

01;05

## Моделирование феноменологических процессов в ферромагнетиках и сегнетоэлектриках

© А. Т. Овакимян

Ереванский НИИ оптико-физических измерений

Поступило в Редакцию 17 февраля 1998 г.

Рассмотрена векторная модель для исследования и имитации феноменологических свойств ферромагнетиков и сегнетоэлектриков.

Существующие определенные трудности в качественном и количественном описании основных феноменологических свойств ферромагнетиков и сегнетоэлектриков [1] могут быть легко преодолены с помощью математической модели.

Такую модель можно получить, если рассматривать поведение доменных структур как следствие закона сохранения энергии.

Покажем это на примере ферромагнитного монокристалла, имеющего форму прямоугольного параллелепипеда.

Возьмем предельный случай, когда под действием внешнего магнитного поля кристалл намагничен до полного насыщения, например в продольном направлении. В этом случае магнитные моменты всех доменов сориентированы в одном направлении и весь кристалл представляет собой как бы единый домен (рис. 1; для наглядности показана одна плоскость кристалла). Просуммируем вектора магнитных моментов доменов и найдем точку приложения результирующего магнитного момента.

$$\mathbf{M} = \sum_{i=1}^S \mathbf{m}_i,$$
 где  $\mathbf{M}$  — результирующий магнитный момент,  $\mathbf{m}_i$  — магнитный момент  $i$ -го домена.

Из свойств параллельных векторов следует, что точка приложения из равнодействующего вектора совпадает с геометрическим центром кристалла. Если принять, что в кристалле отсутствуют неферромагнитные включения, то точка приложения результирующего магнитного момента  $C_m$  точно совпадает с центром масс кристалла. Если перемагнитить

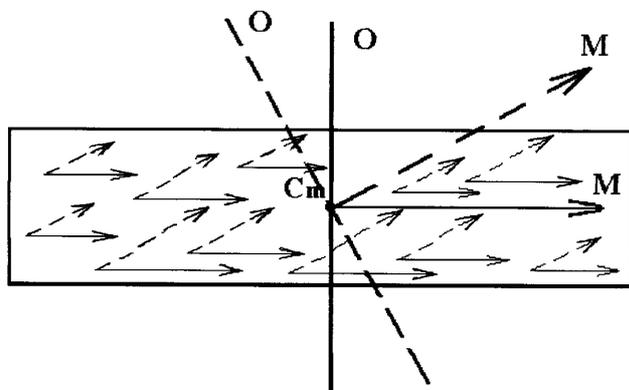


Рис. 1.

кристалл до насыщения в любом другом направлении, то положение  $C_m$  останется неизменным относительно кристалла.

Покажем, что  $C_m$  не может изменять своих координат при любом повороте магнитных моментов доменов, так как это привело бы к нарушению закона сохранения энергии. Представим, что наш кристалл подвешен за центр масс в неизменяющемся внешнем магнитном поле. Если привести во вращение кристалл, то под влиянием внешнего магнитного поля в нем начнутся процессы смещения и вращения доменов. При этом, если каждый раз магнитные моменты доменов будут располагаться так, что  $C_m$  будет смещаться, то кристалл будет испытывать механические вращающие моменты относительно точки подвеса и будет постоянно вращаться в неизменяющемся магнитном поле, что невозможно.

Таким образом, результирующий магнитный момент в зависимости от изменения намагничивания кристалла может изменяться по величине и направлению, вращаясь относительно точки приложения  $C_m$ , которая не может менять своих координат относительно кристалла. Рассмотрим необходимые условия неподвижности  $C_m$ . Возьмем частный случай, когда магнитные моменты доменов в кристалле сориентированы в трех взаимоперпендикулярных направлениях, составляя три системы параллельных векторов (рис. 2). Выберем оси координат так, чтобы их начало совпадало с  $C_m$ , а направления были параллельны магнитным

моментам доменов. Тогда координаты точки приложения результирующего магнитного момента для доменов, ориентированных вдоль оси  $X$ , исходя из свойств параллельных векторов, определяется следующими соотношениями:

$$X_x = \sum_{i=1}^l \mathbf{m}_i x_i / \sum_{i=1}^l \mathbf{m}_i = 0; \quad Y_x = \sum_{i=1}^l \mathbf{m}_i y_i / \sum_{i=1}^l \mathbf{m}_i = 0;$$

$$Z_x = \sum_{i=1}^l \mathbf{m}_i z_i / \sum_{i=1}^l \mathbf{m}_i = 0;$$

где  $X_x$ ,  $Y_x$ ,  $Z_x$  — координаты результирующего магнитного момента доменов, параллельных оси  $X$ ;  $\mathbf{m}_i$  — магнитный момент  $i$ -го домена, параллельного оси  $X$ ;  $x_i$ ,  $y_i$ ,  $z_i$  — координаты магнитного момента  $i$ -го домена.

Поскольку  $\sum_{i=1}^l \mathbf{m}_i \neq 0$ , получаем

$$\sum_{i=1}^l \mathbf{m}_i x_i = 0; \quad \sum_{i=1}^l \mathbf{m}_i y_i = 0; \quad \sum_{i=1}^l \mathbf{m}_i z_i = 0. \quad (1)$$

Аналогично для осей  $Y$  и  $Z$ :

$$\sum_{j=1}^n \mathbf{m}_j x_j = 0; \quad \sum_{j=1}^n \mathbf{m}_j y_j = 0; \quad \sum_{j=1}^n \mathbf{m}_j z_j = 0; \quad (2)$$

$$\sum_{k=1}^p \mathbf{m}_k x_k = 0; \quad \sum_{k=1}^p \mathbf{m}_k y_k = 0; \quad \sum_{k=1}^p \mathbf{m}_k z_k = 0, \quad (3)$$

где  $\mathbf{m}_j$ ,  $\mathbf{m}_k$  — магнитные моменты доменов, параллельных осям  $Y$  и  $Z$  соответственно;  $x_j$ ,  $y_j$ ,  $z_j$  и  $x_k$ ,  $y_k$ ,  $z_k$  — координаты магнитных моментов доменов, параллельных осям  $Y$  и  $Z$  соответственно.

Из соотношений (1)–(3) следует:

1. Повороты магнитных моментов доменов должны быть симметричными относительно плоскостей  $ZC_m X$ ,  $ZC_m Y$  и  $XC_m Y$  (рис. 2). Например, поворот магнитных моментов части домена, одного или нескольких доменов (процессы смещения и вращения), параллельных плоскости  $ZC_m Y$ , слева от нее должен сопровождаться одновременным

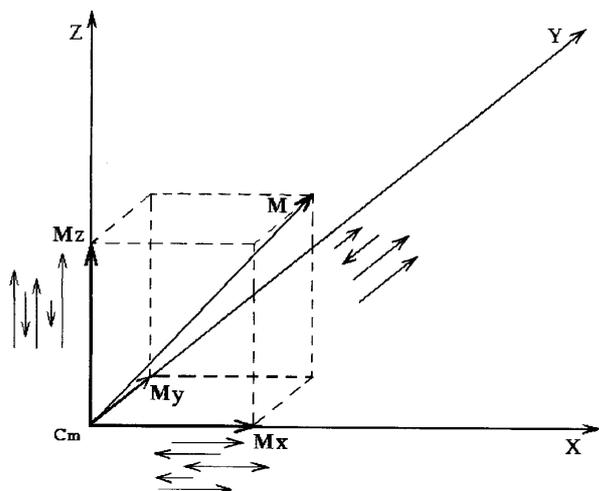


Рис. 2.

поворотом магнитных моментов доменов справа, причем так, чтобы суммы произведений магнитных моментов доменов на расстояния до плоскости  $ZC_mY$  слева и справа были бы равны. Аналогично и для плоскостей  $ZC_mX$  и  $XC_mY$ . Повороты магнитных моментов доменов только слева или справа от указанных плоскостей невозможны.

2. В процессе поворотов магнитных моментов доменов, когда они не параллельны и не перпендикулярны магнитным моментам других доменов, неизменность координат  $C_m$  может быть обеспечена только деформацией кристалла, которая исчезнет после того, как магнитные домены закончат свой поворот.

3. Если, в общем случае, магнитные моменты доменов не параллельны и не перпендикулярны друг другу, то неизменность координат  $C_m$  может быть обеспечена деформацией кристалла, которая будет меняться с изменением намагниченности кристалла.

4. Если наш кристалл разрезать на части и разнести их на расстояния, исключающие взаимную корреляцию доменов, то магнитные моменты доменов в каждой части должны расположиться так, чтобы  $C_m$  каждой части удовлетворял вышесказанному. Можно показать, что с наименьшими энергетическими затратами (с наименьшим количеством

поворотов магнитных моментов доменов) указанная переориентация может произойти в том случае, если результирующие магнитные моменты отдельных частей будут направлены относительно этих частей в ту же сторону, что и исходный магнитный момент кристалла до его разрезания.

5. Анализ исходных данных для получения соотношений (1)–(3) показывает, что они аналогичным образом могут быть выведены и для других магнитных материалов, имеющих доменную структуру. А если учесть, что мы в исходных данных не предусматривали ограничения по наличию или отсутствию источников поля (зарядов), указанные соотношения можно распространить и на электрические домены ферроэлектриков (сегнетоэлектриков) во внешнем электрическом поле.

Нетрудно убедиться, что мы получили векторную модель, имитирующую основные феноменологические свойства (п. 1 — дипольность и гистерезис; п. 2 — эффект Баркгаузена; п. 3 — магнитострикция; п. 4 — процесс разбиения постоянного магнита на более мелкие; п. 5 — электрический аналог ферромагнетизма в ферроэлектриках и обобщение на другие магнитные материалы с доменной структурой).

Важно подчеркнуть, что рассматривать неизменность координат  $C_m$  как следствие закона сохранения энергии имеет смысл только при воздействии внешнего магнитного и электрического поля на ферромагнетики и сегнетоэлектрики. При нагреве части ферромагнитного кристалла или сегнетоэлектрика выше точки Кюри или при изменяющих форму кристалла механических деформациях,  $C_m$  сместится, сохраняя при этом вышеуказанные свойства при воздействии только внешних полей.

Изложенное можно распространить и на поликристаллические доменные структуры, если допустить, что они представляют собой скоррелированные системы, в которых ориентация магнитных моментов доменов одного кристалла воздействует на ориентацию магнитных моментов доменов соседних кристаллов, превращая весь объем образца в самоорганизующуюся систему.

Действительно, если вместо монокристалла подвесить за центр масс поликристаллический стержневой магнит (магнитную стрелку), то во внешнем неизменяющемся магнитном поле он должен вести себя аналогично, т. е.  $C_m$  не должен изменять своих координат относительно образца.

В противном случае будет нарушаться закон сохранения энергии и, кроме того, мы бы имели возможность намагнитить одну половину магнитной стрелки более, чем другую, что не наблюдается на практике.

Поскольку  $C_m$  должен сохранять неизменность координат в любом по величине внешнем поле, то, выбрав предельный случай, когда образец намагничен до насыщения в одном направлении, мы можем легко определить положение  $C_m$ . При этом, если принять, что мелкие неферромагнитные включения распределены равномерно во всем объеме магнитной стрелки, то  $C_m$  совпадет с ее геометрическим центром или центром масс.

Для различных конструкций из комбинаций постоянных магнитов, ферромагнитных и неферромагнитных образцов целесообразно предварительно выявить взаимную корреляцию доменов данной системы путем измерения дальних магнитных полей [2,3]. При этом, если данная система при различных магнитных состояниях наблюдается как единый магнитный диполь, то координаты  $C_m$  будут неподвижны с любым изменением его магнитного состояния. Если указанная система будет наблюдаться как несколько магнитных диполей, то изложенное применимо для каждого из них в отдельности.

Для нашего примера мы выбрали частный случай, когда магнитные домены ориентированы строго параллельно или перпендикулярно друг другу. Это позволило вывести для данного случая простые соотношения (1)–(3), которые моделируют основные феноменологические свойства.

Однако легко можем убедиться, что такими же свойствами обладает любая векторная система с произвольной ориентацией исходных векторов, если точка приложения результирующего вектора не меняет своих координат при любом повороте исходных векторов.

Следовательно, такая векторная система может быть принята за математическую модель, которая при различной начальной ориентации исходных векторов может имитировать все существующие и теоретически возможные магнитоупорядоченные системы и сегнетоэлектрики.

## Список литературы

- [1] *Вонсовский С.В.* Магнетизм. М.: Наука, 1984.
- [2] *Овакимян А.Т.* // Военно-научный журнал министерства обороны Республики Армения. 1996. № 2.
- [3] *Овакимян А.Т.* Поведение доменных структур как следствие закона сохранения энергии. Деп. в АрмНИИНТИ 30.04.97, № 133-Ар97.