результаты указывают на значительное влияние растворимости воды на толщины пленок алканов.

*Ключевые слова:* расклинивающее давление, смачивающие пленки, устойчивость, силы изображения, вандерваальсовы силы, растворимость воды в алканах

### **Введение**

Смачивание воды неполярными жидкостями и растекание масла на воде имеют важное фундаментальное и прикладное значение, т.к. количество и площадь нефтяных пятен на поверхности природных водоемов постоянно растет, что наносит ущерб экологии. Эта тема вызывает значительный интерес научного сообщества и в недавних работах [1-6] были затронуты вопросы экспериментального и теоретического исследования углеводородных смачивающих пленок на поверхности воды и водных растворов.

Экспериментально наблюдаемое установление малого, но конечного угла смачивания жидких алканов на поверхности воды может быть теоретически объяснено на основе макроскопической теории Ван-дер-Ваальсовых сил. Однако, существование нанометровых (толщиной порядка нескольких монослоев) смачивающих пленок, находящихся в равновесии с каплями на поверхности воды, противоречит предсказаниям этой теории. Ранее было показано, [2], что некоторые особенности смачивания воды алканами могут быть объяснены с помощью рассмотрения сил изображения, возникающих из-за поляризации границ пленки зарядами на границе вода/масло. Представляло большой интерес уточнить модель и добавить в рассмотрение учет растворимости воды в пленке алкана. Растворимость воды в алканах, несмотря на ее малость, приводит к образованию обогащенного водой адсорбционного слоя на границе вода/масло, а взаимодействие диполей молекул воды с зарядами в водной фазе и поляризованными границами дает существенный вклад в расклинивающее давление в пленке.

В этом исследовании представлен теоретический анализ роли растворимости воды в алканах, при дискретно заряженной межфазной границе, в устойчивости смачивающих пленок углеводородов на поверхности воды.

### **Избыточная энергия пленки, связанная с растворимостью воды**

Как обсуждалось выше, для объяснения сосуществования нанометровых пленок низкомолекулярных алканов на воде с объемными каплями, учета Ван-дер-Ваальсовых сил недостаточно и требуется привлекать также и другие поверхностные силы. Представлялось разумным связать эти дополнительные силы с растворимостью воды в алканах. Несмотря на общее мнение о малом количестве воды в жидких углеводородах, объемная концентрация последних может достигать долей миллимолей [7-10]. Более того, взаимодействия молекул воды, растворенных в пленке, с границами пленки за счет водородных связей, электростатических и дисперсионных сил, приводят к дальнейшему увеличению количества воды в пленках алканов. В то же время, экспериментальные данные об устойчивости тонких смачивающих пленок растворов с неполярным растворителем и полярным растворенным веществом показывают высокую чувствительность равновесной толщины к присутствию полярных молекул [11-14].

Ранее в литературе было рассмотрено несколько механизмов сил изображения, связанных с поляризацией граничных фаз электростатическим полем диполей. Так, в работах [2, 15] было получено уравнение для расчета избыточной свободной энергии пленки, включающей энергию взаимодействия диполей с диполями изображений. В работе [3] представлен подход, учитывающий поляризацию границ пленки за счет дискретного заряжения поверхности раздела вода/масло. В статье [16] этот результат был применен для расчета избыточной энергии пленки, связанной с взаимодействием диполей молекул воды, растворенных в пленке, с дискретно заряженной границей.

Полная модель рассматриваемой системы (см. рис. 1) включает в себя: пленку неполярной жидкости с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_1$  и толщиной  $h$ , ограниченную двумя полубесконечными средами с диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_3$ . Границы пленки взаимодействуют между собой Ван-дер-Ваальсовыми силами.

Среда 2 представляет собой раствор электролита, в то время как среда 1 и 3 – диэлектрики. Точечные заряды, возникающие в силу заряжения границы электролит/диэлектрик, расположены в среде электролита на расстоянии  $z_0$  от границы раздела. Разупорядоченные в силу теплового движения поверхностные заряды вызывают, с одной

стороны, поляризацию границ, а с другой – образование ионных диффузных атмосфер из ионов электролита. Молекулы воды с дипольным моментом  $p$  расположены в смачивающей пленке алкана на расстоянии  $\delta$  от границы и, в свою очередь, также вызывают поляризацию границ. Вертикальное расположение (величина  $\delta$ ) и ориентация диполей в пленке определяется водородными связями между растворенной молекулой воды и водной подложкой. Положения диполей в пленке относительно зарядов не фиксированы, поскольку, как это будет показано ниже, энергия их взаимодействия меньше характерной энергии теплового движения  $k_B T$ .

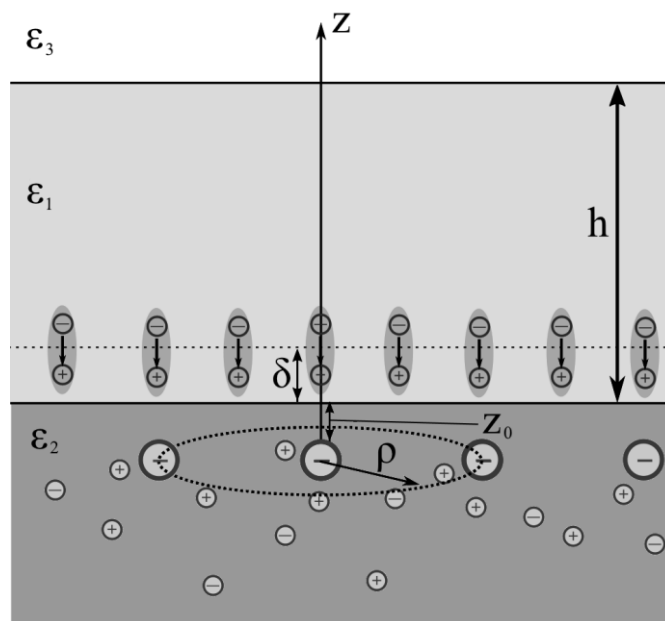


Рис. 1. Модельная система.

В силу принципа суперпозиции, электростатические поля в контактирующих средах определяются суммой полей, вызванных различными источниками, такими как поверхностные ионы и их изображения или диполи растворенных молекул воды и их изображения.

Для воды или разбавленного 1-1 водного раствора электролита, когда обратная дебаевская длина  $\kappa \ll 1/z_0$  и  $\rho \ll 1/\kappa$ ,  $z$ -компонента напряженности  $E_z$  в произвольной точке  $z, \rho$  пленки, вызванная дискретно заряженной границей раздела, может быть записана как [16]:

$$E_z(z, \rho) = \frac{2q}{\epsilon_2} \sum_{k=0}^{\infty} (-\beta_{13})^k \left[ \frac{(z+2kh)}{(\rho^2 + (z+2kh)^2)^{3/2}} + E_{z\_disk}(z+2kh, \rho) + \frac{\beta_{13}(z-2z_0-2(k+1)h)}{(\rho^2 + (z-2z_0-2(k+1)h)^2)^{3/2}} + E_{z\_disk}(z-2z_0-2(k+1)h, \rho) \right], \quad (1)$$

где  $z, \rho$  – расстояние до ближайшего заряда на поверхности,  $\beta_{13} = (\varepsilon_1 - \varepsilon_3) / (\varepsilon_1 + \varepsilon_3)$ , а

$$E_{z\_disk}(z, \rho) = 2 \sum_{m=0}^{\infty} P_{2m+2}(0) \frac{\rho_0^{2m}}{(\rho^2 + z^2)^{m+1}} P_{2m+1} \left( \frac{z}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} \right) \text{ для } \rho^2 + z^2 > \rho_0^2, \quad (2)$$

$$E_{z\_disk}(z, \rho) = -\frac{2}{\rho_0^2} + \sum_{m=0}^{\infty} \frac{2P_{2m}(0)}{1-2m} \frac{2m(\sqrt{\rho^2 + z^2})^{2m-1}}{\rho_0^{2m+1}} P_{2m-1} \left( \frac{z}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} \right) \text{ для } \rho^2 + z^2 < \rho_0^2, \quad (3)$$

где  $P_n(z)$  в уравнениях (2) и (3) – это полином Лежандра  $n$ -го порядка,  $\rho_0$  – среднее расстояние между зарядами.

Расчет радиальной компоненты напряженности поля показал, что по абсолютной величине  $E_\rho$  весьма мала, выигрыш энергии для диполей, ориентированных по полю, существенно меньше  $k_B T$ , и фактически, диполи могут свободно вращаться, обнуляя вклад энергии, связанный с радиально ориентированными дипольными моментами. Таким образом, используя уравнения (1), можно рассчитать вклад в свободную избыточную энергию пленки, возникающий в силу взаимодействия растворенных в масле полярных молекул с дискретно заряженной границей вода-алкан:

$$U_q = -\vec{p}\vec{E}_z = -pE_z \cos \theta, \quad (4)$$

где  $\theta$  – угол между дипольным моментом растворенной молекулы и вертикалью.

Для расчета энергии Ван-дер-Ваальсовых взаимодействий  $U_{vdW}$  между адсорбированными молекулами воды и фазами 2 и 3, ограничивающими пленку, использовалось выражение из работы [17]:

$$U_{vdW}(\delta) = \frac{-3k_B T v_m}{8\pi\delta^3} \sum_{N=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_w(i\xi_N) - \varepsilon_1(i\xi_N)}{\varepsilon_w(i\xi_N) + 2\varepsilon_1(i\xi_N)} \frac{\varepsilon_2(i\xi_N) - \varepsilon_1(i\xi_N)}{\varepsilon_2(i\xi_N) + \varepsilon_1(i\xi_N)} - \frac{3k_B T v_m}{8\pi(h-\delta)^3} \sum_{N=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_w(i\xi_N) - \varepsilon_1(i\xi_N)}{\varepsilon_w(i\xi_N) + 2\varepsilon_1(i\xi_N)} \frac{\varepsilon_3(i\xi_N) - \varepsilon_1(i\xi_N)}{\varepsilon_3(i\xi_N) + \varepsilon_1(i\xi_N)}. \quad (5)$$

Здесь  $v_m$  – объем молекулы воды,  $\varepsilon_w(i\xi_N)$  – диэлектрическая проницаемость как функция мнимой частоты для воды,  $\varepsilon_j(i\xi_N)$  – диэлектрическая проницаемость как функция мнимой частоты для алкана ( $j=1$ ), воды ( $j=2$ ) и пара ( $j=3$ ), а  $\delta$  – половина толщины монослоя воды ( $\delta=0,13$  нм [18]).

Результаты молекулярно-динамического эксперимента по структуре жидкости вблизи границы вода-углеводород [19] показывают, что молекулы воды в алкане ориентируются таким образом, чтобы  $O-H$  связь была перпендикулярна границе. Вторая  $O-H$  связь может свободно вращаться

относительно первой. Такая конфигурация соответствует максимуму энергии водородной связи, составляющему  $U_{O-H} \sim 8,6k_B T$ . В этом случае полный дипольный момент молекул воды составляет угол порядка  $52^\circ$  к нормали к поверхности. Для упрощения расчетов мы представляем этот дипольный момент в виде суммы нормального и параллельного поверхности моментов. Согласно работе [19], посадочная площадь на молекулу воды, адсорбированную на границе вода/алкан, составляет  $0,14 \text{ нм}^2$ .

Как показано в [3], электростатическая энергия диполя в поле других диполей и их изображений может быть записана в виде:

$$U_{dip} = U_{im}^n + U_{im}^p + U_{lat}, \quad (6)$$

где  $U_{im}^n, U_{im}^p$  – потенциальные энергии диполей, ориентированных нормально и параллельно поверхности в поле их собственных изображений,  $U_{lat}$  – потенциальная энергия диполя в электростатическом поле, созданном другими диполями, адсорбированными в монослое и их изображениями. Для расчета этих энергий использовались выражения из работ [1, 3, 15].

Таким образом, для свободной энергии смачивающей пленки мы имеем:

$$U = U_{123} + \bar{U}\Gamma^{(12)} = U_{123} + \Gamma^{(12)}(U_q + U_{dip} + U_{OH} + U_{vdW}), \quad (7)$$

где  $U_{123}$  – энергия Ван-дер-Ваальсовых взаимодействий границ пленки через слой алкана,  $\Gamma^{(12)}$  – число молекул воды на единицу площади, адсорбированных на границе вода-алкан,  $U_q, U_{dip}, U_{OH}, U_{vdW}$  – энергии на один диполь от, соответственно, электростатического взаимодействия с дискретными зарядами и их изображениями, электростатического взаимодействия с другими диполями и их изображениями, водородной связи между молекулой и водной подложкой, и Ван-дер-Ваальсового взаимодействия молекул воды с фазами, ограничивающими пленку.

Основываясь на уравнениях (4)-(7) и используя диэлектрические данные для воды и пентана, измеренные в [20], мы рассчитали вклады от разных сил в полную энергию адсорбции для молекулы воды в равновесной насыщенной водой пленке пентана на воде (см. Таблицу 1).

Таблица 1. Вклад взаимодействий разных типов в избыточную энергию диполя молекулы воды в равновесной пленке пентана на воде

$U_{OH} / k_B T$	$U_{dis} / k_B T$	$U_{im}^n / k_B T$	$U_{im}^p / k_B T$	$U_{lat} / k_B T$	$U_q / k_B T$
-8,6	-0,88	-1,85	-1,54	3,39	0,02

Электростатическая энергия диполя в поле дискретно заряженной границы раздела и поляризованных границ зависит от взаимного

расположения этого диполя и ближайшего заряда (см. уравнения (2)-(3)). Согласно [21], характерная поверхностная плотность зарядов на границе вода-масло составляет от  $-5$  до  $-7$  мкКл/см<sup>2</sup>, что соответствует одному гидроксид-иону на каждые  $\sim 3$  нм<sup>2</sup> поверхности ( $\rho_0 \sim 1$  нм). Таким образом, плотность диполей в адсорбированном монослое значительно выше плотности зарядов. Анализ уравнения (4) показывает, что энергия взаимодействия диполя и зарядов максимальна (по абсолютной величине) для  $\rho = 0$ . Однако, даже для этого случая она меньше  $k_B T$  и существенно меньше  $U_{lat}$ . Таким образом, больцмановское распределение приводит к пространственно-однородному распределению диполей со случайными расстояниями до ближайших зарядов, что соответствует среднему расстоянию  $\bar{\rho} = \frac{2}{3}\rho_0$ . Именно для этого положения диполей приведены данные в Таблице 1.

### **Устойчивость пленки пентана на воде**

Для определения равновесной толщины пленки, мы использовали теорию Дерягина-Фрумкина [22]. Устойчивость пленки определяется поведением изотермы расклинивающего давления. Исходя из уравнения (7), полная величина расклинивающего давления может быть рассчитана как сумма Ван-дер-Ваальсовой и электростатической компоненты, связанной с силами изображения разных видов:

$$\Pi = -\frac{dU}{dh} = \Pi_{vdW} + \Pi_{image}, \quad (8)$$

где мы учли  $U_{OH}$  при расчете  $\Pi_{image}$ :

$$\Pi_{image} = -\frac{d\bar{U}}{dh} = -\frac{d\Gamma^{(12)}}{dh} (U_{OH} + U_{vdW} + U_{dip} + U_q) - \Gamma^{(12)} \frac{d(U_{vdW} + U_{dip} + U_q)}{dh}. \quad (9)$$

Для различных концентраций воды в пентане были рассчитаны изотермы расклинивающего давления (см. рис. 2) для пленок пентана при поверхностной плотности заряда  $\sigma = -5$  мкКл/см<sup>2</sup>, характерной для границы раздела вода-масло [21].

Анализ результатов и уравнения (9) показывает, что величина поверхностных сил, с одной стороны, растет при увеличении количества дискретно распределенных диполей, а с другой стороны, энергия на один диполь падает при приближении к полному заполнению адсорбционного слоя. Таким образом, величина расклинивающего давления при малых толщинах растет по мере увеличения концентрации, достигая максимума для концентрации  $5,0 \times 10^{-7}$ . Дальнейший рост концентрации ведет к уменьшению поверхностных сил.

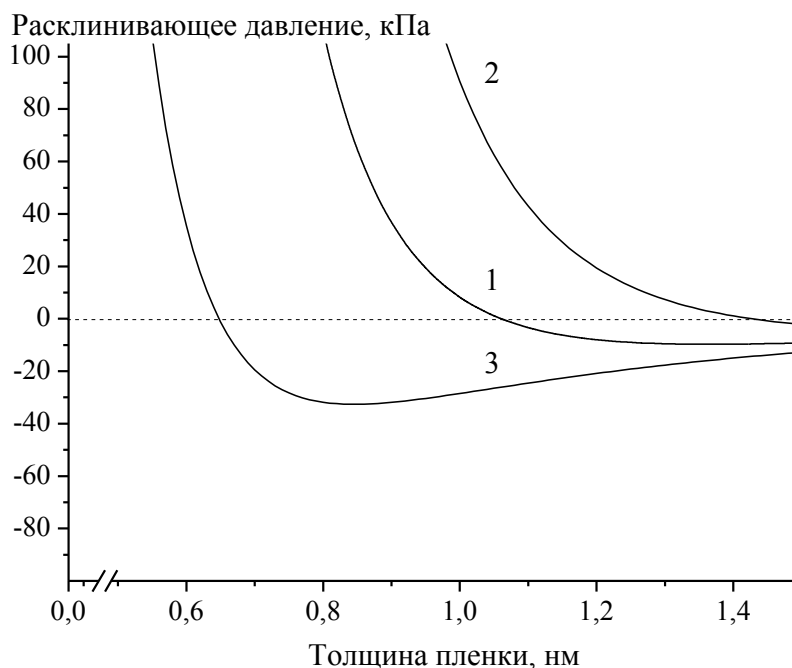


Рис. 2. Изотермы расклинивающего давления для пленок пентана на воде для разных концентраций воды в пленке: 1 –  $3,3 \times 10^{-4}$  (концентрация насыщения объемного раствора), 2 –  $5,0 \times 10^{-7}$  (соответствующая максимальной равновесной толщине) –, 3 –  $1,0 \times 10^{-8}$ .

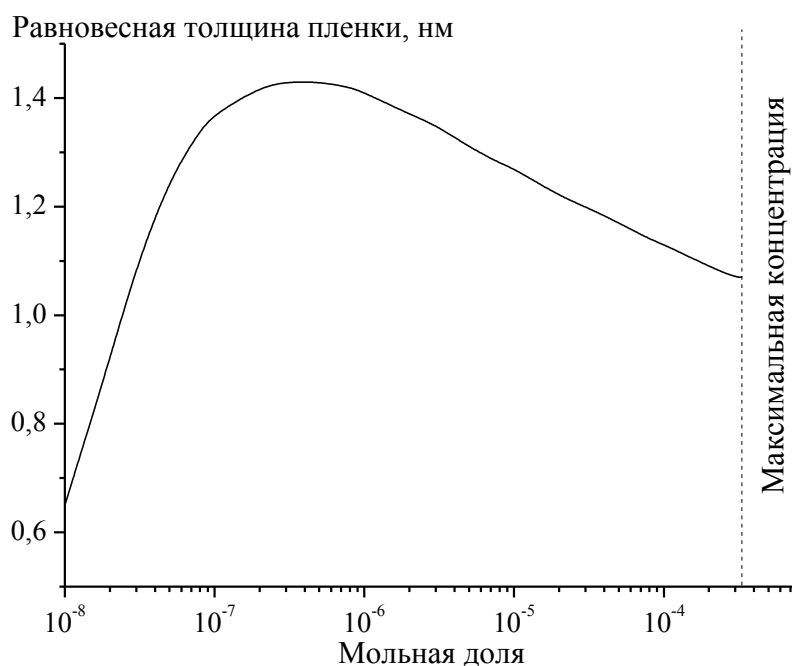


Рис. 3. Зависимость толщины равновесной пленки, сосуществующей с объемной каплей, как функция объемной концентрации воды в пентане.

На основе расчета изотерм полного расклинивающего давления в пленке становится возможным рассчитать равновесную толщину пленки пентана (см. рис. 3) из условий равновесия (10) и устойчивости (11):

$$\Pi(h_0) = P_{capillary}, \quad (10)$$

$$\partial \Pi(h_0) / \partial h < 0. \quad (11)$$

$P_{capillary}$  в случае сосуществования с объемной фазой равно 0.

Мы видим, что равновесная толщина пленки, сосуществующей с объемной каплей, сильно зависит от концентрации воды. Этот результат был ожидаем, поскольку в отсутствие растворимости воды и связанных с ней сил изображения, пленка неустойчива. При этом нами обнаружено, что зависимость толщины пленки от концентрации немонотонная. Максимум толщины, равный  $h_{max} = 1,4$  нм, соответствует концентрации  $5,0 \times 10^{-7}$ .

### **Заключение**

Объяснение экспериментально наблюдаемых особенностей смачивания воды низкомолекулярными алканами требует привлечения дополнительных сил, помимо сил Ван-дер-Ваальса. Представлялось разумным связать эти силы с наличием растворенной воды в пленке алкана, которая приводит к возникновению избыточной свободной энергии пленки, связанной с силами изображения. Наблюдаемые нами эффекты являются следствием дискретного распределения зарядов межфазной границы и диполей в пленке. В этой работе, на примере пентана, мы показали, что силы изображения приводят к устойчивости смачивающей пленки алкана на воде. Кроме того, анализ зависимости равновесной толщины пленки от концентрации воды показал, что максимальное значение энергии сил изображения соответствует такой концентрации, при которой среднее расстояние между диполями близко к толщине пленки.

*Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Физико-химические проблемы поверхностных явлений».*

### **Библиографический список:**

1. **Boinovich, L.** Wetting behaviour and wetting transitions of alkanes on aqueous surfaces / L. Boinovich, A. Emelyanenko // *Advances in Colloid and Interface Science.* – 2009. – V. 147-148. – P. 44-55.
2. **Emelyanenko, K.A.** Image-charge forces in thin interlayers due to surface charges in electrolyte / K.A. Emelyanenko, A.M. Emelyanenko, L. Boinovich // *Physical Review E.* – 2015. – V. 91. – I. 3. – P. 032402-1-032402-8.
3. **Boinovich, L.** Wetting behavior of pentane on water. The analysis of temperature dependence / L. Boinovich, A. Emelyanenko // *The Journal of Physical Chemistry B.* – 2007. – V. 111. – I. 34. – P. 10217-10223.
4. **Hauxwell, F.** A study of the surface of water by hydrocarbon adsorption / F.Hauxwell, R.H. Ottewill // *Journal of Colloid and Interface Science.* – 1970. – V. 34. – I. 4. – P. 473-479.
5. **Del Cerro, C.** The behavior of pentane, hexane, and heptane on water / C. Del Cerro, G.J. Jameson // *Journal of Colloid and Interface Science.* – 1980. – V. 78. – I. 2. – P. 362-375.

6. **Bonn, D.** Complex wetting phenomena in liquid mixtures: frustrated-complete wetting and competing intermolecular forces / D. Bonn, E. Bertrand, N. Shahidzadeh et al. // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2001. – V. 13. – №. 21. – P. 4903-4914.
7. **Schatzberg, P.** Solubilities of water in several normal alkanes from  $C_7$  to  $C_{161}$  / P. Schatzberg // *The Journal of Physical Chemistry*. – 1963. – V. 67. – I. 4. – P. 776-779.
8. **Énglin, B.A.** Solubility of water in individual hydrocarbons / B.A. Énglin, A.F. Platé, V.M. Tugolukov, M.A. Pryanishnikova // *Chemistry and Technology of Fuels and Oils*. – 1965. – V. 1. – I. 9. – C. 722-726.
9. **Polak, J.** Mutual solubilities of hydrocarbons and water at 0 and 25°C / J. Polak, C.-Y. Lu // *Canadian Journal of Chemistry*. – 1973. – V. 51. – № 24. – C. 4018-4023.
10. **Tsonopoulos, C.** High-temperature mutual solubilities of hydrocarbons and water. Part I: Benzene, cyclohexane and n-hexane / C. Tsonopoulos, G.M. Wilson // *AIChE Journal*. – 1983. – V. 29. – I. 6. – P. 990-999.
11. **Briscoe, W.H.** Direct measurement of surface forces due to charging of solids immersed in a nonpolar liquid / W.H. Briscoe, R.G. Horn // *Langmuir*. – 2002. – V. 18. – I. 10. – P. 3945-3956.
12. **Blake, T.D.** Adsorption on flat surfaces. II. Low-energy surfaces / T.D. Blake, J.L. Cayias, W.H. Wade, J.A. Zerdecki // *Journal of Colloid and Interface Science*. – 1971. – V. 37. – I. 4. – P. 678-685.
13. **Kusakov, M.** Properties of the polymolecular layers of nonionic liquids / M. Kusakov, A. Titievskaya // *Doklady Chemistry*. – 1940. – V. 28. – P. 333-336.
14. **Boinovich, L.B.** Investigation of the isotherms of the disjoining pressure of wetting films of binary nonionic solutions by the ellipsometric method / L.B. Boinovich, B.V. Derjaguin // *Colloids and Surfaces*. – 1989. – V. 34. – I. 1. – P. 43-54.
15. **Boinovich L. B.** The image-charge forces in thin films of solutions with non-polar solvent / L.B. Boinovich, A.M. Emelyanenko // *Advances in Colloid and Interface Science*. – 2003. – V. 104. – I. 1-3. – P. 93-121.
16. **Emelyanenko, K.A.** Image charge effects in the wetting behavior of alkanes on water with accounting for water solubility / K.A. Emelyanenko, A.M. Emelyanenko, L.B. Boinovich // *Materials*. – 2016. – V. 9. – I. 3. – №. 177. – 13 p.
17. **Derjaguin, B.V.** Molecular-surface forces in binary solutions / B.V. Derjaguin, I.E. Dzyaloshinsky, M.M. Koptelova, L.P. Pitayevsky // *Discussions of the Faraday Society*. – 1965. – V. 40. – P. 246-252.
18. **Calò, A.** Revealing water films structure from force reconstruction in dynamic AFM / A. Calò, N. Domingo, S. Santos, A. Verdager // *The Journal of Physical Chemistry C*. – 2015. – V. 119. – I. 15. – P. 8258-8265.
19. **Chowdhary, J.** Water-hydrocarbon interfaces: Effect of hydrocarbon branching on interfacial structure / J. Chowdhary, B.M. Ladanyi // *The Journal of Physical Chemistry B*. – 2006. – V. 110. – I. 31. – P. 15442-15453.
20. **Boinovich, L.B.** Alkane films on water: stability and wetting transitions / L.B. Boinovich, A.M. Emelyanenko // *Russian Chemical Bulletin*. – 2008. – V. 57. – I. 2. – P. 263-273.
21. **Beattie, J.K.** The surface of neat water is basic / J.K. Beattie, A.M. Djerdjev, G.G. Warr // *Faraday discussions*. – 2009. – V. 141. – P. 31-39.
22. **Derjaguin, B.V.** The Derjaguin-Landau-Verwey-Overbeek (DLVO) theory of stability of lyophobic colloids / B.V. Derjaguin, N.V. Churaev, V.M. Muller // In book: *Surface Forces*. – New York: Springer US, 1987. – Ch. 8. – P. 293-310.