

УДК 541.182:537

© Б. П. Шарфарец, В. Е. Курочкин, 2020

## О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ГИГАНТСКОЙ ДИСПЕРСИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ДИСПЕРСНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ УВЕЛИЧЕНИЯ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОФОРЕЗА ДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ

В приближении тонкого двойного слоя приведены все необходимые выражения для оценки дисперсии диэлектрической проницаемости дисперсной системы, состоящей из взвеси дисперсной фазы в виде однородных шарообразных частиц и жидкой однородной дисперсионной среды. За основу взята теория поляризации Максвелла—Вагнера применительно к такой дисперсной системе. Приведенные выражения позволяют установить возможные пути использования явления гигантской дисперсии диэлектрической проницаемости указанной гетерогенной системы для повышения скорости электрофореза в процессе секвенирования биоматериалов с использованием капиллярного электрофореза.

*Кл. сл.:* диэлектрическая проницаемость, гигантская дисперсия показателя диэлектрической проницаемости, секвенирование, капиллярный электрофорез, приближение тонкого двойного слоя, гетерогенная среда, поляризация Максвелла—Вагнера, дисперсная система

### ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных требований при секвенировании биоматериалов с использованием капиллярного электрофореза является повышение его скорости. Возможным подходом к повышению скорости электрофореза может служить попытка использования такого физического явления, проявляющегося при электрофорезе, как *гигантская дисперсия показателя преломления* смеси, состоящей из дисперсной системы, включающей дисперсную фазу в виде ионов или дисперсных частиц, помещенную в дисперсионную среду. Еще Дж.К. Максвелл установил интересную особенность электрической поляризации гетерогенных систем, заключающуюся в том, что показатель преломления обобщенной гетерогенной системы может расти, достигая больших значений на низких частотах приложенного к системе переменного электрического поля. Проведение электрофореза при больших значениях показателя преломления может существенно повлиять на увеличение его скорости тем, что, согласно выражению Смолуховского для скорости электрофореза, последняя линейно зависит от показателя преломления и тем самым должна расти с его ростом. Известно, что диэлектрическая проницаемость гетерогенных систем может достигать действительно гигантских размеров. Например, согласно данным работы [1, с. 55], водные суспензии обнаруживают на низких частотах очень высокие значения диэлектрической

проницаемости. Так, у суспензии сферических частиц с диаметром около 1 мк диэлектрическая проницаемость достигала величины  $10^4$ , что сравнимо только с диэлектрической проницаемостью сегнетоэлектриков в специальных условиях. Кроме того, сам подход применения при электрофорезе смеси постоянного и переменного электрических полей может также привести к интересным результатам.

В настоящей работе по материалам известных источников рассматривается механизм возникновения эффекта гигантской дисперсии показателя преломления вообще и в дисперсной системе, состоящей из однородной дисперсионной жидкой среды и однородных шарообразных частиц, образующих дисперсную фазу, в частности.

Основной задачей работы является изложение (в интересах наращивания скорости электрофореза) явления гигантской дисперсии показателя преломления для случая поляризации системы, состоящей из взвеси однородных по удельной электропроводности частиц шаровой формы в однородной по показателю преломления и электропроводности безграничной среде. Параметры дисперсионной среды и дисперсной фазы разнятся.

Далее последовательно по материалам первоисточников освещаются основные причины возникновения самого явления гигантской дисперсии показателя преломления; приводятся основные данные, которыми оперирует рассматриваемая теория; приводятся основные выражения для опи-

сания дисперсии в конкретной смеси, включающей шарообразные частицы дисперсной фазы.

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВАНИЯ

### Ток смещения

В диэлектрике и во всех веществах, где нельзя пренебречь изменением поляризации, под током смещения понимается величина  $I_D$  [2, с. 499]

$$I_D = \int_s \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\mathbf{s} \quad (\text{СИ}),$$

$$I_D = \frac{1}{4\pi} \int_s \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\mathbf{s} \quad (\text{СГСЭ}).$$

Для плотности тока смещения в диэлектрике имеем соответственно  $\mathbf{i}_D$  [2, с. 499]

$$\mathbf{i}_D = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{СИ}),$$

$$\mathbf{i}_D = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{СГСЭ}).$$

Здесь  $\mathbf{D}$  — вектор электрической индукции (ранее назывался вектором электрического смещения electric displacement vector, отсюда индекс  $D$  в обозначениях  $I_D$  и  $\mathbf{i}_D$ ).

В природе, кроме тока смещения (тока связанных зарядов), можно указать и ток *проводимости*. Ток проводимости  $\mathbf{i}_C$  — упорядоченное движение свободных зарядов, возникающее в проводнике под воздействием электрического поля [2, с. 375].

Ток связанных зарядов (смещения) — это перемещение средних положений связанных электронов и ядер, составляющих молекулу, относительно центра молекулы.

Согласно Максвеллу, полный ток  $\mathbf{i}_\Sigma$  выражается суммой

$$\mathbf{i}_\Sigma = \mathbf{i}_C + \mathbf{i}_D = \mathbf{i}_C + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}.$$

### Неидеальные диэлектрики

Непроводящие диэлектрики называются идеальными, а проводящие — неидеальными. В неидеальном диэлектрике действует механизм поляризации, присущий идеальному диэлектрику, а кроме того, имеет место поляризация, обусловленная перемещением истинных зарядов на значительные расстояния под влиянием приложенного поля. Для описания поляризации в неидеальных диэлектриках вводится понятие комплексной электрической проницаемости. Приведем меха-

низм ее возникновения на примере конденсатора, между электродами которого помещен неидеальный диэлектрик [1, § 1.3]. Пусть все приводящиеся ниже величины имеют гармонический характер. Величины обозначаем маленькими буквами, их амплитуды — большими. Пусть далее  $u_c = U_c e^{i\omega t}$ ,  $i_c = I_c e^{i\omega t}$ ,  $q_c = Q_c e^{i\omega t}$ . Здесь  $u_c$ ,  $i_c$ ,  $q_c$  — напряжение, ток и заряд проводимости в конденсаторе, а соответственно для случая тока смещения годны выражения  $u_d = U_d e^{i\omega t}$ ,  $i_d = I_d e^{i\omega t}$ ,  $q_d = Q_d e^{i\omega t}$ .

Для амплитуд величин тока проводимости справедливы выражения [1, с. 20]

$$Q_c = \frac{I_c}{i\omega} = \frac{G_c U_c}{i\omega}; \quad I_c = G_c U_c. \quad (1)$$

Здесь  $G_c$  — проводимость конденсатора.

В отсутствие сквозной проводимости заряд на обкладках конденсатора практически мгновенно для данной частоты при поляризации диэлектрика синфазен разности потенциалов. Этот заряд, называемый индуктивным, равен [1, с. 20]

$$Q_d = UC. \quad (2)$$

Здесь  $C$  — емкость конденсатора.

Реальный конденсатор обладает индуктивным и кондуктивным свойствами. В этом случае амплитуда суммарного заряда конденсатора равна [1, с. 21]

$$Q_\Sigma = Q_c + Q_d = UC + \frac{UG}{i\omega}. \quad (3)$$

Здесь  $U$  — разность потенциалов на конденсаторе в этом случае.

Уравнение (3) обычно записывается таким образом:

$$Q_\Sigma = UC^*, \quad (4)$$

где

$$C^* = C + \frac{G}{i\omega} = C - iC'', \quad (5)$$

$$C'' = \frac{G}{\omega}. \quad (6)$$

Величина  $C''$  называется мнимой частью емкости.

Обычно проводимость  $G$  выражают через удельную проводимость. Для плоского конденсатора  $G = \sigma \frac{S}{l}$ , где  $\sigma$  [См/м] — удельная проводимость,  $S$  — площадь обкладок конденсатора,  $l$  — расстояние между пластинами. Емкость  $C$  равна [2, с. 360]:

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{l} \quad (\text{СИ}); \quad (7)$$

$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi l} \quad (\text{СГСЭ}).$$

Здесь  $\varepsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная.

После учета этих выражений в (5) окончательно имеем:

$$C^* = \left( \varepsilon\varepsilon_0 + \frac{\sigma}{i\omega} \right) \frac{S}{l} = \varepsilon^* \varepsilon_0 \frac{S}{l}, \quad (\text{СИ}); \quad (8)$$

$$\varepsilon^* = \varepsilon + \frac{\sigma}{i\omega\varepsilon_0},$$

$$C^* = \left( \varepsilon + \frac{4\pi\sigma}{i\omega} \right) \frac{S}{4\pi l} = \varepsilon^* \frac{S}{4\pi l}, \quad (\text{СГСЭ}). \quad (9)$$

$$\varepsilon^* = \varepsilon + \frac{4\pi\sigma}{i\omega},$$

Отметим, что выражение (4) для емкости  $C^*$  в случае проводящего конденсатора подобно выражению (2) для емкости  $C$  в непроводящем конденсаторе: емкость равна отношению суммарного заряда  $Q_\Sigma$  к разности потенциалов между его обкладками  $U$ . Это же подобие сохраняется в выражениях для емкостей  $C$  (7) и  $C^*$  (8), (9) через соответственно величины  $\varepsilon$  и  $\varepsilon^*$ .

Таким образом, согласно (4) и (8), (9), смещение по фазе заряда  $Q_\Sigma$  в неидеальном диэлектрике относительно разности потенциалов  $U$  определяется комплексностью емкости  $C^*$ , а следовательно, и комплексностью диэлектрической проницаемости  $\varepsilon^*$  (см. (8) или (9)).

### Электропроводность гетерогенных неидеальных диэлектриков

Замечательным свойством гетерогенных систем является наличие у них диэлектрической дисперсии, отличающейся от аналогичных парциальных зависимостей составляющих их гомогенных частей. Объекты биофизического исследования, как правило, неоднородны в электрическом отношении. Суспензии, пленки, порошки, твердые осадки биологических препаратов и веществ представляют собой гетерогенные системы, в которых смешаны компоненты с различной электропроводностью. Исследование электропроводности таких объектов обычными электрометрическими методами оказывается неэффективным. Наиболее надежные результаты при измерении электропроводности таких сред могут быть получены при использовании разновидности прямого измерения

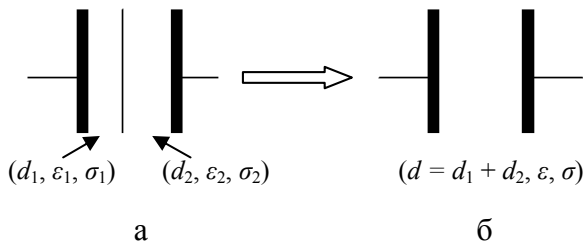
проводимости — кондуктометрии переменного тока [3].

Метод бесконтактной кондуктометрии переменного тока использует то обстоятельство, что изолирующие зазоры и слабо проводящие участки в материале играют роль емкости и при измерении на достаточно высокой частоте "закорачиваются" и препятствуют протеканию тока проводимости через высокопроводящие участки, которые и определяют при этом омическую проводимость материала. Поскольку емкостное сопротивление уменьшается с ростом частоты, то на достаточно высокой частоте мешающее сопротивление приэлектродных зазоров и внутренних разрывов можно "закоротить". При этом измеряемый ток будет лимитироваться только сопротивлением самого материала.

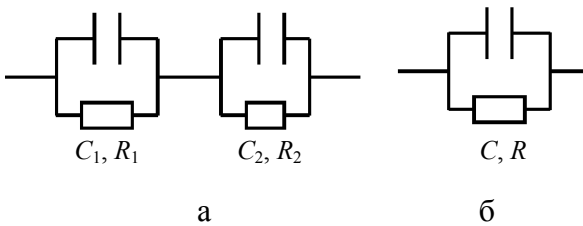
Теоретическими основами кондуктометрии переменного тока в гетерогенных системах можно считать классические работы Максвелла [4] и Вагнера [5], решивших задачу о поляризации в электрическом поле слоистых и сферических включений соответственно. Эти случаи хорошо моделируют поведение систем, неоднородных в электрическом отношении, и приводят к выводу о возрастании измеряемой электропроводности с ростом частоты. Эта теория, получившая названия теории макроструктурной поляризации Максвелла—Вагнера (М-В), рассматривает электрическую поляризацию как накопление свободных зарядов на границах раздела компонент с разными электрическими параметрами. При этом в [4, глава X, ч. 2] рассматривались плоские слои с различными свойствами, а в [5] — дисперсные системы (дисперсная фаза, состоящая из сферических частиц, помещенная в дисперсионную среду).

**Поляризация Максвелла.** Далее приведем подход, описанный в [4]. При этом рассматриваем частный случай системы из двух плоских слоев с различными значениями электрических параметров (рис. 1), которая описывается простой эквивалентной схемой рис. 2 (рисунки заимствованы из [6, рис. 1.1]). Здесь ограничиваемся двумя различными слоями по той причине, что рассматриваемая далее поляризация Вагнера в системе из сферических частиц, помещенных в дисперсионную среду (теория поляризации Вагнера [5]), эквивалентна именно двухслойной модели теории поляризации Максвелла.

Из этой электрической схемы видно, как "нелинейно" ведет себя простейшая гетерогенная структура при прохождении по ней переменного тока. Если один из слоев имеет низкую проводимость (например,  $R_1 \gg R_2$ ), то на низкой частоте общее сопротивление цепи будет близко к  $R_1$ , и высокая проводимость второго слоя останется



**Рис. 1.** Гетерогенная структура из двух слоев. Два реальных слоя (а) и один виртуальный (б) с эквивалентными параметрами;  $d_1$  и  $d_2$  — толщины реальных слоев;  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  — относительные диэлектрические проницаемости слоев;  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  — удельные проводимости слоев

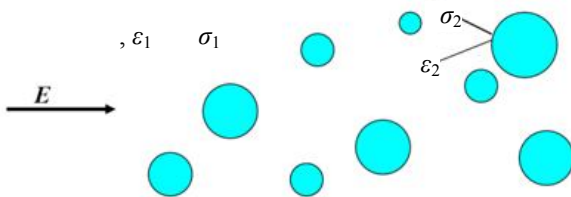


**Рис. 2.** Эквивалентные схемы реальных и виртуального слоев рис. 1.  $C_1, C_2, C$  — соответствующие емкости, а  $R_1, R_2, R$  — сопротивления

не замеченной. На высоких же частотах из-за шунтирующего действия  $C_1$  вклад первого изолирующего слоя в полный импеданс системы будет падать, и активное сопротивление цепи будет приближаться к величине  $R_2$ .

**Поляризация Вагнера.** Аналогичная физика справедлива и для изучения поляризации системы, состоящей из взвеси частиц шаровой формы с параметрами  $(\varepsilon_2, \sigma_2)$  в однородной безграничной среде с параметрами  $(\varepsilon_1, \sigma_1)$  (поляризация Вагнера). Тождественность механизма поляризации, принятого в обеих теориях поляризации (Максвелла для слоев и Вагнера для взвешенных частиц), а также подобие полученных результатов позволяют говорить о них, как о единой теории поляризации Максвелла—Вагнера.

Схема процесса поляризации изображена на рис. 3 (заимствован рис. 1.3 работы [5, с. 6]). Из нее видно, что к гетерогенной системе  $(\varepsilon_1, \sigma_1)$ ,



**Рис. 3.** Система шаровых включений в безграничной однородной среде

$(\varepsilon_2, \sigma_2)$  приложено электрическое поле напряженностью  $E$ .

В работах [1, с. 23–25]; [5]; [6, с. 4–7] и ряде других работ даны выражения, позволяющие получить оценки различных величин, связанных с поляризацией Вагнера дисперсной системы. Далее приведены выражения в системе СГСЭ из работы [6, с. 4–7].

Для эквивалентной комплексной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon^*(\omega)$  и отдельно для ее действительной и мнимой составляющих  $\varepsilon'(\omega) = \text{Re}(\varepsilon^*(\omega))$ ,  $\varepsilon''(\omega) = -\text{Im}(\varepsilon^*(\omega))$  справедливы выражения:

$$\varepsilon^*(\omega) = \tilde{\varepsilon}_\infty + (\tilde{\varepsilon}_0 - \tilde{\varepsilon}_\infty) / (1 + i\omega\sigma) + 4\pi\sigma / i\omega, \quad (10)$$

$$\varepsilon'(\omega) = \tilde{\varepsilon}_\infty + (\tilde{\varepsilon}_0 - \tilde{\varepsilon}_\infty) / (1 + (\omega\sigma)^2), \quad (11)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{\omega\tau(\tilde{\varepsilon}_0 - \tilde{\varepsilon}_\infty)}{1 + (\omega\tau)^2} + \sigma_0. \quad (12)$$

Здесь  $\tilde{\varepsilon}_0$  и  $\tilde{\varepsilon}_\infty$ ,  $\text{Im} \tilde{\varepsilon}_0 = \text{Im} \tilde{\varepsilon}_\infty = 0$  — соответственно диэлектрические проницаемости смеси для постоянного тока и для частоты, стремящейся к  $\infty$ .

<sup>\*)</sup> Здесь уместно упомянуть, что действительная  $\varepsilon'(\omega)$  (11) и мнимая  $\varepsilon''(\omega)$  части диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(\omega)$  должны подчиняться соотношению Крамерса—Кронига, представляющего собой интегральную связь между действительной и мнимой частями любой комплексной функции, аналитичной в верхней полуплоскости частоты  $\omega$  (см. также преобразование Гильберта).

При малом удельном объеме  $\alpha$  шаровых включений  $\alpha = \frac{\pi}{6} d^3 N \ll 1$  ( $d$  — диаметр шаровых включений,  $N$  — число включений в единице объема или их концентрация) справедливы следующие выражения соответственно для частотной зависимости удельной проводимости  $\sigma = \sigma(\omega)$ , для удельной проводимости  $\sigma_0$  при нулевой частоте, удельной проводимости при частоте, стремящейся к бесконечности  $\sigma_\infty$  [6, с. 6–7]:

$$\sigma(\omega) = \frac{\omega^2 \tau (\tilde{\varepsilon}_0 - \tilde{\varepsilon}_\infty)}{1 + (\omega \tau)^2} + \sigma_0, \quad (13)$$

$$\sigma_0 = \frac{\sigma_1 [2\sigma_1 + \sigma_2 - 2\alpha(\sigma_1 - \sigma_2)]}{[2\sigma_1 + \sigma_2 + \alpha(\sigma_1 - \sigma_2)]}, \quad (14)$$

$$\sigma_\infty = \frac{9\alpha(\sigma_1 \varepsilon_2 - \sigma_2 \varepsilon_1)^2}{[(2\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2 (2\sigma_1 + \sigma_2)]}. \quad (15)$$

Для времени релаксации  $\tau$  [1, с. 38]:

$$\tau = \frac{1}{4\pi} \frac{[2\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \alpha(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)]}{[2\sigma_1 + \sigma_2 + \alpha(\sigma_1 - \sigma_2)]}. \quad (16)$$

Для диэлектрической проницаемости  $\tilde{\varepsilon}_\infty$  на частоте, стремящейся к бесконечности, приведем выражения из [1, § 2.1]; [5]:

$$\tilde{\varepsilon}_\infty = \varepsilon_1 \frac{2\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - 2\alpha(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{2\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \alpha(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}. \quad (17)$$

Поскольку в приведенных выше выражениях (10)–(13) при вычислении других величин используются значения  $\tilde{\varepsilon}_0$  и  $\tilde{\varepsilon}_\infty$  только в сочетании ( $\tilde{\varepsilon}_0$  и  $\tilde{\varepsilon}_0 - \tilde{\varepsilon}_\infty$ ), то приведем значение величины  $\tilde{\varepsilon}_0 - \tilde{\varepsilon}_\infty$  [1, с. 38]:

$$\tilde{\varepsilon}_0 - \tilde{\varepsilon}_\infty = \frac{9(\varepsilon_1 \sigma_2 - \sigma_1 \varepsilon_2)^2 \alpha (1 - \alpha)}{[2\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \alpha(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)]} \times \frac{1}{[2\sigma_1 + \sigma_2 + \alpha(\sigma_1 - \sigma_2)]^2}. \quad (18)$$

Выражение для диэлектрической проницаемости на постоянном токе  $\tilde{\varepsilon}_0$  получается из выражений (17) и (18). В результате получаем

$$\tilde{\varepsilon}_0 = \frac{9\alpha \varepsilon_2 \sigma_1^2 + 2(1 - \alpha) \varepsilon_1 (2 + \alpha) \sigma_1^2}{((2 + \alpha) \sigma_1 + \sigma_2 - \alpha \sigma_2)^2} +$$

$$+ \frac{4(1 - \alpha) \sigma_1 \sigma_2 + (1 + 2\alpha) \sigma_2^2}{((2 + \alpha) \sigma_1 + \sigma_2 - \alpha \sigma_2)^2}. \quad (19)$$

Значение величины диэлектрической проницаемости  $\tilde{\varepsilon}_0$  смеси для постоянного электрического поля необходимо знать в условиях электрофореза при постоянном электрическом поле.

Для мнимой составляющей емкости смеси имеется единственный максимум по частоте. Частота, при которой достигается этот максимум, называется критической или характеристической частотой (еще ее называют частотой дисперсии) и определяется условием [1, с. 24]

$$\omega_{cr} \tau = 1. \quad (20)$$

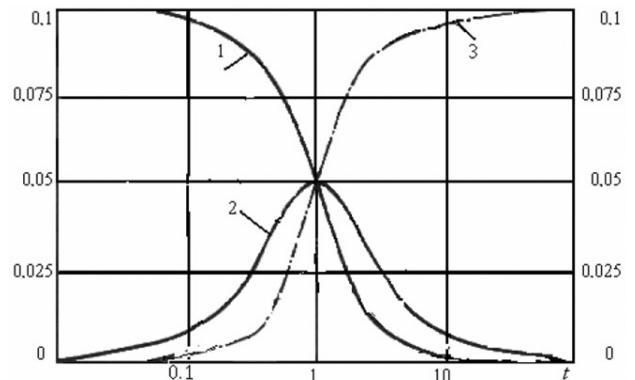
Типичное поведение некоторых из приведенных величин при изменении частоты показано на рис. 4 (рис. 1.2 работы [6, с. 5]).

Из рисунка видно, что величина  $\varepsilon' = \text{Re}(\varepsilon^*)$ , определяемая выражением (13), монотонно падает с ростом частоты.

Из этого, согласно выражению Смолуховского для случая линейной зависимости скорости электрофореза  $U_{ef}$  от амплитуды  $E$  напряженности электрического поля [7, с. 39]

$$U_{ef} = \frac{\varepsilon' \varepsilon_0 \zeta}{\eta} E, \quad (21)$$

следует, что со значительным ростом диэлектри-



**Рис. 4.** Графики изменений электрических характеристик диэлектриков в зависимости от частоты электрического поля.

По горизонтальной оси отложен десятичный логарифм  $f$  отношения текущей частоты  $\omega$  к частоте дисперсии  $\omega_{cr}$ ; по вертикальной оси — относительные значения функций: 1 —  $(\varepsilon' - \tilde{\varepsilon}_\infty) / (\tilde{\varepsilon}_0 - \tilde{\varepsilon}_\infty)$ , 2 —  $\varepsilon'' / (\tilde{\varepsilon}_0 - \tilde{\varepsilon}_\infty)$ , 3 —  $\sigma(\omega) / \sigma(\infty)$

ческой проницаемости может существенно расти и электрофоретическая скорость  $U_{ef}$ .

Отметим далее, что теория Максвелла—Вагнера исходит из чисто электрического рассмотрения макроскопической поляризации, при которой заряд считается сосредоточенным лишь на поверхности неоднородности. Это приближение неприменимо в общем случае к процессу микроскопической поляризации, требующей учета диффузности распределения заряда. Тем не менее в приближении тонкого двойного слоя  $ka \gg 1$  ( $k$  — величина, обратная радиусу экранирования Дебая;  $a$  — радиус дисперсных частиц), окружающего дисперсные частицы, изложенная теория достаточно адекватно описывает процесс поляризации гетерогенной системы в электрическом поле [1, с. 7].

Основы обобщенной теории высокочастотной кондуктометрии неоднородных материалов, применимой к мелкодисперсным системам, когда для корректного описания процесса поляризации гетерогенных систем необходимо учитывать наличие двойного слоя вокруг дисперсных частиц, были разработаны в работах Э.М. Трухана, С.С. Духина и В.Н. Шилова, а также других исследователей (библиографию по этому вопросу см., например, в [1, 6]). Эту тему авторы намерены затронуть в следующей публикации.

### ВЫВОДЫ

В работе в приближении тонкого двойного слоя приводятся все необходимые выражения для оценки дисперсии показателя преломления дисперсной системы, состоящей из взвеси дисперсной фазы в виде однородных шарообразных частиц и жидкой однородной дисперсионной среды. Полученные выражения позволяют установить возможные пути использования явления гигантской дисперсии показателя преломления указанной гетерогенной системы для повышения скорости электрофореза в процессе секвенирования биоматериалов с использованием капиллярного электрофореза.

Работа выполнена в ИАП РАН в рамках Государственного задания 075-00780-20-00 по теме № 0074-2019-0013 Министерства науки и высшего образования.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Духин С.С., Шилов В.Н. Диэлектрические явления и двойной слой в дисперсных системах и полиэлектролитах. Киев: Наукова думка, 1972. 206 с.
2. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. М.: Наука, 1971. 939 с.
3. Трухан Э.М. Электронный транспорт в субклеточных структурах и их моделях. Разработка радиофизических методов исследования и квантово-электронный анализ. Дис. ... докт. физ-мат. наук. МГУ, 1980. 44 с.
4. Максвелл Дж.К. Трактат об электричестве и магнетизме. Т. 1. М.: Наука, 1989. 416 с.
5. Wagner K.W. Erklärung der dielektrischen Nachwirkungsvorgänge auf Grund Maxwellscher Vorstellungen // Archiv f. Elektrotechnik. 1914. No. 2. P. 371–387. DOI: 10.1007/BF01657322
6. Трухан Э.М. Электрофизические методы исследования. Кондуктометрия неоднородных материалов. Учебно-методическое пособие. М.: МФТИ. 26 с.
7. Духин С.С., Дерягин Б.В. Электрофорез. М.: Наука, 1976. 328 с.

*Институт аналитического приборостроения РАН,  
Санкт-Петербург*

Контакты: Шарфарец Борис Пинкович,  
sharb@mail.ru

Материал поступил в редакцию 29.06.2020

## ON THE ATTEMPT TO USE THE GIANT DISPERSION OF THE DIELECTRIC CONSTANT OF A DISPERSE SYSTEM TO INCREASE THE SPEED OF ELECTROPHORESIS OF DISPERSED PARTICLES

**B. P. Sharfarets, V. E. Kurochkin**

*Institute for Analytical Instrumentation of RAS, Saint Petersburg, Russia*

In the thin double layer approximation, all the necessary expressions are given for estimating the dispersion of the dielectric constant of a dispersed system, consisting of a suspension of the dispersed phase in the form of homogeneous spherical particles and a liquid homogeneous dispersion medium. Based on the Maxwell-Wagner theory of polarization as applied to such a dispersed system, the above expressions allow one to establish possible ways of using the phenomenon of giant dispersion of the dielectric constant of the indicated heterogeneous system to increase the electrophoresis rate in the process of biomaterial sequencing using capillary electrophoresis.

*Keywords:* the dielectric constant, giant dispersion of the dielectric constant, sequencing, capillary electrophoresis, thin double layer approximation, heterogeneous environment, Maxwell-Wagner polarization, dispersion system

### REFERENCES

1. Duhin S.S., Shilov V.N. *Dielektricheskie yavleniya i dvojnnoj sloj v dispersnyh sistemah i polielektrolitah* [Dielectric phenomena and a double layer in disperse systems and polyelectrolytes]. Kiev, Naukova dumka, 1972. 206 p. (In Russ.).
2. Yavorsky B.M., Detlaf A.A. *Spravochnik po fizike* [Reference book on physics]. Moscow, Nauka Publ., 1971. 939 p. (In Russ.).
3. Truhan E.M. *Elektronnyj transport v subkletochnyh strukturah i ih modelyah. Razrabotka radiofizicheskikh metodov issledovaniya i kvantovo-elektronnyj analiz*. Dis. ... dokt. fiz.-mat. nauk [Electronic transport in subcellular structures and their models. Development of radiophysical research methods and quantum-electron analysis. Dock. phys. math. sci. diss.]. Moscow, Moscow State University, 1980. 44 p.
4. Maxwell J.C. *A Treatise on electricity and magnetism*. Vol. 1. Dover Publications, 1954 (Russ. Ed.: Maksvell Dzh. K. Traktat ob elektrichestve i magnetizme. T. 1. Moscow, Nauka, 1989. 416 p.) (In Russ).
5. Wagner K.W. *Erklärung der dielektrischen Nachwirkungsvorgänge auf Grund Maxwellscher Vorstellungen*. Archiv f. Elektrotechnik, 1914, No. 2, pp. 371–387. DOI: 10.1007/BF01657322
6. Truhan E.M. *Elektrofizicheskie metody issledovaniya. Konduktometriya neodnorodnyh materialov. Uchebno-metodicheskoe posobie* [Electrophysical research methods. Conductometry of heterogeneous materials. Teaching aid]. M, MFTI. 26 p.
7. Duhin S.S., Deryagin B.V. *Elektroforez* [Electrophoresis]. Moscow, Nauka Publ., 1976. 328 p. (In Russ.).

Contacts: *Sharfarets Boris Pinkusovich*,  
sharb@mail.ru

Article received by the editorial office on 29.06.2020