

УДК 538.3(09)+537.635

В. Г. Широносков

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ РЕЗОНАНСНОЕ ДАВЛЕНИЕ И МОМЕНТ СИЛ

Пондеромоторное воздействие электромагнитного поля до сих пор остается темой острых дискуссий и экспериментальных исследований [1—5]. Дискуссии вызваны отсутствием возможности однозначно определить плотность пондеромоторной силы и тензор энергии-импульса электромагнитного поля в макроскопической электродинамике [2], связанный с ней соотношением

$$f_i = - \frac{\partial T_{ir}^{\text{эм}}}{\partial x_k} = - \nabla_k T_{ik}^{\text{эм}}. \quad (1)$$

Такая неоднозначность определения связана с трудностью разбиения суммарного тензора энергии-импульса замкнутой системы (вещество и поле) на две части, подчиняющиеся уравнению [1]

$$\nabla_k (T_{ik}^{\text{вещ}} + T_{ik}^{\text{эм}}) = 0. \quad (2)$$

Дискуссия возникала и по поводу правильности выражений для  $\hat{T}^{\text{эм}}$  и соответствующих им пондеромоторных сил в рамках теории Абрагама и Минковского. Эти выражения, как отмечалось в работе [2], связаны только с уравнениями Максвелла и справедливы при любых законах Ома, поляризации и намагничивания. В отсутствие поляризации  $\vec{P}$  и намагниченности  $\vec{M}$  среды, но при наличии токов и зарядов пондеромоторная сила как в теории Абрагама, так и в теории Минковского дает просто силу Лоренца. В случае же, когда  $\vec{P}$  и  $\vec{M}$  не равны нулю, выражения для плотности пондеромоторной силы различны и

$$\Delta \vec{f} = \vec{f}_A - \vec{f}_M = - \frac{1}{2} \text{rot } \vec{N} + \frac{\partial}{\partial t} (\vec{g}_M - \vec{g}_A), \quad (3)$$

где  $\vec{N} = [\vec{M} \times \vec{H}] + [\vec{P} \times \vec{E}]$  — пондеромоторный момент сил;  $\vec{g}_M = [\vec{D} \times \vec{B}]/4\pi c$ ,  $\vec{g}_A = [\vec{E} \times \vec{H}]/4\pi c$  — количества движения электромагнитного поля в рамках теорий Минковского и Абрагама;  $\vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{M}$ ,  $\vec{D} = \vec{E} + 4\pi \vec{P}$  — векторы индукции;  $\vec{H}$ ,  $\vec{E}$  — напряженности магнитного и электрического полей.

В условиях магнитного резонанса, как будет показано ниже, возникает возможность регистрации  $\Delta \vec{f}$  благодаря прецессии вектора  $\vec{M}$  в фазе с переменными составляющими полей  $\vec{H}$  и  $\vec{E}$ .

Рассмотрим изотропный однодоменный образец феррита в виде сферы. Поместим его в слабо неоднородное внешнее магнитное поле  $\vec{H}_2(r) = (H_1 \cos \omega t + H_{0x}, H_1 \sin \omega t + H_{0y}, H_{0z})$ ;  $H_{0z} \gg H_{0x,0y} \approx 0$ ,  $\partial H_{0z,1}/\partial x_i \gg 2\Delta H/d$ , где  $2\Delta H$  — ширина линии магнитного резонанса,  $d$  — диаметр образца. Поле внутри образца в приближении магнитостатики и без учета обменного нелинейного взаимодействия определяется выражением  $H = H_2 - 4\pi M/3$  [6].

Для простоты будем считать  $\vec{P} = \vec{0}$ , тогда

$$\Delta \vec{f} = - \frac{1}{2} \text{rot } [\vec{M} \times \vec{H}] + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} [\vec{E} \times \vec{M}]. \quad (4)$$

Поместим образец в пучность магнитного поля резонатора ( $E=0$ ). Учитывая решение уравнения Блоха для намагниченности [7]

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}] - \omega_r (\vec{M} - \vec{M}_0), \quad (5)$$

можно получить

$$\langle \vec{N} \rangle \Big|_{t=2\pi/\omega} = \frac{1}{\gamma} \left\langle \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right\rangle - \frac{\omega_r}{\gamma} \langle \vec{M} - \vec{M}_0 \rangle, \quad (6)$$

$$\langle \vec{N} \rangle = -\frac{\omega_r}{\gamma} (M_z - M_0) \vec{i}_z = \frac{\gamma^2 H_1^2 \vec{i}_z}{\omega_r^2 + \gamma^2 H_1^2 + (\omega - \gamma H_{0z})^2} \left( \frac{M_0 \omega_r}{\gamma} \right), \quad (7)$$

где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $M_0$  — статическая равновесная намагниченность,  $\omega_r/\gamma = \Delta H$ . Соответственно для плотности пондеромоторной силы (3), (4) с учетом зависимости  $\vec{M}\{H(r)\}$  запишем

$$\langle \Delta f \rangle = -\frac{1}{2} \text{rot} \langle \vec{N} \rangle = \frac{1}{2} [\text{grad} (M_z \Delta H) \times \vec{i}_z]. \quad (8)$$

В результате оценки максимального значения резонансного пондеромоторного момента сил и пондеромоторной силы в рамках данной модели получаем

$$\langle N \rangle_{\max} \approx M_0 \Delta H, \quad \langle \Delta f \rangle_{\max} \approx M_0 \nabla_t H_{0z,1}. \quad (9)$$

Для железиттриевого граната ( $M_0 = 10^3$  Гс,  $\Delta H = 1$  Э,  $\frac{\partial H_{0z,1}}{\partial x_1} = 0,2$ ,  $\frac{\Delta H}{\Delta d} = 2$  Э/см)

$$\langle N \rangle_{\max} \approx 10^2 \text{ (дин·см)/см}^3, \quad \langle \Delta f \rangle_{\max} \approx 10^2 \text{ дин/см}^3.$$

Таким образом, разница между пондеромоторными силами в рамках теорий Абрагама и Минковского не малая, как считалось раньше [1, 2], и может быть обнаружена в условиях магнитного резонанса.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность В. Г. Барьяхтару за полезное замечание и интерес к работе.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Павлов В. И. К дискуссиям по проблеме пондеромоторных сил.—УФН, 1978, 124, вып. 2, с. 345—349.
2. Седов Л. И. Механика сплошной среды. М.: Наука, 1973. Т. 1. 536 с.
3. Казанцев А. П. Резонансное световое давление.—УФН, 1978, 124, вып. 1, с. 113—145.
4. Филатов А. И., Широносков В. Г. О необходимости учета магнитрезонансных сил при экспериментальном изучении нелинейного ферромагнитного резонанса в незакрепленных образцах.—Изв. вузов. Физика, 1977, № 1, с. 138—139.
5. Широносков В. Г. О новых компонентах силы, действующей на ферромагнетик при резонансе.—В кн.: Тез. докл. Всесоюз. конф. по физике магнитных явлений, Харьков, 26—29 сент. 1979. Харьков, 1979, с. 259.
6. Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
7. Голенищев-Кутузов В. А., Самарцев В. В., Соловаров Н. К., Хабибулин Б. М. Магнитная квантовая акустика. М.: Наука, 1977. 200 с.