01;05;09

Время релаксации радиальных колебаний частицы в конденсированной среде

© *Ю.А. Карташов, И.В. Попов*

Северо-западный заочный политехнический институт, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 23 июля 1999 г.

Доказывается, что время релаксации колебаний частицы, определяющее ее магниточувствительность в конденсированной среде, различным образом зависит от времени дебаевской релаксации в разных диапазонах частот с учетом громадной роли индивидуальных свойств внутреннего электромагнитного поля среды и составляющих ее частиц.

Одной из основных проблем чувствительности конденсированных сред к слабым магнитным полям (МП) [1] является проблема времени релаксации колебаний частицы в среде. Часто полагают, что указанное время релаксации близко времени дебаевской релаксации τ_0. В низкочастотных МП циклотронные частоты значительно меньше $1/\tau_0$ и поэтому считают очевидным, что влияние МП на динамику частицы ничтожно мало.

В данной работе доказывается, что указанное время релаксации и время дебаевской релаксации — это совершенно различные параметры среды.

Рассмотрим простую задачу о частице, помещенной в однородную изотропную конденсированную среду, которая радиально колеблется как одно целое под действием внешнего для нее переменного однородного электрического поля (ЭП). В таком случае можно написать уравнение динамики в спектральном представлении

$$\mathbf{F}_\omega(\mathbf{r}) = q\mathbf{e}(\omega, \mathbf{r}), \tag{1}$$

где $\mathbf{F}_\omega(\mathbf{r})$ — спектральная амплитуда суммы "внутренних сил" (сил инерции, упругости, "трения" и т. д., т. е. суммы всех сил, действующих на суммарный заряд q частицы, кроме сил ЭП), $\mathbf{e}(\omega, \mathbf{r})$ — спектральная амплитуда напряженности ЭП в точке.

Согласно флуктуационно-диссипационной теореме [2], спектральная плотность силы $\mathbf{F}_\omega$ определяется потерями при колебаниях

$$\overline{F_{\omega_s} F^*_{\omega_s}} = \frac{i\theta(\omega, T)}{2\pi\omega} \cdot \left(\frac{1}{\alpha^*_s} - \frac{1}{\alpha} \right), \qquad (2)$$

где $\theta(\omega, T)$ — средняя энергия квантового осциллятора

$$\theta(\omega, T) = (\hbar\omega/2) Cth(\hbar\omega/2kT),$$

$\hbar$, k — постоянные Планка и Больцмана, T — абсолютная температура, $1/\alpha_s$ — спектральное представление оператора, переводящего перемещение в силу, * — знак сопряжения, s — номера координатных составляющих ($s = 1, 2, 3$).

Пусть частица имеет массу m и находится в сферической потенциальной яме, причем силы "трения" являются стоксовыми. Тогда оператор $1/\alpha_s$ равен

$$1/\alpha_s = m \left[\omega_0^2 - \omega^2 + (i\omega/\tau) \right],$$

где ω_0 — резонансная частота частицы, τ — ее время релаксации.

Из формулы (1) и (2) получаем

$$\frac{\theta(\omega, T)}{\pi} \cdot \frac{m}{\tau} = q^2 \overline{e_s(\omega, \mathbf{r}_1) \cdot e^*_s(\omega, \mathbf{r}_2)}. \qquad (3)$$

В этом выражении $\overline{e_s(\omega, \mathbf{r}_1) e^*_s(\omega, \mathbf{r}_2)}$ — s-составляющая спектральной плотности пространственной функции корреляции напряженности случайного ЭП (предполагается справедливой эргодическая теорема для ЭП), действующего на частицу в среде.

Применение флуктуационно-диссипативной теоремы к системе уравнений Максвелла для однородной изотропной бесконечно протяженной поглощающей среды приводит к следующему выражению для спектральной плотности ЭП [3]:

$$|\overline{\mathbf{e}(\omega, \mathbf{r}_1) \mathbf{e}^*(\omega, \mathbf{r}_2)}| = \frac{i\theta(\omega, T)}{8\pi^2 \omega \varepsilon_0} \left[\frac{2k_0^2}{r} \left(e^{-k_0 \sqrt{-\varepsilon^*} r} - e^{-k_0 \sqrt{-\varepsilon} r} \right) - \frac{8\pi i \varepsilon''}{|\varepsilon|^2} \delta(\mathbf{r}) \right], \qquad (4)$$

где $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, k_0 — волновое число в вакууме, ε_0 — электрическая постоянная, ε'' — мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости ε. Первое слагаемое в (4) связано с тепловым излучением, а второе — с квазистационарным полем колеблющихся зарядов, которое сосредоточено в среде [4]. Дельта-функция $\delta(\mathbf{r})$ в (4) является результатом неучета микроструктуры среды. Если, например, рассмотреть ЭП в вакуумной полости в однородной среде, то $\delta(\mathbf{r})$ в (4) можно приблизительно заменить величиной $3/V_0$, где V_0 — объем полости, равный объему частицы.

Подставляя (4) в (3) и пренебрегая слагаемым, учитывающим излучение, т. е. полагая, что размер частицы много меньше длины волны, получим

$$\frac{\theta(\omega, T)}{\pi} \cdot \frac{m}{\tau} \simeq \frac{q^2\theta(\omega, T)\varepsilon''}{\pi\omega\varepsilon_0|\varepsilon|^2 V_0}.$$

Отсюда находим выражение для времени релаксации

$$1/\tau = q^2\varepsilon''/m\varepsilon_0\omega V_0|\varepsilon|^2, \tag{5}$$

т. е. получена связь между временем релаксации частицы и диэлектрическими свойствами среды.

Рассмотрим, например, поведение $\tau(\omega)$ для некоторой идеализированной среды, ε которой имеет вид

$$\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'' = 1 + \frac{\varkappa_c}{1 + i\omega_0\tau} - \frac{i\sigma}{\omega\varepsilon_0}, \tag{6}$$

где $\varkappa_c$ — статическая диэлектрическая восприимчивость, а σ — удельная проводимость среды. (Отметим, что функция (6) аппроксимирует поведение ε дистиллированной воды в широком диапазоне частот. Для большинства сред, в частности растворов, функция $\varepsilon(\omega)$ более сложна).

В результате соотношение (5) принимает вид

$$\frac{1}{\tau} = \frac{q^2}{mV_0\sigma} \cdot \frac{[1 + \omega^2\tau_0\tau_\sigma(1 + \tau_0/\tau_\sigma)](1 + \omega^2\tau_0^2)}{[1 + \omega^2\tau_0\tau_\sigma(1 + \tau_0/\tau_\sigma)]^2 + (\varepsilon_c + \omega^2\tau_0^2)^2 \cdot (\omega\varepsilon_0/\sigma)^2}, \tag{7}$$

где $\tau_\sigma = \varkappa_c\varepsilon_0/\sigma$, ε_c — статическая диэлектрическая проницаемость.

Таким образом, время релаксации частицы даже в простом случае весьма сложным образом зависит от времени дебаевской релаксации.

Из выражения (7) следует, что время релаксации τ различным образом зависит от τ_0 в разных диапазонах частот.

Анализ, проведенный в данной работе, позволяет адекватно подойти к оценке частотной зависимости времени релаксации и, в частности, магниточувствительности, с учетом громадной роли индивидуальных свойств внутреннего электромагнитного поля в среде как функции физических характеристик структуры среды и составляющих ее частиц.

Список литературы

[1] *Жадин М.Н.* // Биофизика. 1996. Т. 41. В. 4. С. 832–849.
[2] *Рытов С.М.* Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1966. 404 с.
[3] *Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992. 661 с.
[4] *Левин М.Л., Рытов С.М.* Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. М.: Наука, 1967. 307 с.