01

Тепловое флуктуационное электромагнитное поле — источник чувствительности диамагнитной конденсированной среды к слабым воздействиям

© Ю.А. Карташов, И.В. Попов

Северо-Западный государственный заочный технический университет,
191186 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: Igor-Popov39@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 28 февраля 2007 г.)

Взаимодействие теплового флуктуационного электромагнитного поля конденсированной среды и слабого внешнего фактора, например, слабого эффективного магнитного поля (МП), включающего в себя внешнее МП, вращение среды как целого и силу Кориолиса, вызывает у любых заряженных свободных или связанных частиц (атомов, молекул и пр.) вращательный момент, что является показателем чувствительности среды к слабым воздействиям. Значение вращающего момента пропорционально тепловой энергии kT и может существенно увеличиваться при выполнении условия циклотронного резонанса. Решена так называемая „проблема kT“, что теоретически объясняет многочисленные экспериментальные факты, относящиеся к области физики, которую можно было бы назвать физикой слабых воздействий ($\ll kT$).

PACS: 61.20.Gy

Введение

В последние два десятилетия наблюдается повышенный интерес к многочисленным экспериментальным фактам чувствительности диамагнетиков разного вида конденсированных сред как неживой, так и живой природы, к воздействию слабых электромагнитных полей (ЭМП) различного диапазона частот, особенно к постоянным и низкочастотным слабым магнитным полям (МП). В этих экспериментах особое внимание уделяется высокой чувствительности конденсированных сред к МП малой интенсивности. Обнаружены изменения тангенса диэлектрических потерь и показателя преломления воды и льда [1], рассеяние света водными системами [2], высокая частотно-амплитудная избирательность магниточувствительности ионов, например, аминокислот в ионизированной форме [3], расщепление молекул аминокислот [4], явление так называемой „памяти воды“ [2], влияние осциллирующего МП при вращении образца в постоянном МП [1,5]. Отметим, что сила Кориолиса, действующая на движущуюся частицу в земных условиях, так же мала, как и сила Лоренца в геомагнитном поле.

При выяснении механизма воздействия слабых полей на частицы возникла так называемая „проблема kT“ — энергия взаимодействия молекул с полями (k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура) [6,7]. Действительно, почему диамагнитная среда изменяет свое поведение, например в МП, хотя энергия взаимодействия частиц с МП оказывается на 6–8 порядков меньше средней энергии их теплового движения, определяемой величиной kT? Вследствие малости указанной энергии воздействия объявлялись ошибочными все известные экспериментальные факты существенного влияния МП на свойства воды и некоторых других диамагнетиков. Но уже давно известны явления, энергетические уровни которых на много порядков меньше kT. Примером тому служит протекание тока в проводнике. Так, если в медном проводнике диаметром порядка 1 mm течет постоянный ток силой около 1 A, то при комнатной температуре кинетическая энергия направленного движения электронов, т. е. энергия взаимодействия электронов с электрическим полем, примерно на 18(!) порядков меньше kT. Если вещество помещается в МП, то возникают такие явления, как электронный либо ядерный магнитные резонансы, хотя энергия электронов и ядер в МП на 6–8 порядков меньше kT. Это происходит из-за очень высокой добротности системы прецессирующих спинов этих частиц.

Цель настоящей работы — показать первичный механизм воздействия слабых магнитных полей на диамагнитные конденсированные среды.

Краткое описание модели

В работе авторы попытались развить качественно новый подход к решению вышеназванной проблемы. Согласно [8,9], можно показать, что среднеквадратичная напряженность квазистационарной компоненты теплового флуктуационного электромагнитного поля (ТЭП) в веществе при температуре более 10 K имеет порядок 10^9–10^{10} V/m. Столь большое поле приводит к огромным скоростям движения свободной или связанной частицы.

При таком рассмотрении проблемы в среде, помещенной в слабое внешнее поле (слабое возмущение), тепловое движение всего ансамбля заряженных частиц с разными величинами скоростей и их направлениями приводит к появлению среднего (по ансамблю) вращающего момента, одинаково направленного для всех частиц, знак заряда которых одинаков [10,11].

Теоретическое обоснование

Рассмотрим динамику движения связанной частицы — молекулы, атома, протона — с зарядом q и массой m линейной цепочки, находящейся в ТЭП среды $\mathbf{E}_0$ и внешнем поле. Во внешнее поле включим МП. Напишем уравнение динамики, учитывая только стоксовские потери при колебании частицы (иона) в конденсированной среде

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = \frac{1}{m}(\mathbf{F}_e + \mathbf{F}_f) + \frac{1}{m}(\mathbf{F}_l + q\mathbf{E}_0), \quad (1)$$

где $\mathbf{F}_e$, $\mathbf{F}_f$ — упругие силы и силы трения, $\mathbf{F}_l = q[(d\mathbf{r}/dt) \times \mathbf{B}_0]$ — сила Лоренца, $\mathbf{B}_0$ — вектор магнитной индукции, $d\mathbf{r}/dt$ — скорость перемещения частицы.

Учтем и другие слабые силы, которые, как известно, могут быть сведены к действию эквивалентных им МП. Так, если осуществляется вращение некоторой конденсированной среды как целого с частотой $\boldsymbol{\omega}_r$, то это вращение эквивалентно тому, как если бы частицы этой среды находились в МП с индукцией

$$\mathbf{B}_r = \frac{\boldsymbol{\omega}_r}{\gamma},$$

где γ — гиромагнитное отношение. Можно учесть еще и более слабую силу — силу Кориолиса

$$\mathbf{F}_c = -2m\left[\frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \boldsymbol{\omega}_d\right],$$

которая действует на движущуюся частицу конденсированной среды во вращающейся системе координат. Здесь $\boldsymbol{\omega}_d$ — вектор угловой скорости вращения координатной системы (например, суточное вращение Земли). Сила Кориолиса эквивалентна силе Лоренца в МП с индукцией $\mathbf{B}_c = -(2m/q)\boldsymbol{\omega}_d$.

В формуле (1) силы Лоренца, Кориолиса и вращение среды можно представить единым выражением, введя относительно не вращающейся системы координат эффективное МП $\mathbf{B}$ как сумму МП

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_c + \mathbf{B}_r. \quad (2)$$

Таким образом, при исследованиях влияния внешнего МП на поведение заряженных частиц иногда (но не всегда) необходимо учитывать еще $\mathbf{B}_c$ и $\mathbf{B}_r$.

Для упрощения решения задачи будем считать, что векторы $\mathbf{B}_0$, $\mathbf{B}_c$, $\mathbf{B}_r$ коллинеарны. Преобразуем выражение (1)

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = -\omega_0^2\mathbf{r} - \frac{1}{\tau}\frac{d\mathbf{r}}{dt} + \frac{q}{m}\left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \mathbf{B}\right) + \frac{q}{m}\mathbf{E}_0, \quad (3)$$

где $\mathbf{r}$ — радиус-вектор положения частицы, ω_0 — собственная частота колебаний частицы, $\tau(\omega)$ — время релаксации частицы.

Решение уравнения (1) ищем в спектральном представлении в виде сплошного спектра:

$$\begin{cases} \mathbf{r} = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \boldsymbol{\xi}_0(\omega)\exp(i\omega t)d\omega, \\ \mathbf{E}_0 = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t)d\omega. \end{cases} \quad (4)$$

Подставив (4) в (3) и учитывая соотношение

$$(\mathbf{e}_0 \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = \mathbf{B}(\mathbf{e}_0\mathbf{B}) - \mathbf{e}_0 B^2,$$

получим

$$\boldsymbol{\xi}_0 = \frac{q}{m}\frac{a}{a^2 - \Omega_c^2\omega^2}\mathbf{e}_0 + i\frac{q^2}{m^2}\frac{\omega}{a^2 - \Omega_c^2\omega^2}\left[\mathbf{e}_0 \times \mathbf{B} + i\frac{q}{m}\frac{\omega}{a}(\mathbf{e}_0\mathbf{B})\mathbf{B}\right],$$

где $a = \omega_0^2 - \omega^2 + i\omega/\tau$, $\Omega_c = (q/m)B_0$ — циклотронная частота.

Найдем средний по ансамблю вращающий момент, действующий на частицу со стороны ТЭП (сил Кулона) данного спектрального состава. Для упрощения вычислений будем полагать, что $\mathbf{r}$ берется в момент времени t, а $\mathbf{E}_0$ — в момент времени $t' < t$. В конечном результате положим $\Delta t = t - t' = 0$, тогда

$$\langle\mathbf{M}\rangle = q\left\langle \mathbf{r}(t) \times \mathbf{E}_0^*(t')\right\rangle\Big|_{t' \to t} = q\int\int\limits_{-\infty}^{\infty}\left\langle \boldsymbol{\xi}_0(\omega) \times \mathbf{e}_0^*(\omega')\right\rangle \exp(i\omega t - i\omega' t')d\omega\, d\omega', \quad (6)$$

где $*$ — знак комплексного сопряжения.

Будем полагать, что флуктуационное ТЭП изотропно, стационарно и отсутствует корреляция между ортогональными компонентами вектора $\mathbf{e}_0$. В этом случае, проведя усреднение, получим

$$\left\langle \boldsymbol{\xi}_0(\omega) \times \mathbf{e}_0^*(\omega')\right\rangle = \frac{2}{3}i\frac{q^2}{m^2}\frac{\omega\mathbf{B}}{a^2 - \Omega_c^2\omega^2}g_e(\omega)\delta(\omega - \omega'), \quad (7)$$

где $g_e(\omega, T)$ — спектральная плотность ТЭП, определяемая микроструктурой среды.

Если система находится в термодинамическом равновесии, то в соответствии с флуктуационно-диссипационной теоремой (ФДТ) [12,8], связывающей флуктуации физических величин с диссипативными свойствами системы при внешнем воздействии на нее, функция $g_e(\omega)$ связана со временем релаксации соотношением

$$g_e(\omega, T) = 3\frac{m}{q^2}\frac{\theta(\omega, T)}{\pi\tau},$$

где $\theta(\omega, T)$ — средняя энергия квантового осциллятора (без учета нулевых колебаний).

В области положительных частот

$$\theta(\omega, T) = \hbar\omega\big/\big[\exp(\hbar\omega/kT) - 1\big],$$

где $\hbar$ — постоянная Планка.

В результате спектральная плотность момента равна

$$\boldsymbol{\mu}_0(\omega) = i\,\frac{q}{m}\,\frac{2}{\pi\tau}\,\frac{\omega\theta(\omega,T)}{a^2-\Omega_c^2\omega^2}\,\mathbf{B}. \tag{8}$$

Представим выражение (6) с учетом (7) в виде

$$\langle\mathbf{M}\rangle = \int\limits_0^\infty \boldsymbol{\mu}_0(\omega)\exp(i\omega\Delta t)d\omega + \int\limits_0^\infty \boldsymbol{\mu}_0^*(\omega)\exp(-i\omega\Delta t)d\omega$$

$$= \frac{q}{m}\,\frac{8\mathbf{B}}{\pi\tau^2}\int\limits_0^\infty \frac{\omega^2(\omega_0^2-\omega^2)\theta(\omega,T)}{(a^2-\Omega_c^2\omega^2)\big(a^{*2}-\Omega_c^2\omega^2\big)}\,d\omega. \tag{9}$$

Таким образом, из полученных выражений видно, что средний вращающий момент направлен параллельно либо антипараллельно вектору **B** в зависимости от знака заряда.

Хотя выражение (9) записано для случая связанной частицы, здесь уместно рассмотреть частный случай — случай свободной частицы.

1. *Свободная частица.* В этом случае $\omega_0 = 0$ и из (9) имеем

$$\langle\mathbf{M}\rangle = -\frac{q}{m}\,\frac{8\mathbf{B}}{\pi\tau^2} \times\int\limits_0^\infty \frac{\theta(\omega,T)}{\big[(\omega-\Omega_c)^2+(1/\tau)^2\big]\big[(\omega+\Omega_c)^2+(1/\tau)^2\big]}\,d\omega. \tag{10}$$

Из (10) следует, что средний вращающий момент направлен противоположно вектору **B**, если знак заряда положителен.

Будем полагать, что $\tau > \hbar/kT$ (при комнатных температурах $\hbar/kT = 2.5\cdot10^{-12}\,\mathrm{s}$), что обычно выполняется для конденсированных сред. В таком случае справедлива классическая формула $\theta(\omega,T) = kT$, и вместо (10) получим

$$\langle\mathbf{M}\rangle = -\frac{q}{m}\,\frac{8\mathbf{B}\,kT}{\pi\tau^2} \times\int\limits_0^\infty \frac{d\omega}{\big[(\omega-\Omega_c)^2+(1/\tau)^2\big]\big[(\omega+\Omega_c)^2+(1/\tau)^2\big]}. \tag{11}$$

Воспользовавшись [13] и учитывая (2)

$$\langle\mathbf{M}\rangle = -2\,\frac{q}{m}\,kT\,\frac{\tau}{\big(1+\Omega_c^2\tau^2\big)^{3/2}}\,(\mathbf{B}_0+\mathbf{B}_c+\mathbf{B}_r). \tag{12}$$

2. *Связанная частица.* В этом случае необходимо учитывать, что глубина потенциальной ямы должна быть значительно больше тепловой энергии kT. Это означает, что должно выполняться условие $\hbar\omega \gg kT$. Следовательно, диапазон частот в формуле (9) следует ограничить некоторой $\omega_{\max} \approx kT/\hbar \ll \omega_0$. В результате вместо (9) получаем

$$\langle\mathbf{M}\rangle \cong \frac{q}{m}\,\frac{8\mathbf{B}}{\pi\tau^2\omega_0^6}\int\limits_0^{\omega_{\max}} \omega^2\theta(\omega,T)\,d\omega.$$

Учитывая значения интеграла [13], находим

$$\langle\mathbf{M}\rangle = \frac{8\pi^3}{15}\,\frac{q}{m}\,kT\mathbf{B}\tau\left(\frac{kT}{\hbar\omega_0}\right)^3\frac{1}{\omega_0^3\tau^3}$$

$$= \frac{8\pi^3}{15}\,\frac{q}{m}\,kT\tau\,(\mathbf{B}_0+\mathbf{B}_c+\mathbf{B}_r)\left(\frac{kT}{U_0}\right)^3\left(\frac{1}{Q_0^3}\right), \tag{13}$$

где $U_0 \cong \hbar\omega_0$ — глубина потенциальной ямы, $Q_0 = \omega_0\tau$ — добротность колебательной системы.

Из сравнения выражений (12) и (13) следует, что средний вращающий момент, действующий на свободную частицу, во много раз превышает момент, действующий на связанную частицу. Следовательно, МП сдвигает динамическое равновесие переходов связанная частица–свободная частица.

Теперь рассмотрим более подробно действие только МП на связанную частицу, которое представим в виде

$$\mathbf{B} = \sum_{n=-\infty}^{\infty}\mathbf{B}_n\exp(in\Omega t),$$

где Ω — частота МП. Ищем решение (1) в виде дискретно-сплошного спектра

$$\mathbf{r} = \sum_{n=-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\xi_n(\omega)\exp\big[i(\omega+n\Omega)t\big]\,d\omega.$$

Подставив это выражение в формулу (1), получим

$$\big[\omega_0^2-(\omega+n\Omega)^2+(1/\tau)(\omega+n\Omega)\big]\boldsymbol{\xi}_n - i(q/m)(\omega+n\Omega)(\boldsymbol{\xi}_n\times\mathbf{B}_0) = (q/m)\mathbf{e}_0\delta_{n0} + i(q/m)\sum_{n'\neq n}(\omega+n\Omega)(\omega+n'\Omega)(\boldsymbol{\xi}_{n'}\times\mathbf{B}_{n-n'}), \tag{14}$$

где δ_{n0} — символ Кронеккера.

Решение (14) определяем методом последовательных приближений в спектральном представлении

$$\boldsymbol{\xi}_n^{(s)} = \boldsymbol{\xi}_0\delta_{n0} + i\,\frac{q}{m}\,\frac{1}{a_n^2-\Omega_c^2(\omega+n\Omega)^2} \times\sum_{n^1\neq n}\Big\{a_n\big(\boldsymbol{\xi}_n^{(s-1)}\times\mathbf{B}_{n-n^1}\big) + i\,\frac{q}{m}(\omega+n\Omega) \times\Big[\big(\boldsymbol{\xi}_{n^1}^{(s-1)}\times\mathbf{B}_{n-n^1}\big)\times\mathbf{B}_0 + i\,\frac{q}{m}\,\frac{\omega+n\Omega}{a_n} \times\Big(\big(\boldsymbol{\xi}_{n^1}^{(s-1)}\times\mathbf{B}_{n-n^1}\big)\mathbf{B}_0\Big)\mathbf{B}_0\Big]\Big\},$$

где ξ_0 — выражение (5),

$$a_n = \omega_0^2 - (\omega + n\Omega)^2 + (i/\tau)(\omega + n\Omega).$$

Средний по ансамблю вращающий момент, обусловленный ТЭП (в условиях термодинамического равновесия), с учетом ФДТ, в первом приближении ($s = 1$) будет

$$\langle \mathbf{M} \rangle = i\,\frac{q}{m}\,\frac{kT}{\pi}\Bigg\{2\mathbf{B}_0 \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega \exp(i\omega\Delta t)}{a_0^2 - \Omega_c^2\omega^2}\,F(\omega)d\omega$$
$$+ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp(in\Omega t)\Bigg[\frac{q^2}{m^2}\,\mathbf{B}_0\,(\mathbf{B}_n\,\mathbf{B}_0)$$
$$\times \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega \exp(i\omega\Delta t)F(\omega)d\omega}{\big(a_n^2 - \Omega_c^2(\omega + n\Omega)^2\big)\big(a_0^2 - \Omega_c^2\omega^2\big)}$$
$$\times \left(\frac{a_n}{a_0}\,(a_0^2 - \Omega_c^2\omega^2) + \frac{a_0}{a_n}\,\big(a_n^2 - \Omega_c^2(\omega + n\Omega)^2\big)\right)$$
$$+ i\,\frac{q}{m}\,(\mathbf{B}_n \times \mathbf{B}_0) \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega \exp(i\omega\Delta t)F(\omega)d\omega}{a_n^2 - \Omega_c^2(\omega + n\Omega)^2}$$
$$\times \left(\frac{\omega + n\Omega}{a_0} - \frac{\omega}{a_n(a_0^2 - \Omega_c^2\omega^2)}\big(a_n^2 - \Omega_c^2(\omega + n\Omega)^2\big)\right)\Bigg]\Bigg\}, \tag{15}$$

где $F(\omega) = 1/\tau(\omega)$, $\Delta t \to +0$.

Из (15) следует, что переменная составляющая осциллирует вдоль трех направлений, одно из которых совпадает с $\mathbf{B}_0$, второе — с $\mathbf{B}_n$, а третье — с $(\mathbf{B}_n \times \mathbf{B}_0)$. Интегралы, входящие в выражение (15), могут быть взяты по вычетам. При этом получается большое количество близких по виду слагаемых. Так, для второго интеграла (15), связанного с осцилляцией $\langle \mathbf{M} \rangle$ вдоль $\mathbf{B}_0$, имеем

$$\frac{\pi}{\omega_0}\,\frac{\Omega_c^2 - n^2\Omega^2 - (i/\omega_0\tau_0)\big[(5/2)\Omega_c^2 - n^2\Omega^2\big]}{\big[\Omega_c^2 - n^2\Omega^2 + (i\Omega_c^2/\omega_0\tau_0)\big]\big[\Omega_c^2 - 4n^2\Omega^2 + (i\Omega_c^2/\omega_0\tau_0)\big]}$$
$$\times \left(\frac{\partial F}{\partial \omega}\right)^2\Bigg|_{\omega=\omega_0}, \tag{16}$$

где $F(\omega_0) = 1/\tau_0(\omega)$, τ_0 — время релаксации на низких частотах.

Таким образом, согласно (16), осциллирующая часть вращающего момента, действующего на связанную частицу, значительно увеличивается при условии

$$\Omega = \frac{\Omega_c}{|n|} \tag{17}$$

либо

$$\Omega = \frac{\Omega_c}{2|n|}. \tag{18}$$

Выражения (17), (18) — это условия резонансов на циклотронной частоте (при $|n| = 1$), экспериментально обнаруженные в [14], и ларморовой частоте и их субгармониках ($|n| > 1$) соответственно. Эти резонансы проявляются в тех случаях, когда добротность системы высока, т. е.

$$\omega_0\tau_0 \gg 1. \tag{19}$$

Во многих работах по магниточувствительности для объяснения резонансов на циклотронных частотах для доказательства больших времен релаксации (по сравнению с циклотронным периодом) [15,16] пользуются дебаевским временем релаксации. Но в работе [17] показано, что действительное время релаксации очень сильно отличается от времени дебаевской релаксации и зависит от спектральной плотности ТЭП. В данной работе видно, что для этого достаточно выполнения условия (19).

Следует заметить, что при осциллирующих магнитных полях сила Лоренца значительно меньше силы трения, и поэтому члены с МП в уравнении (15) являются малыми поправками. Но отметим, что вращающий момент, действующий на заряженную частицу в МП, в соответствии с (15), равен нулю в отсутствие МП. Поэтому для вращающего момента члены с МП являются основным фактором, но не малой поправкой. С другой стороны, подынтегральное выражение в уравнении (15) можно разложить по степеням напряженности МП и его частоты. Следует иметь в виду, что коэффициенты этого разложения после интегрирования в отсутствие МП, в соответствии с (15), обращаются в нуль, т. е. обращаются в нуль члены разложения, которые считаются главными. Поэтому незначительные изменения подынтегральных выражений в (15) за счет влияния МП приведут к существенному изменению величины интегралов в (15), т. е. величины вращающего момента.

Оценка величины вращающего момента

Рассмотрим несколько примеров.

1. На частицу действует только МП.

Оценим вращающий момент, действующий, например, на свободную частицу. Используем формулу (10) для случая частицы, движущейся в воде в постоянном МП. При этом будем полагать, что температура среды $T = 290\,\mathrm{K}$, заряд частицы $q = 1.6 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{C}$, масса частицы порядка массы молекулы воды, т. е. $m = 3 \cdot 10^{-26}\,\mathrm{kg}$, индукция МП $B_0 = 0.1\,\mathrm{T}$, время релаксации $\tau \approx 10^{-11}\,\mathrm{s}^{-1}$. Циклотронная частота составляет $\Omega_c = (q/m)B_0 = 0.5 \cdot 10^6\,\mathrm{s}^{-1}$ и, согласно (8), вращающий момент будет $M = 2.7 \cdot 10^{-28}\,\mathrm{N \cdot m}$. Как велика полученная величина вращающего момента?

Учитывая, что амплитуда колебаний свободной частицы порядка радиуса молекул, т. е. для воды $r = 0.14\,\mathrm{nm}$, найдем напряженность эквивалентного электрического поля (ЭП), которое вызвало бы такой же вращающий момент $E = M/(qr) \approx 13\,\mathrm{V/m}$.

Чтобы представить масштаб полученной величины вращающего момента, найдем значение ЭП в медном проводнике сечением $S = 1\,\mathrm{mm}^2$ в случае предельного тока $I = 10\,\mathrm{A}$. При этом получаем плотность тока $j \cong 10^7\,\mathrm{A/m}^2$, учитывая закон Ома $j = \sigma E$ и тот факт, что для меди $\sigma = 0.57 \cdot 10^8\,(\Omega \cdot \mathrm{m})^{-1}$, находим $E = 1.7 \cdot 10^{-1}\,\mathrm{V/m}$.

Найдем поперечную напряженность ЭП, возникающего в проводнике за счет сил Лоренца, при принятом значении $B = 0.1\,\mathrm{T}$ (в электродвигателе заданной конструкции принятые величины тока и индукции приведут к мощностям двигателя, близким к предельным). Так как концентрация электронов в меди $n_0 \sim 10^{29}\,\mathrm{m}^{-3}$, то дрейфовая скорость $V = j/en_0 = 0.6 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{m/s}$. Следовательно, напряженность поперечного ЭП в проводнике обмотки электродвигателя, определяющая вращающий момент двигателя, равна $E = VB = 0.6 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{V/m}$.

Таким образом, оценки показывают, что ЭП, эквивалентные вращающему моменту, полученному для иона, на 2–5 порядков больше ЭП в проводнике обмотки мощного электродвигателя.

2. Проведем оценку эквивалентных МП. Для вращающейся конденсированной среды, например $\omega_r \sim 63\,\mathrm{rad/s}$ [5], имеем $B_r \sim 5 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{T} = 50\,\mu\mathrm{kT}$. Это значение поля приблизительно соответствует индукции геомагнитного поля, которое, как оказывается, очень велико, поскольку имеет такую же плотность энергии, как и электрическое поле с $E \sim \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}H \sim 1.6 \cdot 10^4\,\mathrm{V/m} = 16\,\mathrm{kV/m}$. В случае суточного вращения Земли на частицу с $m \approx 5 \cdot 10^{-26}\,\mathrm{kg}$, $q \sim 1.6 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{C}$ и $\omega_d \sim 7 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{rad/s}$ будет действовать эквивалентное МП $B_c \sim 5 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{T} = 0.05\,\mathrm{nT}$, вызванное силами Кориолиса. Видно, что это поле мaлó и его можно не учитывать при данных заданных условиях.

Уместно также привести оценки времени релаксации, определяющего магниточувствительность системы среды для различного диапазона частот [17], например, для дистиллированной воды на нижнем ω_l и верхнем ω_h краях частотного диапазона. Оценим сначала время дебаевской релаксации. Полагая удельную электропроводность $\sigma = 10^{-6}\,(\Omega \cdot \mathrm{m})^{-1}$ [18], статическую диэлектрическую восприимчивость $\chi_c = 80$, коэффициент вязкости $\eta = 10^{-3}\,\mathrm{Pa}$, $T = 290\,\mathrm{K}$, получим $\tau_\sigma = \chi_c\varepsilon_0/\sigma = 0.7 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{s}$. Согласно [19], время дебаевской релаксации равно $\tau_0 = 3\eta V_0/kT = 2.2 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{s}$, где V_0 — объем частицы. Положим также нижний частотный край $\omega_l = 0.1/\tau_\sigma = 1.4 \cdot 10^2\,\mathrm{s}^{-1}$, верхний — $\omega_h = 1/\tau_0 = 0.5 \cdot 10^{11}\,\mathrm{s}^{-1}$. Рассматривая движение кластера, заряд которого равен элементарному заряду и плотность порядка плотности воды, а размер составляет $0.1 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{m}$, получим $V_0 = 10^{-21}\,\mathrm{m}^3$, $m = 10^{-18}\,\mathrm{kg}$. Тогда время релаксации, по [17, выр. (5)], на нижнем и верхнем краях частотного диапазона составит $\tau_l = 4 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{s}$, $\tau_h = 1.4\,\mathrm{s}$ соответственно. Таким образом, время релаксации существенно отличается от времени дебаевской релаксации и сильно зависит от частоты ТЭП.

Заключение

В ходе исследований было показано, что флуктуационное ТЭП является источником энергии, благодаря которому заряженная свободная или связанная частица конденсированной среды под действием слабого внешнего поля как малого фактора приобретает средний (по ансамблю) вращающий момент, действующий на каждую частицу. Направления этих моментов коллинеарны направлению вектора поля возмущающего малого фактора. Величина вращающего момента пропорциональна, в первом приближении, эквивалентной индукции МП и средней энергии тепловых движений kT. Тем самым автоматически снимается „проблема kT". Тепловые флуктуации теперь уже не являются источником помех, как это обычно бывает, а, наоборот, определяют величину вращающего момента — полезного сигнала. Чем больше температура, тем больше вращающий момент. Чувствительность диамагнитной среды к действию слабых полей возникает благодаря тепловым движениям частиц.

Если в постоянном МП некоторые молекулы конденсированной среды свободны, то возникший вращающий момент будет приводить к их направленному вращению — обнаружено новое явление, в некотором смысле аналогичное явлению электропроводности. Если при приложении электрического поля к проводнику возникает направление силы и появляется постоянная составляющая скорости поступательного движения свободных носителей (так называемая дрейфовая скорость), то при приложении МП в конденсированной среде возникают направленные моменты сил и появляется постоянная составляющая угловой скорости — возникает вращающий момент. При дополнительном действии переменного МП может возникнуть циклотронный резонанс.

Действие постоянного и переменного МП на совершающие тепловые колебания заряженные частицы среды приводит к возникновению постоянного и осциллирующего вращающих моментов. Однако в этом случае циклотронный резонанс наблюдаться не будет, так как $\omega_0 \gg \Omega_c$. Возникновение выделенного направления у вращающих моментов, действующих на колеблющиеся частицы среды, фактически означает изменение поведения фононов оптических ветвей. Как известно, время свободного пробега низкочастотных фононов очень велико. Поэтому добротность конденсированной среды для низкочастотного магнитного поля оказывается весьма большой, что объясняет, по-видимому, экспериментальные факты резонансного действия осциллирующего магнитного поля на воду и водные растворы, а также на человека и животных. С другой стороны, возникновение крутящих моментов в сетке межмолекулярных связей приводит к изменению ее структуры и появлению хиральности молекул. Возникает различие в скорости электромагнитных и упругих поперечных волн, поляризованных по правому или левому кругу относительно направления МП. С указанными вращающими моментами, по-видимому, связано явление „омагничивания воды" [20]. Наличие МП будет уменьшать микромасштаб турбулентности, что приведет к изменению адсорбционных и других свойств воды. Возможно, с действием вращающих моментов на фоне дефектов Бьеррума связано явление „памяти воды“ [2]. По-видимому, возникновение вращающего момента под действием МП — это и есть „информационное воздействие“, как часто сейчас говорят.

Таким образом, авторам предоставляется возможность исходя из вышеизложенного сформулировать следующие выводы

— чувствительность диамагнитных сред к слабым воздействиям есть возникновение вращающих моментов у всех частиц этой среды;

— физика слабых воздействий (энергия воздействия меньше kT) — такая же естественная область физических исследований, как и область физики, где энергия воздействия больше kT.

Список литературы

[1] *Семихина Л.П.* // Изв. вузов. Физика. 1988. № 5. С. 13–17.

[2] *Березин М.В., Ляпин Р.Р., Салецкий А.М.* Влияние слабых переменных магнитных полей на рассеяние света водными системами. М.: МГУ, 1988. № 21. 14 с.

[3] *Новиков В.В., Жадин М.Н.* // Биофизика. 1994. Т. 39. Вып. 1. С. 45–49.

[4] *Новиков В.В., Швецов Ю.П., Фесенко Е.Е.* // Биофизика. 1997. Т. 42. Вып. 3. С. 746–750.

[5] *Семихина Л.П.* // Коллоидн. журн. 1981. Т. 43. Вып. 2. С. 401–405.

[6] *Зельдович Я.Б., Бучаченко А.Л., Франкевич Е.Л.* // УФН. 1992. Т. 155. № 1. С. 3–45.

[7] *Бинги В.Н., Савин А.В.* // УФН. 2003. Т. 173. № 3. С. 265–300.

[8] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Физматгиз, 1959. 532 с.

[9] *Левин М.Л., Рытов С.М.* Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. М.: Наука, 1967. 307 с.

[10] *Карташов Ю.А., Попов И.В.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 4. С. 58–61.

[11] *Kartashov Yu.A., Popov I.V.* // Proc. of Congress-2000 „Fundamental Problems of Natural Sciences and Engineering“. St.-Petersburg, Russia, 2000. Vol. 1. P. 203–205.

[12] *Callen H.B., Welton T.A.* // Phys. Rev. 1951. Vol. 83. N 1. P. 34–39.

[13] *Градштейн И.С., Рыжик И.М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1962. 1100 с.

[14] *Adey W.R.* // Proc. IEEE. 1980. Vol. 68. N 1. P. 119–125.

[15] *Жадин М.Н.* // Биофизика. 1996. Т. 41. Вып. 4. С. 832–849.

[16] *Карнаухов А.В.* // Биофизика. 1994. Т. 39. Вып. 6. С. 1009–1014.

[17] *Карташов Ю.А., Попов И.В.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 13. С. 37–40.

[18] *Антонченко В.Я.* Микроскопическая теория воды в мембранах. Киев: Наук. думка, 1983. 293 с.

[19] *Вукс М.Ф.* Электрические и оптические свойства молекул конденсированных сред. Л.: ЛГУ, 1984. 293 с.

[20] *Классен В.И.* Омагничивание водных систем. М.: Химия, 1982. 296 с.