

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

Г. Л. НАТАНСОН

**О ВЕЛИЧИНЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПОЛОСТЯХ,  
ОБРАЗУЕМЫХ ПРИ КАВИТАЦИИ ЖИДКОСТИ УЛЬТРАЗВУКОМ***(Представлено академиком А. Н. Фрумкинм 25 IX 1947)*

Рядом авторов окислительное действие ультразвука связывалось с возникновением локальных электрических полей в пузырьках и полостях, образуемых при кавитации жидкости. Я. И. Френкель<sup>(1)</sup> дал теорию возникновения этих электрических полей, рассматривая образование заряда на стенках полости как результат неравномерного распределения между стенками полости ионов, первоначально имевшихся в объеме полости. Если представить себе первоначально возникающую полость в виде тонкой линзы площадью сечения  $S$  и толщины  $\delta$ , то среднее количество ионов каждого знака, попадающее на одну из стенок полости, равно  $\frac{1}{2} \delta SN$ , где  $N$  — число диссоциированных молекул в единице объема. Если  $\delta$  — порядка расстояния между соседними молекулами ( $4 \cdot 10^{-8}$  см), то по Френкелю ионы распределяются между стенками полости независимо друг от друга и средний квадрат заряда, образующегося на стенках полости в результате флуктуаций в распределении ионов, равен

$$\overline{\sigma^2} = \epsilon^2 \delta SN,$$

где  $\epsilon$  — заряд одновалентного иона. Отсюда напряженность поля внутри полости равна

$$E = 4 \pi \frac{\sigma}{S} = 4 \pi \epsilon \sqrt{\frac{\delta N}{S}}, \quad (1)$$

Представим себе геометрическую поверхность внутри жидкости разделяющую ее на две части. Вследствие наличия флуктуаций концентрации ионов равенство числа разноименных ионов, соблюдающееся для всей жидкости в целом, не будет соблюдаться в каждый данный момент для отдельных ее частей. Поэтому части жидкости по обе стороны рассматриваемой поверхности в каждый данный момент будут иметь противоположные по знаку, но одинаковые по величине избытки заряда. Аналогичное будет иметь место для любой геометрической поверхности внутри жидкости, по которой происходит разрыв при кавитации. Этот заряд прилегающих к поверхности разрыва частей жидкости и образует заряд стенок полости, возникающей при кавитации. Величина этого заряда не должна быть связана с объемом возникающей полости. Она может быть вычислена методом, развитым ранее автором в работе, посвященной флуктуациям плотности заряда в растворах<sup>(2)</sup>.

Будем для простоты рассматривать плоскую поверхность разрыва. Разобьем примыкающую с обеих сторон к поверхности разрыва часть жидкости рядом параллельных плоскостей площадью  $S$  с координатами  $x_0, x_1, \dots, x_g, \dots, x_m, x_{m+1}$  на ряд слоев толщины  $dx$ . Работа образования такого распределения ионов, что в слое между  $x_0$  и  $x_1$  находится заряд  $e_0 \epsilon$ , в слое между  $x_1$  и  $x_2$  — заряд  $e_1 \epsilon$ , и т. д., равна

$$F = (e_0^2 + \dots + e_m^2) \frac{kT}{2v} + \frac{4\pi\epsilon^2}{DS} \left[ e_0 e_1 (x_{m+1} - x_1) + \dots \right. \\ \left. \dots + (e_0 + \dots + e_{m-1}) e_m (x_{m+1} - x_m) + \frac{e_0^2}{2} (x_{m+1} - x_0) + \dots \right. \\ \left. \dots + \frac{e_m^2}{2} (x_{m+1} - x_m) \right],$$

где первый член представляет собой осмотическую, а второй электростатическую работу,  $v = \omega NS dx$ ,  $\omega = pz_+^2 + qz_-^2$  для диссоциированных молекул типа  $A_p^+ B_q^-$ ,  $D$  — диэлектрическая постоянная.

Средний квадрат заряда в объеме жидкости, находящемся с одной стороны поверхности разрыва  $x_g$ , равен

$$\overline{\sigma^2} = \epsilon^2 \overline{(e_0 + \dots + e_g)^2} = \\ = \epsilon^2 W_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \dots \int_{-\infty}^{+\infty} (e_0 + \dots + e_g)^2 \exp \left[ -\frac{F}{kT} \right] de_0 \dots de_m.$$

Как показано в цитированной работе (2), это выражение может быть приведено к виду

$$\overline{\sigma^2} = \epsilon^2 \int_{x_0}^{x_g} \omega NS \exp \left[ -2 \int_x^{x_g} 2 \omega NS (C - B) dx \right] dx,$$

где  $C = \frac{2\pi\epsilon^2}{DSkT} (x_{m+1} - x)$ , а  $B$  определяется дифференциальным уравнением  $-dB/dx = 2\omega NS (C - B)^2$  с начальным условием  $B = 0$  при  $x = x_{m+1}$ .

Введя переменную  $L = x_{m+1} - x$ , получим

$$B = \frac{1}{2\omega NS} \left[ x^2 L + x \frac{1 - \exp(2\kappa L)}{1 + \exp(2\kappa L)} \right],$$

где  $\kappa$  — дебаевский обратный радиус ионной атмосферы. Поэтому

$$\overline{\sigma^2} = \epsilon^2 \int_{L_g}^{L_0} \frac{\omega NS [1 + \exp(2\kappa L_g)]^2 dL}{\exp[2\kappa(L_g - L)] [1 + \exp(2\kappa L)]^2} = \frac{\epsilon^2 \omega NS}{2\kappa} \frac{e^{-2\kappa L_g} - e^{-2\kappa L_0} - e^{-2\kappa(L_0 - L_g)} + 1}{e^{-2\kappa L_0} + 1}.$$

Так как  $x_{m+1} - x_g = L_g \gg x^{-1}$  и  $x_g - x_0 = L_0 - L_g \gg x^{-1}$ , то

$$\overline{\sigma^2} = \frac{\epsilon^2 \omega NS}{2\kappa}. \quad (2)$$

Для одно-одновалентного электролита  $\overline{\sigma^2} = \epsilon^2 NS x^{-1}$  и

$$E = 4\pi\epsilon \sqrt{\frac{N}{Sx}}. \quad (3)$$

Формула (3) отличается от (1) тем, что в нее вместо толщины элементарной полости разрыва входит радиус ионной атмосферы. Сделанный расчет справедлив лишь при условии  $\sqrt{S} \gg \kappa^{-1}$ , так как иначе в выражении для электростатической части  $F$  нельзя пренебречь краевыми эффектами на краях полости разрыва.

Величина  $\bar{\sigma}^2$  формулы (2), как и следовало ожидать, соответствует половине среднего квадрата флуктуации заряда в выделенном внутри жидкости цилиндре, у которого линейные размеры сечения велики по сравнению с высотой, а высота велика по сравнению с  $\kappa^{-1}$  (3).

Лаборатория аэрозолей  
Физико-химического института  
им. Л. Я. Карпова

Поступило  
25 IX 1947

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

<sup>1</sup> Я. И. Френкель, ЖФХ, 14, 305 (1940). <sup>2</sup> Г. Л. Натансон, ДАН, 53 № 2 (1946). <sup>3</sup> М. А. Леонтович, ДАН, 53, № 2 (1946).