

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ДИАМАГНИТНЫХ СРЕД И РЕШЕНИЕ «ПРОБЛЕМЫ кТ»

Карташов Ю.А., Попов И.В.

*Северо-Западный заочный политехнический институт
Миллионная ул., дом 5, Санкт-Петербург, 191186, Россия
E-mail: popov_i_v@mail.ru Телефон: 7(812) 552-50-51*

Показано, что на заряженные броуновские частицы среды в слабом магнитном поле действуют значительные постоянные вращающие моменты.

Kartashov Yu.A., and Popov I.V. It is shown that rather big constant torques affect the charged Brownian particles of matter in a weak magnetic field.

К настоящему времени накопилось значительное количество экспериментальных данных о сильном воздействии слабых магнитных полей (МП), уровни которых порядка геомагнитного, на диамагнетики [1- 4].

В диамагнитных средах магниточувствительным элементом является заряд частицы. Согласно квантовой механике, энергия заряженной частицы в МП может иметь ряд дискретных значений. Расстояние между соседними энергетическими уровнями (уровнями Ландау) равно $\Delta\varepsilon = \hbar\Omega_c$, где $\Omega_c = (q/m)B$ – циклотронная частота, q и m – заряд и масса частицы, B – индукция МП. Намагниченность среды определяется разностью населенностей уровней Ландау, т.е. отношением $\hbar\Omega_c / kT$. При обычных температурах $\Delta\varepsilon \ll kT$. Для электронов это отношение порядка 10^{-7} и намагниченность трудноуловима физическими средствами. Для протонов и более тяжелых частиц намагниченность оказывается еще на 3 и более порядков меньше. Эта ситуация известна в теории магниточувствительности диамагнитных сред как «проблема кТ»: энергия заряженной частицы в МП на много порядков меньше тепловой энергии кТ и считается, что поляризация диамагнетика в реальных МП невозможна из-за теплового движения.

С другой стороны, уровень магниточувствительности также существенно зависит от времени релаксации τ , величины обратной вероятности W безызлучательных и индуцированных переходов между энергетическими уровнями в единицу времени. Если $\Omega_c\tau$ мало, то магниточувствительность среды отсутствует. В настоящее время нет методов расчета величины τ .

В данной работе указан путь решения «проблемы кТ» и предложен метод расчета времени релаксации.

Исследуется динамика колебаний связанной заряженной частицы зарядом q и массой m в постоянном МП с индукцией B_0 . Решение соответствующего уравнения имеет вид:

$$\ddot{\vec{\rho}}_0 = \frac{q}{m} \frac{a_0}{a_0^2 - c^2} \vec{e} + i \frac{q^2}{m^2} \frac{1}{a_0^2 - c^2} \left[\vec{e} \times \vec{B}_0 + i \frac{q}{m} \frac{1}{a_0} (\vec{e} \cdot \vec{B}_0) \vec{B}_0 \right], \quad (1)$$

где $\vec{e}(\square) = \frac{1}{2\square} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(t) \exp(-i\square t) dt$, $\vec{\rho}_0 = \frac{1}{2\square} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{r}(t) \exp(-i\square t) dt$,

$a_0 = \omega_0^2 - \omega^2 + i \frac{q^2}{m^2} \bar{B}_0 = (q/m) \bar{B}_0$, $\vec{E}(t)$ - напряженность электрического поля (ЭП), $\vec{r}(t)$ - вектор смещения, ω_0 - собственная частота. В качестве $\vec{E}(t)$ в работе рассматривается тепловое ЭП в среде.

Действующий на частицу средний по ансамблю (в случае эргодичности – средний по времени) постоянный вращающий момент относительно центра колебаний равен

$$\langle \vec{M} \rangle = \frac{2}{3} i \frac{q^3}{m^2} \bar{B}_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega}{a_0^2 - \omega^2} g_e(\omega) d(\omega), \quad (2)$$

где $g_e(\omega)$ - спектральная плотность электрической компоненты электромагнитного поля (ЭМП).

Для определения $g_e(\omega)$ и времени релаксации частицы $\tau(\omega)$ авторами использована флуктуационно-диссипационная теорема [5]. Спектральная плотность $g_e(\omega)$ может быть найдена из корреляционных свойств теплового ЭМП, и в частности, для однородной среды с помощью уравнений Максвелла [6]. Для расчета времени релаксации использовано соотношение [5]:

$$g_e(\omega) \tau(\omega) = (3m/\omega q^2) \theta(\omega, T), \quad (3)$$

где $\theta(\omega, T) = (\hbar\omega/2) \text{Cth}(\hbar\omega/2kT)$ - средняя энергия квантового осциллятора.

В результате получаем из (2) при $\omega_0 \tau \gg 1$:

$$\langle M \rangle = 2kT \frac{\partial}{\partial \omega} \left[\frac{1}{\omega} \right]_{\omega = \omega_0}, \quad (4)$$

где использовано классическое приближение $\theta(\omega, T) = kT$ в предположении, что $\hbar\omega_0 \ll kT$.

Из выражения (4) следует, что постоянный вращающий момент, направленный вдоль B_0 , сильно увеличивается при $\omega_0 \rightarrow 0$. Можно показать, что на свободную частицу ($\omega_0 = 0$) будет действовать большой вращающий момент

$$\langle M \rangle = -2kT \frac{1}{\omega_0}. \quad (5)$$

Итак, на броуновские частицы с одинаковым знаком заряда в МП действуют постоянные, одинаково направленные, вращающие моменты. Это эквивалентно появлению вокруг каждой заряженной частицы соленоидально-го ЭП. Если считать, что это ЭП возникает за счет действия на частицу некоего эквивалентного переменного МП B_e , то скорость изменения этого МП равна

$$\frac{\partial B_e}{\partial t} = \frac{4\langle M \rangle}{r_0^2 q}, \quad (6)$$

где r_0 – амплитуда тепловых колебаний частицы.

Оценки по формулам (5) и (6) для слабых водных растворов показывают, что постоянные вращающие моменты для полей порядка геомагнитного имеют величины около $10^{-30} - 10^{-32}$ Нм, а скорости $\partial B_e / \partial t$ для $r_0 \sim 0,2 \text{ \AA}$ – огромны, ориентировочно $10^9 - 10^{11}$ Тл/с.

Если частица обладает не только зарядом, но и магнитным моментом, то легко показать, что отношение вращающих моментов, действующих со стороны МП на заряд и на магнитный момент, порядка $\sim kT / \hbar$ и при комнатных температурах это отношение не мало. Из полученных оценок следует, что в слабых МП на броуновские частицы среды действуют относительно большие постоянные вращающие моменты, величина которых пропорциональна kT .

Таким образом, в работе показано, что тепловое движение частиц среды в МП вызывает поляризацию среды и поэтому степень поляризации среды тем больше, чем выше температура. То есть данная работа, по-видимому, указывает путь решения «проблемы kT », что открывает новые возможности для исследования механизма воздействия слабых МП на конденсированные среды.

В работе также выяснено принципиальное отличие действия на заряженную частицу постоянных МП (при $T > 0$) и ЭП: если ЭП вызывает направленные силы, то МП вызывает направленные моменты сил.

В заключение, отметим, что аналогичный анализ воздействия на среду переменных МП показывает, что в этом случае на частицы среды действуют переменные вращающие моменты, изменяющиеся с частотой Ω МП.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.А.Темурьянц и др. Сверхнизкочастотные электромагнитные сигналы в биологическом мире. Киев: Наукова думка, 1992.
2. Extremely Low Frequency Electromagnetic Fields: The Question of Cancer. Ed. by B.W.Wilson et al. Columbus•Richland: Battelle Press, 1990.
3. В.В.Новиков, М.Н.Жадин.//Биофизика. 1994. Т.39. с.45.
4. Л.П.Семихина. Исследование влияния слабых магнитных полей на свойства воды и льда. Дис. на соиск. учен. ст. канд. физ.-мат. наук. МГУ. М., 1989.
5. С.М.Рытов. Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1966.
6. Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992.