01

Вращательный и кинетический моменты заряженной частицы во флуктуационном тепловом электрическом поле конденсированной среды при действии внешнего магнитного поля

© И.В. Попов

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

(Поступило в Редакцию 26 декабря 2007 г. В окончательной редакции 13 ноября 2008 г.)

Представлены общие и отличительные закономерности поведения вращательного и кинетического моментов отдельной свободной заряженной частицы, находящейся в потенциальной яме конденсированной среды, в зависимости от вида приложенного внешнего магнитного поля (МП): постоянное и переменное поля ортогональны или коллинеарны (комбинированное поле). Показано, что действие комбинированного МП приводит к резонансу по энергии вращательного и усилению кинетического моментов, а действие ортогональных МП приводит к магнитному резонансу. Обсуждается вопрос возникновения добавочной намагниченности среды в зависимости от вида МП.

PACS: 75.10.-b, 87.50.Mn

Введение

На свободную и связанную заряженные частицы конденсированной среды со стороны внутреннего флуктуационного теплового электрического поля (ТЭП) и полей внешних сил (электрические, гравитационные и пр.) действуют вращательные моменты [1–3]. Чем больше уровень ТЭП, т.е. температура среды, тем больший вращательный момент действует на частицу. Среднее значение этих моментов по всему ансамблю частиц равно нулю. Если эту конденсированную среду поместить в МП (или в эффективное МП, т.е. также с учетом действия сил Кориолиса и вращения среды), действующее в некотором направлении, то происходит поляризация вращательных моментов — возникают отличные от нуля проекции этих моментов на выделенное направление МП [1,2].

Экспериментально установлена неадекватность реакции конденсированной среды на осциллирующие и постоянные МП [4–6]. Обнаружено явление резкого повышения магниточувствительности при действии коллинеарных МП, когда амплитуда низкочастотного переменного МП не только направлена вдоль постоянного, но и на несколько порядков меньше величины постоянного МП (такие поля называются комбинированными) [6,7]. В этих работах показано, что при действии коллинеарных МП наблюдается циклотронный резонанс, что требует выполнения условия большого времени релаксации, и наблюдается резкое увеличение проводимости раствора. В случае действия на среду МП, когда переменное и постоянное МП ортогональны (ортогональные МП), не наблюдалось ни циклотронного резонанса, ни проводимости [6,7].

В то же время из экспериментальных и теоретических работ известно, что при ортогональных МП под действием переменного МП может происходить переворот магнитных моментов электронов или ядер, т.е. проявляются эффекты ЭПР и ЯМР [8].

В теоретических работах [1–3] было показано, что в присутствии комбинированного МП при большом времени релаксации [9] и выполнении условия циклотронного резонанса возникают максимальные вращательные моменты, действующие как на свободные, так и на связанные частицы.

Возникает вопрос: в чем отличие действия ортогональных и коллинеарных МП на вращательные моменты? К каким последствиям это приводит?

Теоретическое обоснование

В качестве упрощения задачи рассмотрим модель поведения отдельной свободной заряженной диамагнитной частицы (иона и пр.) находящейся в потенциальной яме, в ТЭП и внешнем МП. Аналогичным образом можно рассмотреть модель связанной частицы. Уравнение динамики будет иметь вид

$$m\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = -\frac{m}{\tau}\frac{d\mathbf{r}}{dt} + q\frac{d\mathbf{r}}{dt}\times\mathbf{B} + \mathbf{F}, \qquad (1)$$

где $\mathbf{r}$ — смещение из положения равновесия частицы массой m и зарядом q, $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}'$ — индукция постоянного и переменного МП, τ — время релаксации, $\mathbf{F}$ — случайные силы, действующие на частицу со стороны ТЭП, и внешние силы.

В проекциях на оси декартовых координат выражение (1) будет иметь вид

$$m\,\frac{d^2\{x,y,z\}}{dt^2} = -\frac{m}{\tau}\,\frac{d\{x,y,z\}}{dt} + q\left(\frac{d\{y,z,x\}}{dt}\,B_{\{z,x,y\}} \mp \frac{d\{z,x,y\}}{dt}\,B_{\{y,z,x\}}\right) + F_{\{x,y,z\}}. \qquad (2)$$

В этом выражении (и далее) для сокращения записи представлено три уравнения, в которых переменные и индексы при переменных соответствуют одинаковой последовательности, а знак $\mp$ — этой же последовательности, но сверху вниз.

Будем полагать, что ось Z направлена вдоль постоянной составляющей $\mathbf{B}_0$ МП так, что постоянные составляющие B_x и B_y равны нулю. Будем решать эту систему уравнений методом последовательных приближений, разлагая решение по степеням осциллирующей составляющей МП. В таком случае получим из (2) в первом приближении следующую систему уравнений:

$$\frac{d^2\{x,y,z\}}{dt^2} + \frac{1}{\tau}\,\frac{d\{x,y,z\}}{dt} \mp \Omega_c\,\frac{d\{y,x,0\}}{dt} = \frac{1}{m}\,F_{\{x,y,z\}} + \Omega'_{\{z,x,y\}}\frac{d\{y_0,z_0,x_0\}}{dt} - \Omega'_{\{y,z,x\}}\frac{d\{z_0,x_0,y_0\}}{dt}, \qquad (3)$$

где

$$\Omega_c = (q/m)B_0$$

— циклотронная частота и

$$\Omega'_{\{x,y,z\}} = (q/m)B'_{0\{x,y,z\}}$$

— циклотронная частота на амплитуде переменного поля $B'_{0\{x,y,z\}}$; x_0, y_0, z_0 — решение уравнения (2) в нулевом приближении, когда $B' = 0$.

Будем искать решение (3) в спектральном представлении. Для этого положим

$$\{x(t),y(t),z(t)\} = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \theta_{\{x,y,z\}}(\omega)\exp(i\omega t)d\omega,$$

$$\begin{Bmatrix} F_{\{x,y,z\}}(t)/m \\ \Omega'_{\{x,y,z\}}(t) \end{Bmatrix} = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \begin{Bmatrix} f_{\{x,y,z\}}(\omega) \\ \beta_{\{x,y,z\}}(\omega) \end{Bmatrix} \exp(i\omega t)d\omega. \qquad (4)$$

Нулевые приближения спектров $\theta_{\{x,y,z\}}$ имеют индесы 0, т.е. $\theta^{(0)}_{\{x,y,z\}}$.

Решение системы (3) в нулевом приближении будет

$$\begin{cases} \theta^{(0)}_{\{x,y\}}(\omega) = \dfrac{f_{\{x,y\}}(\omega)(-\omega+i/\tau) \pm i\Omega_c f_{\{y,x\}}(\omega)}{\omega\Delta_0(\omega)}; \\[2ex] \theta^{(0)}_z(\omega) = \dfrac{f_z(\omega)}{\omega(-\omega+i/\tau)}, \end{cases} \qquad (5)$$

где

$$\Delta_0(\omega) = (\omega - i/\tau)^2 - \Omega_c^2.$$

Очевидно, в первом приближении вместо f_x, f_y и f_z в (5) следует подставить спектры правых частей (3), которые обозначим $f^{(1)}_{\{x,y,z\}}$. Из (3) и (4) видно, что $f^{(1)}_{\{x,y,z\}}$ равны

$$\begin{cases} f^{(1)}_{\{x,y\}}(\omega) = f_{\{x,y\}}(\omega) \pm i\displaystyle\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\omega'\beta_z(\omega-\omega') \times \frac{f_{\{y,x\}}(\omega')(-\omega'+i/\tau) \mp i\Omega_c f_{\{x,y\}}(\omega')}{\Delta_0(\omega')} \mp i\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\omega'\beta_{\{y,x\}}(\omega-\omega')\frac{f_z(\omega')}{(-\omega'+i/\tau)}, \\[3ex] f^{(1)}_z(\omega) = f_z(\omega) + i\displaystyle\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\omega'\beta_y(\omega-\omega') \times \frac{f_x(\omega')(-\omega'+i/\tau) + i\Omega_c f_y(\omega')}{\Delta_0(\omega')} - i\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\omega'\beta_x(\omega-\omega') \times \frac{f_y(\omega')(-\omega'+i/\tau) - i\Omega_c f_x(\omega')}{\Delta_0(\omega')}. \end{cases}$$

Определим сначала вращательные моменты (A), действующие со стороны ТЭП и МП на свободные частицы, а затем реакцию на это воздействие — кинетические моменты (B), возникающие у самих частиц.

A. Найдем в первом приближении средние по ансамблю вращательные моменты, действующие на свободную частицу со стороны сил $\mathbf{F}$,

$$\langle\mathbf{M}\rangle = \langle\mathbf{r}\times\mathbf{F}\rangle,$$

или в проекциях на координатные оси

$$\langle M_{\{x,y,z\}}(t)\rangle = m\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\omega\exp(i\omega t) \times \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\omega'\big[\langle\theta_{\{y,z,x\}}(\omega')f_{\{z,x,y\}}(\omega-\omega')\rangle - \langle\theta_{\{z,x,y\}}(\omega')f_{\{y,z,x\}}(\omega-\omega')\rangle\big]. \qquad (6)$$

Подставив в (6) первые приближения θ_x, θ_y, θ_z, получим

$$\begin{cases} \langle M_{\{x,y\}}(t)\rangle = m \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\omega \exp(i\omega t) \\ \times \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\omega' \Big[\frac{i(\omega' - i/\tau)\beta_{\{x,y\}}(\omega) \pm \Omega_c \beta_{\{y,x\}}(\omega)}{\omega' \Delta_0(\omega')(\omega' - \omega - i/\tau)} \\ \times g_f^{(z)}(\omega - \omega') \\ + \frac{i(\omega' - \omega - i/\tau)\beta_{\{x,y\}}(\omega) + \Omega_c \beta_{\{y,x\}}(\omega)}{\omega' \Delta_0(\omega' - \omega)(\omega' - i/\tau)} \\ \times g_f^{\{y,x\}}(\omega - \omega')\Big]; \\ \langle M_z(t)\rangle = m \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\omega \exp(i\omega t) \\ \times \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\omega' \Big[\frac{i\Omega_c}{\omega' \Delta_0(\omega')} \delta(\omega) \\ + i \frac{(\omega' - i/\tau)(\omega' - \omega - i/\tau) + \Omega_c^2}{\omega \Delta_0(\omega')\Delta_0(\omega' - \omega)} \beta_z(\omega)\Big] \\ \times \Big[g_f^{(x)}(\omega - \omega') + g_f^{(y)}(\omega - \omega')\Big]. \end{cases} \quad (7)$$

В этих выражениях $g_f^{(x,y,z)}(\omega)$ — спектральная плотность величин $F^{(x,y,z)}/m$.

Согласно [10], например для $f^{(x)}(\omega)$, имеем

$$\langle f^{(x)}(\omega) f^{(x)}(\omega')\rangle = g_f^{(x)} \delta(\omega + \omega'),$$

так как предполагается, что ортогональные величины $g_f^{(x,y,z)}(\omega)$ некоррелированы.

Полученные выражения можно проинтегрировать, если известны значения спектральной плотности магнитного $\beta_{x,y,z}(\omega)$ и теплового $g_f^{(x,y,z)}(\omega)$ полей. Будем полагать ТЭП широкополосным и изотропным, т. е.

$$g_f^{(x,y,z)}(\omega) = a = kT/\pi\tau m,$$

а МП гармоническим — $B'(t) = B'_0 \cos \Omega t$.

Рассмотрим два случая:

1) переменное и постоянное МП ортогональны,

2) переменное и постоянное МП коллинеарны.

1-й случай. Переменное МП действует вдоль оси X. На основании выражений (7) получаем

$$\begin{cases} \langle M_x\rangle = \frac{1}{2}\frac{kT}{\tau}\Omega'_c \Big\{ \frac{\Omega \sin \Omega t + (1/\tau) \cos \Omega t}{\tau\,[\Omega_c^2 + (1/\tau)^2]\,[\Omega^2 + (1/\tau)^2]} \\ + \frac{\tau\Omega[(\Omega^2 - \Omega_c^2 + (1/\tau)^2) \sin \Omega - -(\Omega^2 + \Omega_c^2 + (1/\tau)^2) \cos \Omega t]}{[\Omega^2 - \Omega_c^2 - (1/\tau)^2]^2 + (2\Omega/\tau)^2} \Big\}, \\ \langle M_y\rangle = \frac{1}{2}\frac{kT}{\tau}\Omega'_c \Big\{ \Omega_c \frac{-\Omega \sin \Omega t + (1/\tau) \cos \Omega t}{[\Omega_c^2 + (1/\tau)^2][\Omega^2 + (1/\tau)^2]} \\ - \frac{\tau\Omega_c[(\Omega^2 - \Omega_c^2 + (1/\tau)^2) \cos \Omega t + (2\Omega/\tau) \sin \Omega t]}{[\Omega^2 - \Omega_c^2 - (1/\tau)^2]^2 + (2\Omega/\tau)^2} \Big\}, \\ \langle M_z\rangle = -\frac{kT}{\tau}\,\Omega_c/(1/\tau^2 + \Omega_c^2) = -kT\,\frac{\Omega_c\tau}{1 + \Omega_c^2\tau^2}. \end{cases} \quad (8)$$

2-й случай. Переменное МП направлено вдоль оси Z. На основании тех же выражений (7) получаем

$$\begin{cases} \langle M_x\rangle = \langle M_y\rangle = 0, \\ \langle M_z\rangle = -kT\frac{\Omega_c\tau}{1 + \Omega_c^2\tau^2}\Big\{ 1 + \frac{\Omega'_c}{\Omega_c} \\ \times \Big[\frac{(\Omega_c^2 - (1/\tau)^2)(\Omega^2 - \Omega_c^2 - (1/\tau)^2) + 2(\Omega/\tau)^2}{[\Omega^2 - \Omega_c^2 - (1/\tau)^2]^2 + (2\Omega/\tau)^2} \cos \Omega t \\ - \frac{(\Omega/\tau)[\Omega^2 - 3\Omega_c^2 + (1/\tau)^2]}{[\Omega^2 - \Omega_c^2 - (1/\tau)^2]^2 + (2\Omega/\tau)^2} \sin \Omega t \Big] \Big\}. \end{cases} \quad (9)$$

Из выражений (8) и (9) вытекают общие свойства вращательных моментов в случае действия ортогональных и коллинеарных МП:

a) энергия магнитного поля ничтожно мала, отличается на много порядков от средней энергии теплового движения;

b) МП вызывают отличный от нуля средний по ансамблю вращательный момент, который имеет и постоянную, и переменную составляющие;

c) постоянный вращательный момент приложен против направления действия постоянного МП, если частица заряжена положительно, а переменный вращательный момент гармонически изменяется с частотой переменного МП;

d) вращательный момент будет максимальным, т. е. наступает резонанс, при выполнении условий

$$\Omega_c \tau \gg 1 \quad (10)$$

и

$$\Omega = \Omega^r = \sqrt{\Omega_c^2 + (1/\tau)^2}. \quad (11)$$

Отличие в воздействии этих полей заключается в следующем.

Из анализа (8) в случае, когда переменное и постоянное МП ортогональны, а частота $\Omega \ll \Omega^r$, следует, что вращательный момент осциллирует практически вдоль оси Y, т. е. перпендикулярен действию переменного МП, и $\langle M_y^l \rangle \sim \tau/\Omega_c^2$. Если частота $\Omega \gg \Omega^r$, то из этих же выражений следует, что вращательный момент осциллирует вдоль оси X, т. е. действует вдоль переменного МП, и $\langle M_x^h \rangle \sim \Omega_c/\Omega$. Когда частота $\Omega \approx \Omega^r$, вращательный момент

$$\langle M_{\{x,t\}} \rangle = M_0 \begin{Bmatrix} \cos \Omega t \\ \sin \Omega t \end{Bmatrix}, \tag{12}$$

где

$$M_0 = -\frac{1}{4}\pi m a \Omega_c' \tau^2 = -\frac{1}{4} kT \Omega_c' \tau.$$

Из (12) следует, что векторная сумма вращательных моментов $\langle M_x \rangle$ и $\langle M_y \rangle$ будет равна $|M_0|$. Этот суммарный вращательный момент будет вращаться вокруг оси Z с угловой скоростью Ω. Возникает прецессия вектора вращательного момента вокруг направления действия постоянного МП.

Отметим, что поведение вектора вращательного момента в зависимости от частоты приложенного МП в некотором роде аналогично поведению вектора намагниченности в зависимости от частоты МП в явлении ЯМР до резонанса, во время резонанса и после него [8].

Когда переменное и постоянное МП коллинеарны (9), переменный вращательный момент направлен вдоль постоянного МП, но сдвинут по фазе относительно переменного МП

$$\langle M_z^r \rangle \approx -kT \frac{\Omega_c \tau}{1 + \Omega_c^2 \tau^2} \left[1 + \frac{\Omega_c'}{\Omega_c} \alpha(\Omega) \sin(\Omega t + \varphi_0) \right].$$

Этот фазовый сдвиг зависит от частоты.

Поскольку средние значения $\langle M_x \rangle$ и $\langle M_y \rangle$ в направлении ортогональном действию МП равны нулю, то средний вектор вращательного момента будет направлен вдоль $\langle M_z \rangle$, и прецессия вектора вращательного момента вокруг направления МП будет отсутствовать.

Из этого выражения следует, что выполнение условия (10), требующего большого времени релаксации при использовании низкочастотного МП, означает, что вращательный момент при выполнении условия $\Omega t \ll 1$ на резонансной частоте пропорционален времени воздействия. Здесь $t = 0$ — начало отсчета от момента включения (выключения) переменного МП. Выполнение условия $\Omega t \ll 1$ означает выполнение условия $t < \tau$. Поэтому в зависимости от момента времени, в который наблюдается воздействие, режим может быть стационарным $t > \tau$ и нестационарным $t < \tau$. При выключении можно говорить о „памяти".

В стационарном случае при рассмотрении комбинированного МП (условие $\Omega_c' < \Omega_c$): при $\Omega \ll \Omega_c$ множитель $\alpha(\Omega) \sim 1\Omega_c^2$, при $\Omega \gg \Omega_c$ соответственно $\alpha(\Omega) \sim 1/(\Omega_c^2 \Omega \tau)$, на резонансной частоте, когда $\Omega \approx \Omega^r$, вращательный момент максимален

$$\langle M_z^r \rangle \approx -kT \frac{\Omega_c \tau}{1 + \Omega_c^2 \tau^2} \left[1 + \frac{1}{2} \Omega_c' \tau \right] \tag{13}$$

и при выполнении условий $\Omega_c \tau \gg \Omega_c' \tau \gg 1$, получим

$$\langle M_z^r \rangle \approx -\frac{1}{2} kT \frac{\Omega_c'}{\Omega_c}. \tag{14}$$

Сравнив выражения (8), (12) и (14), видим, что при комбинированном МП в стационарном режиме на резонансной частоте

$$\langle M_y^l \rangle \ll \langle M_z^r \rangle \gg \langle M_z^h \rangle.$$

Отметим, что если поле сил включает не только внутреннее, но и внешнее поле, например, гравитационное, электрическое, то время релаксации будет зависеть и от уровня внешнего поля [9]. Поэтому вращательный момент (8) и (9), зависящий от времени релаксации, будет определяться суммой спектральных плотностей внутреннего и внешнего полей.

Аналогичным образом можно показать, что вращательный момент действует и на связанные частицы среды [2].

B. Определим кинетический момент самой частицы.

Усредненное значение кинетического момента находим из определяющего его соотношения

$$\langle \mathbf{I} \rangle = m \left\langle \mathbf{r} \times \frac{d\mathbf{r}}{dt} \right\rangle$$

и, подобно тому как вычислялись вращательные моменты, определяются средние по ансамблю составляющие вектора кинетического момента в проекциях на координатные оси

$$\langle I_{\{x,y,z\}}(t) \rangle = m \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \exp(i\omega t) \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' i\omega' \times \left[\langle \theta_{\{y,z,x\}}(\omega') \theta_{\{z,x,y\}}(\omega - \omega') \rangle - \langle \theta_{\{z,x,y\}}(\omega') \theta_{\{y,z,x\}}(\omega - \omega') \rangle \right].$$

И в явном виде для ортогональны МП имеем

$$\begin{cases} \langle I_x \rangle = -\dfrac{1}{2} \dfrac{kT}{\tau} \Omega_c' \dfrac{\Omega_c}{\Omega^2 + 1/\tau^2} \\ \times \left\{ \dfrac{(\Omega^2 - 1/\tau^2) \cos \Omega t - 2(\Omega/\tau) \sin \Omega t}{\tau(\Omega_c^2 + 1/\tau^2)(\Omega^2 + 1/\tau^2)} \right. \\ - \dfrac{\tau\Omega[(\Omega^2 + 1/\tau^2)(\Omega - 1/\tau) - \Omega_c^2(\Omega + 1/\tau)]}{(\Omega^2 - \Omega_c^2 - 1/\tau^2)^2 + (2\Omega/\tau)^2} \sin \Omega t \\ \left. + \dfrac{2\Omega(\Omega^2 + 1/\tau^2)}{(\Omega^2 - \Omega_c^2 - 1/\tau^2)^2 + (2\Omega/\tau)^2} \cos \Omega t \right\}, \\ \langle I_y \rangle = -\dfrac{1}{2} \dfrac{kT}{\tau} \Omega_c' \dfrac{\Omega_c}{\Omega^2 + 1/\tau^2} \\ \times \left\{ \dfrac{(\Omega^2 - \Omega/\tau) \sin \Omega t - (\Omega/\tau + 1/\tau^2) \cos \Omega t}{(\Omega_c^2 + 1/\tau^2)(\Omega^2 + 1/\tau^2)} \right. \\ + \dfrac{[\tau\Omega(\Omega^2 - \Omega_c^2 + 1/\tau^2) + 2\Omega^2]}{(\Omega^2 - \Omega_c^2 - 1/\tau^2)^2 + (2\Omega/\tau)^2} \sin \Omega t \\ \left. + \dfrac{[(\Omega^2 - \Omega_c^2 + 1/\tau^2) - 2\Omega^2]}{(\Omega^2 - \Omega_c^2 - 1/\tau^2)^2 + (2\Omega/\tau)^2} \cos \Omega t \right\}, \\ \langle I_z \rangle = -\dfrac{kT}{\tau} \Omega_c \tau / (1/\tau^2 + \Omega_c^2) = -kT \dfrac{\Omega_c \tau^2}{1 + \Omega_c^2 \tau^2}, \end{cases} \tag{15}$$

а для коллинеарных МП

$$\begin{cases} \langle I_x\rangle = \langle I_y\rangle = 0, \\ \langle I_z\rangle = -kT\dfrac{\Omega_c\tau^2}{1+\Omega_c^2\tau^2}\Bigg\{1+\dfrac{\Omega'_c}{\Omega_c\tau(\Omega^2+1/\tau^2)} \\ \times\Bigg[\dfrac{(\Omega_c^2-1/\tau^2)(\Omega^2-\Omega_c^2-1/\tau^2)+2(\Omega/\tau)^2}{(\Omega^2-\Omega_c^2-1/\tau^2)^2+(2\Omega/\tau)^2} \\ \times[\Omega\sin\Omega t+(1/\tau)\cos\Omega t] \\ -\dfrac{(\Omega/\tau)(\Omega^2-3\Omega_c^2+1/\tau^2)}{(\Omega^2-\Omega_c^2-1/\tau^2)^2+(2\Omega/\tau)^2} \\ \times[(1/\tau)\sin\Omega t-\Omega\cos\Omega r]\Bigg]\Bigg\}. \end{cases} \tag{16}$$

Для (8), (9), (15) и (16) можно записать уравнение динамики среднего (по ансамблю) для составляющих вектора кинетического момента

$$\frac{d\langle I_{\{x,y,z\}}\rangle}{dt} = -\frac{\langle I_{\{x,y,z\}}\rangle}{\tau} + \langle M_{\{x,y,z\}}\rangle. \tag{17}$$

Рассмотрим два случая поведения кинетического момента частицы при действии ортогональных и коллинеарных МП.

Для случая ортогональных МП из (17) получим выражение для кинетического момента, действующего в плоскости XY,

$$I = I_0\sin(\Omega t+\varphi_1),$$

где

$$I_0 = M_0\tau\big/\sqrt{1+\Omega^2\tau^2}.$$

Таким образом, при низкой частоте, когда $\Omega \ll \Omega^r$, $\Omega \ll 1/\tau$, из (15) получаем

$$|I_0^l| \approx M_y\tau = (1/2)kT\Omega'_c(\Omega/\Omega_c)\tau^2,$$

и $|I_0^l|$ увеличивается с ростом частоты.

На высоких частотах, когда $\Omega \gg \Omega^r$,

$$|I_0^h| \approx M_x/\Omega = (1/2)kT(\Omega'_c/\Omega^2)/(\tau^2\Omega_c)$$

и с ростом частоты уменьшается.

На резонансе, когда $\Omega = \Omega^r$, кинетический момент достигает максимума

$$|I_0^l| \ll |I_0^r| = \frac{1}{4}kT\frac{\Omega'_c\tau^2}{\sqrt{1+\Omega_c^2\tau^2}} \gg |I_0^h|.$$

Таким образом, в случае ортогональных МП поведение кинетического момента в зависимости от частоты подобно поведению вращательного момента.

При воздействии постоянного МП на частицу действует постоянный вращательный момент $\langle M_z\rangle$ и кинетический момент в стационарном состоянии, согласно (17), не изменяется со временем

$$\langle I_z\rangle = \langle M_z\rangle\tau. \tag{18}$$

Следовательно, когда переменное МП ортогонально постоянному, вектор кинетического момента будет прецессировать вокруг вектора направления постоянного МП в общем случае по эллипсу.

В случае коллинеарных МП при действии переменного МП поведение суммарного момента импульса будет пропорционально поведению добавочного коэффициента при единице в формуле для кинетического момента (16). При $\Omega \ll \Omega^r$ этот коэффициент меньше единицы, при $\Omega \gg \Omega^r$ имеет порядок $1/(\Omega\tau)$, т.е. весьма мал, а при резонансе $\Omega = \Omega^r$ этот коэффициент примерно равен $(1/2)\Omega'_c\tau$, т.е.

$$\langle I_z\rangle \approx -kT\frac{\Omega_c\tau^2}{1+\Omega_c^2\tau^2}\left(1+\frac{1}{2}\Omega'_c\tau\right).$$

Из этого выражения следует, что при резонансе вклад в кинетический момент от действия переменного МП определяется величиной $(1/2)\Omega'_c\tau$ и при больших значениях времени релаксации может на порядок и более превышать значение постоянного кинетического момента. Происходит усиление кинетического момента даже в том случае, когда амплитуда переменного МП мала по сравнению с величиной постоянного МП.

Некоторые оценки

Общее для рассмотренных случаев — энергия МП ничтожно мала по сравнению со средней энергией теплового движения частиц даже в сильном МП при $B = 0.1$ T и комнатной температуре.

При действии комбинированного МП значение среднего вращательного момента становится весьма большим. Приведем оценку величины вращательного момента, действующего со стороны ТЭП на молекулу аминокислоты сначала для постоянного МП. Так, для этой частицы с $q = 1.6\cdot 10^{-19}$ C на циклотронной частоте $\Omega_c = (q/m)B_0 \approx 0.5\,\mathrm{s}^{-1}$ [6] вращательный момент $M \approx 10^{-24}\,\mathrm{N\cdot m}$, а энергия соответственно $\varepsilon = M/\varphi = 10^{-24} J \ll kT$, где φ — единичный угол поворота.

В случае действия переменного МП для $\Omega'_c = 10^{-3}\,\mathrm{s}^{-1}$ (второе слагаемое в фигурных скобках (9)) на частоте $\Omega = \Omega^r$ вращательный момент пропорционален времени воздействия (13) и при $t > (\Omega^2\tau)^{-1}$ может значительно превышать вращательный момент при постоянном МП. Согласно [19], на низких частотах время релаксации на много порядков отличается от времени релаксации Дебая и может составлять секунды, тысячи секунд. Положив $\tau \approx 10^3$ s, длительность воздействия $t > 0.5\cdot 10^{-3}$ s и используя переменное МП, получим вращательный момент, на порядок превышающий вращательный момент при действии только одного постоянного МП — $\langle M_z\rangle \approx -kT(\Omega'_c/\Omega_c) \simeq 10^{-23}\,\mathrm{N\cdot m}$.

Таким образом, действие комбинированного МП ($\Omega_c \ll \Omega'_c$) на резонансе при тех же значениях Ω_c и Ω'_c во много раз превосходит вращательный момент при действии ортогональных МП.

Поведение кинетического момента подобно поведению вращательного момента и при комбинированном МП на резонансной частоте $\langle I_z^r \rangle \approx -(1/2)kT(\Omega'_c/\Omega_c)\tau$, и при принятом времени релаксации составляет $\sim 10^{-(20-21)}\,\mathrm{J\cdot s}$, что и следовало ожидать от действия ТЭП.

Приведем оценку частоты вращения свободной заряженной частицы, например, молекулы воды в постоянном МП в конденсированной среде. Согласно [9], время дебаевской релаксации по оценке составляет $\tau \approx 10^{-10}\,\mathrm{s}$. Выразим угловую скорость через кинетический момент в постоянном МП для стационарного состояния (18)

$$\omega = \langle M_z \rangle \tau / J,$$

где $J \sim mr^2$ — момент инерции.

Согласно (9), для свободной частицы — воды, когда

$$\langle M_z \rangle = kT\big(\Omega_c \tau / \big(1 + \Omega_c^2 \tau^2\big)\big) \approx kT,$$

$J \sim 10^{-46}\,\mathrm{kg\cdot m^2}$ и $r = 0.14\,\mathrm{nm}$, получим для $\omega \approx 10^{25}\tau$. Учитывая, что $\tau = 10^{-10}\,\mathrm{s}$, получим $\omega \approx 10^{15}\,\mathrm{s^{-1}}$, что чрезвычайно велико.

Обсуждение

Из рассмотренного следует, что воздействие на конденсированную среду ортогональных и комбинированного МП приводит к различным конечным результатам. Результат также зависит от частицы — свободная она или связанная.

Постоянное МП воздействует как на свободные, так и на связанные частицы подобным образом, вызывая отличные от нуля средние по ансамблю вращательные моменты по соотвествующим направлениям. Но у связанных частиц резонанс будет отсутствовать, поскольку частота свободных колебаний у таких частиц $\Omega_0 \gg \Omega_c$. Вращательные моменты, действуя на связанные частицы, создают натяжение в сетке связей, действуя на свободные частицы, — довольно большие кинетические моменты и тем самым изменяют физические свойства среды. В том и другом случае вращательные моменты выстраиваются по или против направления постоянного МП в зависимости от знака заряда частиц, т. е. происходит поляризация вращательных моментов. Аналогичным образом, происходит поляризация кинетических моментов свободных частиц.

Ориентация переменного МП относительно постоянного МП полностью определяет результаты воздействия.

Действие переменного МП в случае ортогональных МП не может привести к таким большим значениям вращательных моментов, действующих на свободные и связанные частицы, и соответственно к кинетическим моментам свободных частиц даже при выполнении условия (11), как в случае коллинеарных МП.

Действие коллинеарных МП (даже комбинированного МП) совместно с ТЭП при выполнении условия резонанса (11) при больших временах релаксации (10) (что практически всегда выполняется) приведет к максимальному вращательному моменту (14). Этот момент на порядки превышает таковой при действии только постоянного МП, т. е. резонанс в коллинеарном МП — это резонанс по энергии. У свободной частицы возникнет максимаальный кинетический момент, что может привести к ее сильной деформации либо к ее разрушению за счет центробежных сил. Поэтому в работах [5,6] при действии ортогональных МП никаких эффектов и не наблюдалось, а при комбинированных МП — эффект был, и наблюдалось скачкообразное увеличение проводимости среды [6,11].

Таким образом, при помощи комбинированного МП можно управлять закачкой тепловой энергии из среды в связанную частицу вплоть до ее выхода в потенциальную яму, а в свободную частицу — вплоть до ее разрушения. Окружающая свободную частицу среда начнет понижать температуру, вследствие чего ТЭП начнет уменьшаться (по сути это тоже адиабатическое охлаждение), тогда и вращательный момент начнет уменьшаться. Этого может не произойти, если конденсированная среда не будет изолирована от внешней среды или если конденсированную среду нагревать.

Необходимо отметить, что описанное поведение свободной частицы возможно, когда она одна в потенциальной яме. При двух и более частицах в потенциальной яме кинетический момент у этих частиц будет отсутствовать, что и было доказано на примере их магнитных моментов в теореме Бора-ван-Лёвена–Терлецкого [12].

Из-за соотношения неопределенностей каждая свободная заряженная диамагнитная частица, находясь в потенциальной яме и вращаясь, имеет свою „орбиту“ (например, молекула воды находится в полости льдоподобной структуры). Появление кинетического момента у свободной заряженной частицы через гиромагнитное соотношение вызывает магнитный момент. Если у частицы имеется еще и свободный механический момент (например, суммарный спин молекулы), то „орбитальный“ и собственный моменты складываются (как для атома). И в этой полости заряженная частица будет вести себя подобно атому, но без ядра. Размеры этого квазиатома, т. е. Δx в соотношении неопределенностей, будут определяться лигандами, т. е. расположением соседей, действующих на квазиатом. Фактически получилось вещество, заполненное такими квазиатомами.

Известно, что под действием переменного МП, направленного ортогонально постоянному может наблюдаться хорошо известный магнитный резонанс электронов, при котором изменяется величина проекции собственных магнитных моментов у электронов на направление постоянного МП. Это явление наблюдается при существенно бо́льших значениях постоянного и частоте переменного МП по сравнению с комбинированным МП, что существенно снижает требование к величине времени релаксации. Это явление резонанса хорошо описывается так называемыми уравнениями Блоха, связывающими круговую частоту переменного поля и амплитуду постоянного поля через гиромагнитное соотношение. Вероятно, и в предлагаемой модели возможен магнитный резонанс квазиатома.

Поскольку под действием комбинированного МП происходит не только поляризация кинетических моментов свободных частиц (квазиатомов) в среде, но и их усиление, то это должно приводить к бо́льшим магнитным моментам. Возникает добавочная намагниченность. Но значения этой добавочной намагниченности будет мало из-за низкой концентрации квазиатомов в среде, знак будет определяться зарядом частицы в полости. Установить такой вид намагниченности можно как по ее характерному признаку — намагниченность должна увеличиваться с возрастанием температуры среды вплоть до разрушения среды флуктуационными колебаниями, — так и из сравнения действий комбинированного и ортогональных МП.

Таким образом, отчетливо проявляется управляющая роль МП флуктуационным ТЭП. Направление переменного МП на частоте циклотронного резонанса по отношению к постоянному определяет вид разонанса: резонанс по энергии в комбинированном МП и магнитный — в ортогональных МП.

Заключение

Так как вращательный момент свободной (связанной) заряженной частицы определяется произведением $\Omega_c\tau = (q/m)B\tau$, то вращательный момент в общем отличен от нуля, потому что значения массы и времени релаксации, как правило, неодинаковы. МП, создавая поляризацию вращательных и кинетических моментов частиц среды, изменяет симметрию этой среды. Изменится симметрия и ТЭП, и времени релаксации. Изотропная среда будет приобретать хиральность в направлении постоянного МП. В этом направлении изменится скорость фононов, изменятся оптические свойства среды и т. д. В этом смысле диамагнитная среда является магниточувствительной. Будет изменяться скорость химических реакций в направлении МП. Следует также ожидать, что будет экспериментально обнаруживаться эффект Фарадея для заряженных частиц (легких ионов и пр.) в более низкочастотном диапазоне — макроскопический эффект, а не только для электронов в оптическом диапазоне, как это наблюдалось ранее. Этот эффект должен проявляться тем отчетливее, чем выше температура среды, и вплоть до ее разрушения.

Согласно оценке, заряженная частица вращается по кругу с весьма большой угловой скоростью. При действии комбинированного МП (и выполнении условия резонанса) на частицу действует максимальный вращательный момент. Частица движется с угловым ускорением. Динамика этого процесса заключена в том, что свободная частица свою энергию тратит на преодоление сил трения с соседними связанными частицами (эта связь может быть ослаблена за счет высокой температуры), на которые также действуют вращательные моменты. У такой свободной частицы появляется возможность как самой разрушаться, так и вырывать связанные частицы из сетки связей и вовлекать их в свое круговое движение. Так, по-видимому, может происходить разрушение среды и зарождается вихрь, который охватывает все новые вокруг себя соседние частицы среды. Следует отметить, что вихри должны зарождаться только в той среде, где это трение существует, т. е. например, в водной массе, в сыпучем мелком (пылевидном) песке, и вероятность образования вихрей будет тем выше, чем больше температура и МП (эффективнее, если это МП — комбинированное).

В заключение можно сказать, что история применения переменных и постоянных МП на различные виды конденсированных сред, в том числе применение их и в медицине, без теоретического обоснования ведет свой отсчет с 1930-х гг. Результаты этих исследовательских работ нашли свое отражение в многочисленных монографиях, например, в [13,14]. Этот накопленный экспериментальный материал указывает на большое прикладное применение МП.

Настоящая работа и теоретические работы [1–3] позволяют на основе развитых физических представлений о механизмах воздействия МП осознанно использовать их во многих сферах человеческой деятельности: в новых технологиях, производстве лекарств, продуктов, обработке и обогащения материалов, очистке различных сред, в медицине (борьба с вирусами, онкочастицами и пр.).

Список литературы

[1] *Карташов Ю.А., Попов И.В.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 16. С. 41–45.

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

[3] *Карташов Ю.А., Попов И.В.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 1. С. 3-9.

[4] *Березин М.В., Ляпин Р.Р., Салецкий А.М.* М.: МГУ, 1988. Препринт. Физич. фак-т. № 21. 14 с.

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

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

[7] *Новиков В.В.* // Биофизика. 1996. Т. 41. Вып. 5. С. 973–978.

[8] *Померанцев Н.М., Рыжков В.М., Скроцкий Г.В.* Физические основы квантовой магнитометрии. М.: Наука, 1972. 448 с.

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

[10] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1957. 532 с.

[11] *Новиков В.В., Фесенко Е.Е.* // Биофизика. 2001. Т. 46. Вып. 2. С. 235–241.

[12] *Маттис Д.* Теория магнетизма. М.: Мир, 1967. 408 с.

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

[14] On the Electromagnetic Field Interactions with Biological Systems / Ed. by A.H. Frey. Potomac, Maryland, USA: Springer, 1994. 207 p.