НАМАГНИЧИВАНИЕ ЦЕНТРОАНТИСИММЕТРИЧНОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА ЗА СЧЕТ ГРАДИЕНТОВ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ ИЛИ ВЕКТОРА АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМА

А.Ф. Кабыченков, Ф.В. Лисовский

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, Фрязино, Россия

Хотя среди всех типов магнитоупорядоченных сред антиферромагнетики (АФМ) составляют самую многочисленную группу, они до недавнего времени практически не находили сколь-нибудь заметного технического применения. Основная причина этого состоит в том, что для создания реальных устройств (например, запоминающих) на основе какой-либо среды, необходимо, чтобы она воспринимала определенные внешние воздействия и реагировала на них таким образом, чтобы отклик на эти воздействия можно было зарегистрировать извне. Традиционные методы, используемые в устройствах на ферро- и ферримагнетиках, основанные на воздействии на среду внешними магнитными полями, для АФМ неприменимы, поскольку напряженность этих полей должна быть сопоставима с напряженностью сильных полей обменного происхождения, а регистрировать реакцию среды по магнитным полям отклика невозможно, так как поля рассеяния отсутствуют.

Имеется возможность реализации взаимодействия с АФМ через однородные немагнитные воздействия (например, через электрические поля или упругие напряжения) при использования линейного магнитоэлектрического или пьезомагнитного эффектов, существование которых с позиций магнитной симметрии было предсказано в кристаллах, группа симметрии которых не содержит операции обращения времени. К сожалению, из-за малых значений констант линейной связи между магнитной подсистемой и электрической или упругой подсистемами для получения заметного отклика последней необходима огромная напряженность электрического поля или большие упругие напряжения. Использование неоднородных воздействий существенно облегчает задачу, поскольку локальное создание больших градиентов электрического поля или упругих напряжений особых затруднений не вызывает.

В настоящем докладе рассмотрены два неоднородных линейных эффекта в центроантисимметричных АФМ: флексомагнитный и флексоантиферромагнитный, заключающиеся в наведении намагниченности градиентом упругих напряжений или градиентом антиферромагнитного момента соответственно. Центроантисимметричные АФМ не обладают ферромагнетизмом и пьезомагнетизмом, которые могут приводить к маскированию изучаемых эффектов.

Флексомагнитный эффект описывается в удельном термодинамическом потенциале слагаемым, линейным по компонентам магнитного поля **H** и градиента упругих напряжений σ_{kl}, то есть

$$\Phi^{(fm)} = -\gamma_{ijkl} H_i \frac{\partial \sigma_{kl}}{\partial x_j}, \tag{1}$$

где γ_{ijkl} – тензор, симметричный по индексам kl. Из определения магнитной индукции $B_j^{(fm)} = -4\pi \dfrac{\partial \Phi^{(fm)}}{\partial H_j}$ следует, что при $\mathbf{H} = 0$ линейная по градиенту напряжений намагниченность составляет

$$M_i^{(fm)} = \gamma_{ijkl} \frac{\partial \sigma_{kl}}{\partial x_j}. \tag{2}$$

Обратный эффект состоит в наведении упругих деформаций градиентом магнитного поля. Из определения тензора деформаций находим, что

$$u_{kl}^{(fm)} = -\frac{\delta \Phi^{(fm)}}{\delta \sigma_{kl}} = -\left(\frac{\partial \Phi^{(fm)}}{\partial \sigma_{kl}} - \frac{\partial}{\partial x_n} \frac{\partial \Phi^{(fm)}}{\left(\partial \Phi^{(fm)} / \partial x_n\right)}\right),$$

откуда следует, что

$$u_{kl}^{(fm)} = \frac{\partial (\gamma_{inkl} H_i)}{\partial x_n}. \tag{3}$$

При постоянных коэффициентах деформации будут линейно связаны с градиентом компонент магнитного поля.

Так как тензор γ_{ijkl} нечетен по отношению к операциям обращения времени и пространственной инверсии, то флексомагнитный эффект отсутствует в кристаллах с магнитными группами симметрии, содержащими эти операции отдельно, но может существовать в кристаллах, группы которых обладают операцией центроантиинверсии (произведение операций обращения времени и пространственной инверсии). Для кубических АФМ эту операцию содержат магнитные группы $m'3$, $m'3m$, $m'3m'$; для тетрагональных – группы $4/m'$, $4'/m'$, $4/m'm'm'$; для гексагональных – группы $\bar{3}'$, $\bar{3}'m'$ $\bar{3}'m$, $6'/m$, $6/m'$, $6'/mmm'$, $6/m'm'm'$, $6/m'mm$; для ромбических – группы $m'm'm'$, mmm'; для моноклинных – группы $2/m'$, $2'/m$.

Расчеты, выполненные для АФМ типа Cr_2O_3 (группа $\bar{3}'m'$) показали, например, что стоящий вертикально на жестком основании цилиндр (вертикаль коллинеарна вектору антиферромагнетизма), находящийся в однородном поле тяготения с постоянной g за счет неоднородных деформаций, создаваемых весом, приобретает намагниченность

$$M_z^{(fm)} = \gamma_{3333} \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} = \gamma_{3333} \rho g, \tag{4}$$

где ρ – плотность, а γ_{3333} – компонента тензора γ_{ijkl}.

Флексоантиферромагнитный эффект, проявляющийся в в наведении намагниченности градиентом вектора антиферромагнитного момента, описывается в термодинамическом потенциале слагаемым, линейным по компонентам магнитного поля **H** и градиента антиферромагнитного момента

$$\Phi^{(fam)} = -\eta_{ijk} H_i \frac{\partial L_j}{\partial x_k}, \tag{5}$$

которое приводит к появлению магнитной индукции, а при отсутствии магнитного поля – намагниченности, равной

$$M_i^{(fam)} = \eta_{ijk} \frac{\partial L_j}{\partial x_k}, \tag{6}$$

Из (6) следует, что в отличие от слабого ферромагнетизма, возникающая намагниченность пропорциональна градиенту антиферромагнитного момента, который может быть обусловлен неоднородностью состава, наличием доменных границ или поверхности раздела кристалла с окружающим пространством, градиентом температуры и т.д. Ответственные за существование флексоантиферромагнитного эффекта слагаемые термодинамического потенциала для Cr_2O_3 имеют вид

$$\Phi^{(fam)} = -\eta_{111}\left(H_x\left(\frac{\partial L_x}{\partial x} - \frac{\partial L_y}{\partial y}\right) - H_y\left(\frac{\partial L_x}{\partial y} + \frac{\partial L_y}{\partial x}\right)\right) - \eta_{123}\left(H_x\frac{\partial L_y}{\partial z} - H_y\frac{\partial L_x}{\partial z}\right) -$$
$$\eta_{231}\left(H_y\frac{\partial L_z}{\partial x} - H_x\frac{\partial L_z}{\partial y}\right) - \eta_{312}H_z\left(\frac{\partial L_x}{\partial y} - \frac{\partial L_y}{\partial x}\right), \tag{7}$$

а компоненты намагниченности равны

$$M_x^{(fam)} = \eta_{111}\left(\frac{\partial L_x}{\partial x} - \frac{\partial L_y}{\partial y}\right) + \eta_{123}\frac{\partial L_y}{\partial z} - \eta_{231}\frac{\partial L_z}{\partial y},$$
$$M_y^{(fam)} = -\eta_{111}\left(\frac{\partial L_x}{\partial y} - \frac{\partial L_y}{\partial x}\right) - \eta_{123}\frac{\partial L_x}{\partial z} - \eta_{231}\frac{\partial L_z}{\partial x},$$
$$M_z^{(fam)} = \eta_{312}\left(\frac{\partial L_x}{\partial y} - \frac{\partial L_y}{\partial x}\right). \tag{8}$$

Было показано, например, что при малой неоднородности антиферромагнитного момента градиент магнитного поля наводит компоненты антиферромагнитного момента, равные

$$L_x = \chi_1^{(l)}\left(\frac{\partial H_x}{\partial x} - \frac{\partial H_y}{\partial y}\right) + \chi_2^{(1)}\frac{\partial H_z}{\partial y};\ L_y = -2\chi_1^{(l)}\frac{\partial H_x}{\partial y} - \chi_2^{(1)}\frac{\partial H_z}{\partial x};\ L_z = 0, \tag{9}$$

где $\chi_1^{(l)}$ и $\chi_2^{(l)}$ – обобщенные восприимчивости, выражающиеся через параметры АФМ и компоненты тензора γ_{ijkl}.