

# Особенности поляризации тонких пленок воды в поле активной поверхности кристалла слюды

© В.С. Борисов, В.А. Карнаков, Я.В. Ежова, О.Б. Рубцова, Л.А. Щербаченко

Иркутский государственный университет,  
664003 Иркутск, Россия

E-mail: frenzy\_phoenix@mail.ru

(Поступила в Редакцию 16 июля 2007 г.  
В окончательной редакции 28 ноября 2007 г.)

Проведены экспериментальное и теоретическое исследования зависимости диэлектрической проницаемости тонких водных пленок в поле активной поверхности кристалла слюды от их толщины. С использованием теории Кирквуда рассмотрена модель взаимодействия полярных молекул воды с полем поверхности кристалла. Сопоставление результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными позволило определить характеристики электрического поля поверхности кристалла и показало, что принятая теоретическая модель удовлетворительно описывает основные особенности поляризации тонких пленок воды.

PACS: 77.22.-d, 77.22.Ei, 77.55.+f

## 1. Введение

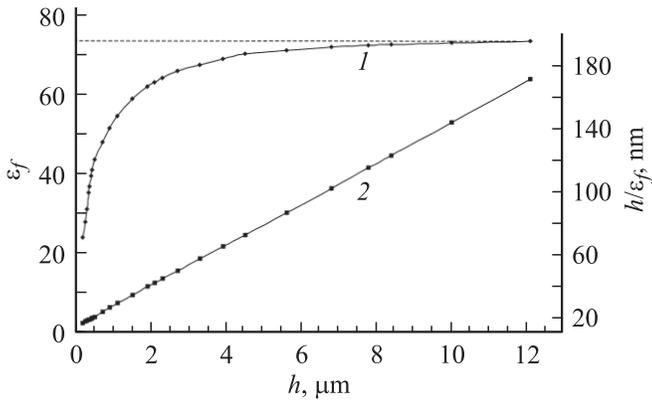
Слюда принадлежит к классу минералов, характеризующихся совершенной спайностью — способностью расщепляться на тонкие пластинки с ровной поверхностью [1,2]. При раскалывании кристалла слюды происходит разрыв преимущественно межпакетных связей, поскольку они намного слабее связей атомов внутри пакета. Поверхности расслоения содержат большое число ионов калия  $K^+$ . Ионы  $OH^-$  погружены в пакет и частично нейтрализованы им и поэтому не создают сколько-нибудь значительного электрического поля. Ионы  $K^+$  являются, таким образом, активными центрами, поле которых вызывает интенсивную адсорбцию полярных молекул из окружающей среды на поверхность расслоения. Молекула воды имеет наибольший дипольный момент  $6.13 \cdot 10^{-30} \text{ C} \cdot \text{m}$  среди всех молекул атмосферы, поэтому молекулы воды вытесняют молекулы других веществ и покрывают активные центры тонкими пленками.

Система  $K^+ - OH^-$  обладает дипольным моментом  $3.77 \cdot 10^{-29} \text{ C} \cdot \text{m}$  и создает вблизи себя электрическое поле напряженностью порядка  $10^9 - 10^{10} \text{ V/m}$ . В таком поле энергия молекул воды первого монослоя намного больше энергии их теплового движения. В результате молекулы граничной воды ориентируются нормально к поверхности кристалла и образуют очень устойчивую к тепловым колебаниям структуру. Энергия молекул в поле центров быстро уменьшается с удалением от поверхности кристалла, и на расстоянии порядка нескольких десятков нанометров упорядоченное строение слоев нарушается тепловым движением молекул. Следует ожидать, что в сильном поле поверхности происходит вырождение дипольно-ориентационной поляризации и диэлектрическая проницаемость тонких водных пленок существенно ниже диэлектрической проницаемости объемной воды. Известно [3], что тонкие пленки харак-

теризуются также повышенными значениями теплопроводности, поверхностного натяжения и упругости и температурной кристаллизации 173 К. Можно ожидать, что с увеличением толщины пленок свойства воды в них приближаются к свойствам обычной объемной воды, что обусловлено уменьшением влияния граничной воды и поля поверхности. В настоящей работе ставилась задача объяснить теоретически особенности поляризации тонких водных пленок, адсорбированных активной поверхностью кристаллов слюды.

## 2. Методика эксперимента

Поляризация тонких водных пленок исследовалась емкостным методом. В работе использовались кристаллы мусковита, обладающего правильной кристаллической структурой и меньшим числом дефектов по сравнению с кристаллами флогопита. Образцы готовились по методике [4]: на наружные поверхности тонких пластинок мусковита напылялись серебряные электроды. Затем пластинки надкалывались с торца и в раскол вводилась бидистиллированная вода, покрывавшая поверхность кристалла тонкими пленками, толщина которых ( $h$ ) варьировалась от 0.17 до 12.1  $\mu\text{m}$ . Раскол герметично заклеивался расплавленным пицином. Толщина пленок и самих пластинок измерялась гелий-неоновым лазерным интерферометром Фабри–Перо с точностью до 8 нм. Диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_f(h)$  пленочной воды вычислялась по емкости кристалла с водой и емкости кристалла без воды [4] с учетом краевых эффектов. Электрическая емкость измерялась с помощью высокочастотного диэлькометра „Тангенс-2М“ с погрешностью  $\pm 0.01 \text{ pF}$  в направлении, перпендикулярном плоскости спайности, при температуре  $T = 293 \text{ K}$  на частоте  $10^7 \text{ Hz}$ .



**Рис. 1.** Экспериментальная зависимость действительной части диэлектрической проницаемости  $\epsilon_f$  (1) и отношения  $h/\epsilon_f$  (2) тонких водных пленок от их толщины.

На рис. 1 представлен график экспериментально установленной зависимости  $\epsilon_f(h)$  для  $h$  от 0.17 до 12.1  $\mu\text{m}$ .

### 3. Теоретическая модель

Теоретический расчет диэлектрической проницаемости полярных жидкостей, в частности воды, встречает определенные трудности, связанные с самодействием молекул посредством их влияния на ориентацию окружающих молекул. Теории Онзагера, Дебая и Ансельма [5] с разных позиций описывают поляризацию полярных жидкостей, однако результаты, близкие к экспериментальным, удается получить только для слабополярных жидкостей. Кроме того, все эти теории содержат эмпирически определяемые параметры, которые зависят от строения молекул жидкости и способа организации ближнего и дальнего порядков. В качестве теории, удовлетворительно описывающей поляризацию воды, в настоящей работе использована статистическая теория Кирквуда [5–7]. Согласно этой теории,

$$\epsilon - 1 = \frac{9\epsilon}{2\epsilon + 1} \frac{4\pi n}{3} \left[ \alpha_e + \frac{\mu_0^2}{3kT} g \right]. \quad (1)$$

Здесь  $g = 1 + Z\langle \cos \gamma \rangle$  — структурная постоянная,  $Z$  — число ближайших соседей у каждой из молекул воды,  $\langle \cos \gamma \rangle$  — среднее значение косинуса угла между направлением осей диполя данной молекулы и одной из  $Z$  соседних. Для воды известно, что  $\mu_0 = 6.13 \cdot 10^{-30} \text{ C} \cdot \text{m}$ ,  $n = 3.37 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$  — постоянная Лошмидта и  $Z = 4$  при  $T = 293 \text{ K}$ . Величину поляризуемости электронного смещения  $\alpha_e$  можно определить из формулы для молекулярной рефракции

$$\frac{v^2 - 1}{v^2 + 2} \frac{M}{\rho} = \frac{4\pi n}{3} \alpha_e, \quad (2)$$

где  $M = 0.018 \text{ kg/mole}$  — молярная масса воды,  $\rho = 10^3 \text{ kg/m}^3$  — ее плотность, а  $v = 1.32$  — показатель

преломления воды в видимом диапазоне длин волн. Тогда  $A_e = 4\pi n \alpha_e / 3 = 3.57$ .

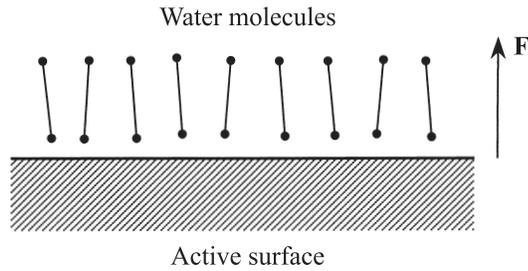
Значение эмпирического параметра  $\langle \cos \gamma \rangle$  можно определить путем сопоставления с экспериментальными данными о диэлектрической проницаемости воды при различных температурах. Поскольку  $\epsilon$  воды при  $T = 293 \text{ K}$  равна 80, из формулы (1) следует, что структурная постоянная равна  $g = 3.48$ .

Подставляя все данные в (1), получим диэлектрическую проницаемость объемной воды в слабом поле при низких частотах и температуре  $T = 293 \text{ K}$ :  $\epsilon_0 \approx 80$ . Основной вклад в диэлектрическую проницаемость вносят поляризация электронного смещения и дипольно-ориентационная поляризация, зависящая от температуры. В сильном поле имеет место эффект насыщения и уменьшения диэлектрической проницаемости по сравнению со случаем слабого поля. Этот факт связан с тем, что в экстремальных полях система диполей находится в состоянии, устойчивом к тепловым колебаниям молекул и воздействию дополнительных внешних полей — происходит вырождение дипольно-ориентационной поляризации, что означает уменьшение эффективного дипольного момента в формуле (1). Эффективный дипольный момент, согласно Онзагеру [5], складывается из собственного момента молекулы и наведенной компоненты, определяемой взаимодействием молекул друг с другом. Если формально положить  $\mu_0 \approx 0$ , то для диэлектрической проницаемости воды в сильном постоянном поле получаем значение  $\epsilon_e = 16.6$ , обусловленное лишь поляризацией электронного смещения. Оба результата хорошо согласуются с экспериментальными данными: экстраполяция графика рис. 1 в область значений  $h$ , близких к нулю, приводит к величине  $\epsilon$ , равной 16.2. Следует отметить, что диэлектрическая проницаемость воды, обусловленная поляризацией электронного смещения, не равна квадрату показателя преломления ( $\epsilon \neq v^2$ ). Аналогичная ситуация имеет место для ионных кристаллов, что вызвано существованием значительных некомпенсированных внутренних полей.

Следует отметить, что в случае переменного внешнего поля, изменяющегося по закону  $E = E_0 \sin \omega t$ , диэлектрическая проницаемость зависит от частоты этого поля. Согласно уравнению Дебая [3], действительная часть диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$  в диэлектрике с одним видом релаксационной поляризации изменяется с частотой следующим образом:

$$\epsilon'(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (3)$$

Для воды время релаксации  $\tau$  есть время установления дипольно-ориентационной поляризации и составляет около  $10^{-12} - 10^{-13} \text{ s}$  [5]. Следовательно, на частоте  $10^7 \text{ Hz}$  величина  $\omega^2 \tau^2$  пренебрежимо меньше единицы. Тогда можно считать, что диэлектрическая проницаемость тонких пленок, измеренная по методике [4], соответствует ее низкочастотным значениям, вычисленным теоретически.



**Рис. 2.** Молекулы адсорбированной воды в поле активной поверхности кристалла слюды.

Рассмотрим теперь взаимодействие полярных молекул адсорбированной воды с активной поверхностью кристалла слюды (рис. 2). Поскольку число активных центров велико и их расположение случайно, суммарное электрическое поле  $\mathbf{F}$ , создаваемое этими центрами, направлено перпендикулярно поверхности и зависит от расстояния до нее. В случае плоского расслоения направление поля  $\mathbf{F}$  не зависит от направления в пространстве. В общем случае геометрия силовых линий определяется формой активной поверхности и плотностью распределенного по ней заряда.

Под действием поля поверхности молекулы воды ориентируются преимущественно в направлении вектора  $\mathbf{F}$ . Используя классическое статистическое распределение, можно вычислить среднее значение проекции дипольного момента молекул, индуцированного полем  $\mathbf{F}$ , на направление этого поля:

$$\bar{\mu}_F = \mu_0 L\left(\frac{\mu_0 F}{kT}\right), \quad (4)$$

где  $L(y) = \text{cth}(y) - 1/y$  — функция Ланжевена. В зависимости от величины поля  $\mathbf{F}$  и температуры меняется степень ориентационной устойчивости молекул относительно тепловых колебаний. Эта устойчивость определяется безразмерным параметром  $y = F/F_0$ , где  $F_0 = kT/\mu_0 = 6.5 \cdot 10^8 \text{ V/m}$ . Поскольку величина поля  $\mathbf{F}$  зависит от расстояния  $h$  до поверхности кристалла,  $\bar{\mu}_F$  зависит от  $h$ . Поэтому пленки воды на поверхности кристалла слюды являются существенно неоднородными по своим параметрам системами.

Поместим теперь всю систему слюда–вода во внешнее поле напряженности  $\mathbf{E}$ , параллельное  $\mathbf{F}$ . Будем полагать (и дальнейшие вычисления покажут, что это правомочно), что  $E \ll F$ . Под действием поля среднее значение проекции дипольного момента на направление вектора  $\mathbf{F}$  изменится на величину

$$\begin{aligned} \Delta\mu(E) &= \bar{\mu}_{F+E} - \bar{\mu}_F \\ &= \mu_0 \left[ L\left(\frac{\mu_0(F+E)}{kT}\right) - L\left(\frac{\mu_0 F}{kT}\right) \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Поскольку  $E \ll F$ , можно произвести разложение в ряд выражения (5) и получить

$$\Delta\mu(E, F) = \frac{\mu_0^2 E}{kT} L'(y). \quad (6)$$

Таким образом, имеет место факторизация зависимости индуцированного момента от полей  $E$  и  $F$ . Выражение (6) позволяет вычислить поляризуемость  $\alpha_d(y)$  дипольной ориентации. В слабом внешнем поле поляризуемость определяется по формуле

$$\alpha_d(y) = \frac{\Delta\mu(E)}{E}. \quad (7)$$

Учитывая это определение, получим выражение для  $\alpha_d(y)$ :

$$\alpha_d(y) = \frac{\mu_0^2}{kT} L'\left(\frac{\mu_0 F}{kT}\right). \quad (8)$$

Принимая во внимание (8), при  $y = 0$  формулу (1) можно записать в виде

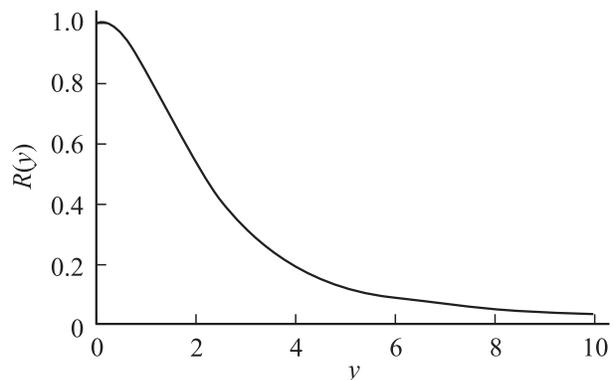
$$\varepsilon - 1 = \frac{9\varepsilon}{2\varepsilon + 1} \frac{4\pi n}{3} [\alpha_e + g\alpha_d(0)], \quad (9)$$

где  $g = 1 + Z\langle \cos \gamma \rangle = 3.48$ .

Формула Кирквуда (1) справедлива в области слабых внешних полей и в отсутствие поля поверхности. Обобщение на случай сильных полей поверхности производится с помощью выражения (8) для поляризуемости  $\alpha_d(y)$ . В результате обобщения получаем формулу для вычисления диэлектрической проницаемости монослоя воды в поле активной поверхности кристалла слюды:

$$\varepsilon - 1 = \frac{9\varepsilon}{2\varepsilon + 1} \frac{4\pi n}{3} [\alpha_e + g\alpha_d(0)R(y)], \quad (10)$$

где  $R(y) = 3L'(y)$  — фактор вырождения,  $y = F/F_0$  — безразмерная величина, характеризующая величину поля  $\mathbf{F}$ . На рис. 3 представлен график функции  $R(y)$ . Из графика видно, что при больших значениях  $y \gg 1$  величина  $R(y)$  становится близкой к нулю. Это значит, что вблизи поверхности кристалла, где поле очень велико, эффективный дипольный момент молекул воды много меньше дипольного момента  $\mu_0$  в отсутствие поля. В сильных полях, как уже замечалось, происходит вырождение дипольно-ориентационной поляризации и диэлектрическая проницаемость уменьшается от 80 до 16.6.



**Рис. 3.** Зависимость фактора вырождения от величины поля поверхности.

Из экспериментально полученной зависимости диэлектрической проницаемости от толщины пленки можно определить величину поля поверхности кристалла на различных расстояниях, т.е. определить функцию  $F(h)$ . Важно отметить, что пленки воды являются неоднородными: дипольный момент меняется от одного монослоя к другому. Поэтому диэлектрическая проницаемость монослоя также зависит от расстояния  $h$ . Неоднородную пленку можно представить как ряд последовательно соединенных конденсаторов с емкостями  $C_1, C_2, \dots, C_n$ . Емкость такой системы равна

$$C^{-1} = \sum_{k=1}^n C_k^{-1}. \quad (11)$$

Поскольку  $C^{-1} = (\epsilon_0 S)^{-1} h / \epsilon$ , диэлектрическая проницаемость тонкой неоднородной пленки запишется в следующем виде:

$$\frac{h}{\epsilon_f(h)} = \int_0^h \frac{dh'}{\epsilon(h')}, \quad (12)$$

$\epsilon(h')$  определяется формулой (10), в которой  $y = y(h')$ .

Если известна экспериментальная зависимость  $\epsilon_f(h)$ , где  $h$  принимает дискретные значения с шагом  $\Delta h$  из интервала  $[0, H]$ , то можно определить зависимость  $F(h)$ . Для этого необходимо переписать формулу (12) в следующем виде:

$$\frac{h + \Delta h}{\epsilon_f(h + \Delta h)} - \frac{h}{\epsilon_f(h)} \cong \frac{\Delta h}{\epsilon(h)}, \quad \text{при } \Delta h \ll h. \quad (13)$$

Здесь использована теорема о среднем для интегралов или, что эквивалентно, приближенное выражение для производной. Упрощая далее выражение (13) и вводя величину  $A_d = 4\pi n g \alpha_d(0) / 3 = 14.15$ , получим

$$\frac{1}{\epsilon(h)} = \frac{d}{dh} \left[ \frac{h}{\epsilon_f(h)} \right], \quad (14)$$

$$R(y) = \frac{1}{A_d} \left[ \frac{(\epsilon - 1)(2\epsilon + 1)}{9\epsilon} - A_e \right]. \quad (15)$$

Соотношение (15) определяет в неявном виде зависимость  $F(h)$ .

Пусть теперь пленка воды находится между двумя активными параллельными идентичными поверхностями кристалла слюды. Электрическое поле двух плоскостей симметрично относительно плоскости, проходящей на равных расстояниях от обеих поверхностей. С учетом этой симметрии формула (12) переписывается следующим образом:

$$\frac{h}{\epsilon_f(h)} = 2 \int_0^{h/2} \frac{dh'}{\epsilon(h')}. \quad (16)$$

Под величиной  $h$  здесь подразумевается полная толщина пленки, которая измерялась в эксперименте.

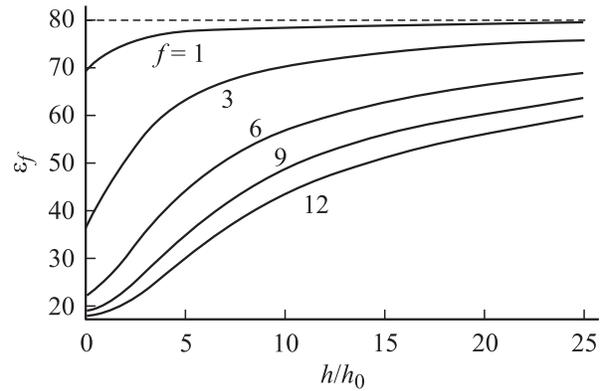


Рис. 4. Диэлектрическая проницаемость тонкой водной пленки толщины  $h$ , заключенной между двумя активными поверхностями, при различной степени их активности  $f$ .

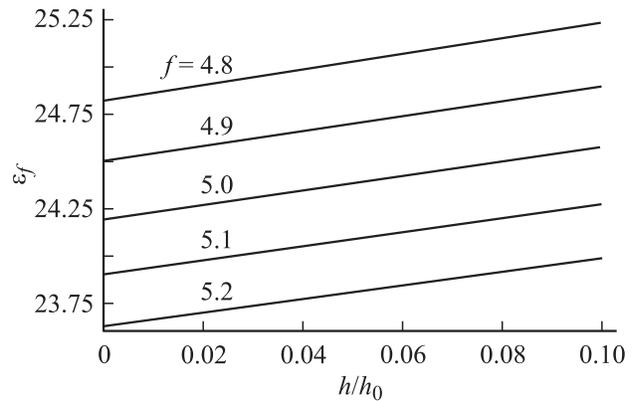


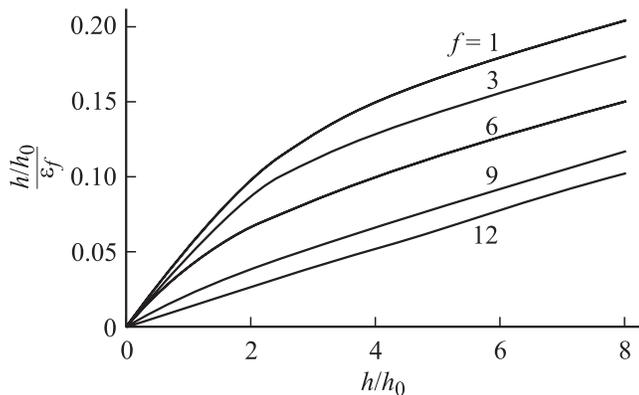
Рис. 5. Диэлектрическая проницаемость тонкой водной пленки малой толщины  $h$  при различной степени активности поверхности кристалла  $f$ .

Допустим, что поле поверхности  $\mathbf{F}$  зависит от расстояния  $h$  следующим образом:

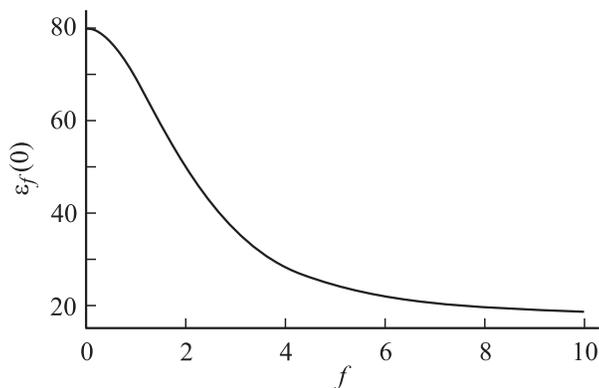
$$F(h) = F(0) \exp(-h/h_0). \quad (17)$$

Введем безразмерный параметр  $F(0)/F_0 = f$  и построим графики зависимостей  $\epsilon_f(h)$  при различных  $f$ . Вычисления по формулам (10) и (12) проведены в пакете Mathematica и представлены на рис. 4–6.

Из рис. 4 видно, что при увеличении толщины пленки ее свойства приближаются к свойствам объемной воды, не подверженной влиянию сильного электрического поля поверхности. Диэлектрическая проницаемость сверхтонких пленок линейно возрастает с ее толщиной (рис. 5). При  $h/h_0 = 0$  вычисления дают формальный результат  $\epsilon_f(0) = \epsilon(0)$ , что вполне ожидаемо, поскольку очень тонкие пленки можно считать практически однородными. Отношение  $h/\epsilon_f(h)$  для толстых пленок линейно возрастает с толщиной, а для тонких имеет характерный изгиб (рис. 6), так что при  $h/h_0 = 0$  это отношение равно нулю.



**Рис. 6.** Отношение толщины пленки к ее диэлектрической проницаемости в зависимости от толщины при степени различной активности поверхности кристалла  $f$ .



**Рис. 7.** Диэлектрическая проницаемость граничной воды в зависимости от степени активности поверхности.

Значение диэлектрической проницаемости граничной воды [3], наиболее сильно подверженной влиянию поля поверхности, зависит от степени активности поверхности, характеризуемой величиной  $f$ , и пропорционально  $R(f)$ . На рис. 7 представлен график зависимости  $\varepsilon_f(0)$  от  $f$ .

Из графика следует, что чем сильнее поле  $F$ , тем меньше  $\varepsilon$  граничной воды. Как уже было замечено, чем больше активность поверхности, тем более жестко ориентируются молекулы граничной воды и тем больше степень вырождения, а проницаемость меньше. В предельном случае  $F \rightarrow \infty$  диэлектрическая проницаемость граничной воды обусловлена лишь поляризацией электронного смещения и составляет 16.6.

#### 4. Сравнение теории и опыта

Сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными, представленными на рис. 1, показывает, что принятая модель взаимодействия поверхности кристалла и пленок воды является удовлетворительной. Формула Кирквуда, обобщенная на случай сильных

полей, приводит к результатам, хорошо согласующимся с опытом. Все особенности поляризации тонких пленок воды, предсказываемые теорией, подтверждаются экспериментальными данными.

Экспериментальная зависимость  $\varepsilon_f(h)$  позволяет определить некоторые важные характеристики поверхности, в частности  $f$  и  $h_0$ . Из рис. 1 видно, что  $\varepsilon$  пленок толщиной в несколько микрон близка к  $\varepsilon$  воды. Следовательно, поле поверхности пренебрежимо мало уже на расстояниях порядка  $10^{-6}$  м. Это означает, что система двух активных поверхностей создаст в пространстве между ними неоднородное поле, слабое в срединной части пленки и сильное вблизи ее границ. Вычислим значение  $f$ , исходя из представления об активной поверхности как о равномерно заряженной плоскости. Как известно, равномерно заряженная плоскость создает вблизи себя поле напряженностью  $F(0) = \sigma/2\varepsilon_0$ , где  $\sigma$  — поверхностная плотность заряда. На поверхности кристалла слюды со средней поверхностной концентрацией  $\bar{n} = 2 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2}$  распределены ионы  $\text{K}^+$ . Заряд каждого иона равен элементарному заряду  $e$ , поэтому плотность заряда на поверхности кристалла равна  $\sigma = \bar{n}e = 0.32 \text{ С} \cdot \text{м}^{-2}$ . Напряженность поля вблизи поверхности, таким образом, составляет

$$F(0) = \frac{\bar{n}e}{2\varepsilon_0} = 1.8 \cdot 10^{10} \text{ В/м}. \quad (18)$$

При более строгом анализе следует иметь в виду, что поле вблизи данной поверхности определяется также второй поверхностью. Согласно (17), поле, создаваемое второй поверхностью вблизи первой, равно  $F_{21} = F(0) \exp(-h/h_0)$ , где  $h$  — расстояние между поверхностями (толщина пленки). Проведем расчет в первом приближении без учета поля  $F_{21}$ . Тогда из (18) следует, что  $f = 27.8$ .

Согласно экспериментальным данным,  $\varepsilon_f(h = 170 \text{ нм}) = 24.5$ . С другой стороны, согласно теоретическим расчетам,  $\varepsilon_f(h/h_0 = 6.3) = 24.5$ . Отсюда делаем вывод, что  $h_0 = 170/6.3 \text{ нм}$ . Следовательно, радиус действия поля поверхности кристалла составляет 27 нм. Данный вывод согласуется с положениями, изложенными в [8,9].

Теперь оценим величину  $F_{21}$  в данном приближении. Если  $h = 170 \text{ нм}$  (минимальная толщина пленок в эксперименте), то  $F_{21} = F(0) \exp(-6.3) \approx F(0)/550$ . Поэтому поле  $F_{21}$  в рассматриваемой системе пренебрежимо мало, и поправки, связанные с учетом этого поля, выходят за пределы точности нашего эксперимента. Влияние поля  $F_{21}$  на получаемые результаты может быть обнаружено только в случае пленок толщиной меньше  $2.3h_0$ ; при этом  $F_{21} = 0.1F(0)$ .

#### 5. Заключение

В работе исследованы особенности поляризации тонких пленок воды, адсорбированной активной поверхностью раскола кристалла слюды. Теоретический анализ

вопроса проведен с использованием теории Кирквуда, описывающей поляризацию полярных жидкостей. Проведено обобщение теории Кирквуда на случай сильных полей, и в рамках данной теории рассмотрена модель полярных молекул воды, находящихся в поле активной поверхности кристалла. Выявлено, что вблизи поверхности кристалла эффективный дипольный момент молекул меньше дипольного момента молекул объемной воды. Введено понятие фактора вырождения, определяющего степень уменьшения эффективного дипольного момента молекул, и определена зависимость этого фактора от величины поля поверхности. Установлена зависимость  $\epsilon$  тонких пленок воды от их толщины, приведен метод определения поля поверхности на различных расстояниях от нее. Для пленок малой толщины зависимость  $\epsilon_f(h)$  является линейной. Проницаемость граничной воды зависит от активности поверхности кристалла и уменьшается до значений 16.6 в сверхсильном поле. Толстые пленки близки по своим свойствам к объемной воде, что обусловлено уменьшением влияния поля поверхности на эффективный дипольный момент молекул воды. При увеличении толщины адсорбированных прослоек их диэлектрическая проницаемость приближается к значениям 70–80, соответствующим значениям этой величины в слабом поле. Анализ экспериментальных данных показывает, что напряженность поля активной поверхности кристалла слюды–мусковита составляет около  $1.8 \cdot 10^{10}$  V/m, поверхностная плотность заряда  $\sigma = 0.32 \text{ C} \cdot \text{m}^{-2}$ , а радиус действия электрического поля поверхности  $h_0 = 27 \text{ nm}$ . Полученные результаты подтверждают сведения [1–4] о высокой активности поверхностей расслоений, полученных при раскалывании кристаллов слюды вдоль плоскости спайности. Дальнейшее исследование особенностей поляризации тонких пленок воды связано прежде всего с построением более строгой и точной теории поляризации и электропроводности полярных жидкостей, учитывающей специфику взаимодействия молекул друг с другом и с внешним полем.

## Список литературы

- [1] М.С. Мецик. Механические свойства кристаллов слюды. ИГУ, Иркутск (1988). 316 с.
- [2] М.С. Мецик. Физика расщепления слюд. Вост.-Сиб. кн. изд-во, Иркутск (1967). 278 с.
- [3] М.С. Мецик, Г.Ю. Гладкий. Физика диэлектриков. Учебное пособие. ИГУ, Иркутск (2001). 116 с.
- [4] Л.А. Щербаченко. Автореф. докт. дис. ИГУ, Иркутск (1993). 43 с.
- [5] Г.И. Сканава. Физика диэлектриков (слабые поля). ГТТЛ, М. (1949). 500 с.
- [6] Kirkwood. J. Chem. Phys. 7, 911 (1939).
- [7] Kirkwood. J. Chem. Phys. 8, 205 (1940).
- [8] В.А. Карнаков, Я.В. Ежова, С.Д. Марчук, В.И. Донской, Л.А. Щербаченко. ФГТ 48, 1946 (2006).
- [9] Б.В. Дерягин, Н.В. Чураев, В.М. Муллер. Поверхностные силы. Наука, М. (1985). 399 с.