Физика магнитных явлений

Иосиф Давидович Токман

Восстановленно по чужим записям!
Энергия доменной стенки на единицу площади (h - толщина пластинки, d - период доменной структуры, считаем $h \gg d$ - границы пластинки не взаимодействуют):

$$E_{\mathrm{w}} = \sigma_{\mathrm{w}} \frac{h}{d}; \tag{1}$$

В таком случае энергия многодоменного ферромагнетика на единицу площади получится равной:

$$E_{\mathrm{s}} = E_{\mathrm{md}} + E_{\mathrm{w}} \approx 1.75 d M_0^2 + \sigma_{\mathrm{w}} \frac{h}{d}; \tag{2}$$

Отыщем d - для минимума E_{s}. Будем искать:

$$\frac{\partial E_{\mathrm{s}}}{\partial d} = 0; \tag{3}$$

В таком случае решением будет:

$$d = \sqrt{\frac{\sigma_{\mathrm{w}} h}{1.75 M_0^2}}; \tag{4}$$

Равновесное значение энергии (на единицу площади) в таком случае оказывается равным:

$$E_{\mathrm{s}} = 2\sqrt{1.75 h \sigma_{\mathrm{w}} M_0^2}; \tag{5}$$

А на единицу объёма соответственно:

$$E_{\mathrm{v}} = E_{\mathrm{s}}/h = 2\sqrt{\frac{1.75 \sigma_{\mathrm{w}} M_0^2}{h}}; \tag{6}$$

Рассмотренная структура - пример доменной структуры с незамкнутым магнитным потоком, однако существуют структуры и с замкнутым, в том числе структуры Ландау-Лифшица.
Шестиугольники в толще, по краям - прямоугольные треугольники. За счёт замкнутости магнитостатическая энергия $= 0$. Однако энергия магнитокристаллографической анизотропии $\neq 0$.
Для таких структур аналогично можно записать:

$$E_{\mathrm{s}} \approx \sigma_{\mathrm{w}} \frac{h}{d} + \frac{Kd}{2}; \tag{7}$$

Аналогично толщина, реализующая минимум энергии:

$$d = \sqrt{\frac{2\sigma_{\mathrm{w}} h}{K}}; \tag{8}$$

Тогда энергия на единицу площади:

$$E_{\mathrm{s}} = \sqrt{2\sigma_{\mathrm{w}} K h}; \tag{9}$$

Объёмная плотность энергии:

$$E_{\mathrm{v}} = \frac{E_{\mathrm{s}}}{h} = \sqrt{\frac{2\sigma_{\mathrm{w}} K}{h}}; \tag{10}$$

Необходимо сравнить - какая структура на самом деле реализуется в равновесии: при сильном магнитном поле моожно добиться того, что все домены сольются воедино. В таком масштабе полей квантовые эффекты не наблюдаются - только их макроскопические проявления. в противном случае необходимо рассматривать уравввнение Гейзенберга.

Рассмотрим случай анизотропного ферромагнетика с лёгкой осью OZ. Его полная энергия (здесь $\vec{\mathcal{H}}_{\text{M}}$ - поле, созданное намагниченностью):

$$E = \int \underbrace{\sum_{i=x,y,z} (\nabla\alpha_i)^2}_{\text{Обменная энергия}} + K\alpha_z^2 - \underbrace{\frac{1}{2}\vec{M}(\vec{r})\vec{\mathcal{H}}_{\text{M}}(\vec{r})}_{\text{магнито-дипольная энергия}} d^3\vec{r}; \tag{11}$$

Если модуль намагниченности $\left|\vec{M}(\vec{r})\right| = M_0$ не изменяется вдоль образца, то виден характерный пространственный масштаб:

$$\lambda_1^2 = \frac{A}{|K|}; \tag{12}$$

При этом размерности прочих величин: $A\left[\frac{\text{эрг}}{\text{см}}\right]$; $K\left[\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}\right]$, $M_0^2\left[\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}\right]$. По физическому смыслу λ_1 - контролирует толщину доменной стенки.
По аналогии может быть и другая величина:

$$\lambda_2^2 = \left(\frac{A}{M_0^2}\right)^3; \tag{13}$$

Если мы рассматриваем магнетик с $K \to 0$ - т.е. без выделенной анизотропии, тогда остаётся именно этот масштаб.
Очевидно, что если размеры ферромагнитной частицы $< \lambda_2$, то существенная неоднородная намагниченность частицы даёт увеличение обменной энергиии, превосходящее соответствующее такой намагничченности уменьшение магнитостатичческой энергии. Энергия последнегр чччлена будет убывать медленнее, чем расти первый член. Будет происходить монодоменизация. Иначе говоря λ_2 - отвеччает за монодоменизацию частицы в случае $|K| \to 0$.

Рассмотрим 2-е сферические частицы одинакового радиуса R. Приготовленные из ферромагнетика с изотропией "лёгкая ось". В отличие от предыдущего случая будем считать, что K - большая величина.

Рассмотрим 2-е ситуации:

- Однородная намагниченность
- Частица разделена на 2-а одинаковых домена (с разным направлением намагниченности) с плоской доменной стенкой.

В первом случае есть только магнитостатическая энергия. Тогда:

$$E_1 = -\frac{1}{2}M_0(-\frac{4\pi}{3}M_0)\frac{4\pi}{3}R^3 = \frac{8}{9}\pi^2 M_0^2 R^3; \tag{14}$$

Здесь второй множитель - собственное поле частицы.

А во втором случае у нас есть ещё и энергия стенки (блоховской). Второй член здесь отвечает стенке.

$$E_2 \approx \frac{1}{2}\pi^2 M_0^2 R^3 + \pi R^2 \sigma_{\text{wall}} \approx \frac{4}{9}\pi^2 M_0^2 R^3 + \pi^2\sqrt{|K|A}R^2; \tag{15}$$

Двухдоменная частица становится неустойчивой, при $E_1 < E_2$. Критический радиус:

$$R < R_{\text{cr}} \approx \frac{9}{4}\sqrt{\frac{A|K|}{M_0^4}} \sim \frac{\lambda_2^2}{\lambda_1}; \tag{16}$$

Это был иллюстрационный раздел.

15 Ферромагнетик во внешнем квазистатическом поле.

Если ферромагнетик помещен во внешнее поле $\vec{\mathcal{H}}_0$. То к его энергии должно быть добавлено слагаемое:

$$-\int \vec{\mathcal{H}}_0 \vec{M} dv; \tag{17}$$

В таком случае рассмотрим поведение однородно намагниченного ферромагнетика во внешнем однородном стационароном магнитном поле. Пусть это будет малая однодоменная ферромагнитная частица в форме эллипсоида вращения, вытяннутого вдоль оси z. Из соображений симметрии видно6 что вектор $\vec{M}$ лежит в плоскости, проходящей через ось z и вектор $\vec{\mathcal{H}}_0$. Пусть это будет плоскость zx.

Вследствии однодоменности энергия частицы складывается из её собственной магнитостатической энергии и магнитостатической энергии во внещнем поле. Мы не учитываем обменную энергию, потому что намагниченность однородная.

$$E = -\frac{1}{2} M_z \mathcal{H}_{M,z} - \frac{1}{2} M_x \mathcal{H}_{M,x} - M_z \mathcal{H}_{0,z} - M_x \mathcal{H}_{0,x}; \tag{18}$$

С точностью до несущественного постоянного члена можно записать:

$$E = -\frac{\beta M_0^2}{2} (\cos\theta)^2 - M_0 \mathcal{H}_{0,z} \cos\theta - M_0 \mathcal{H}_{0,x} \sin\theta; \tag{19}$$

Здесь $\beta = 4\pi(N_{xx} - N_{zz}) > 0$, поскольку $N_{zz} < N_{xx}$. Несколько упростим задачу: $\mathcal{H}_{0,x} = 0,\ \mathcal{H}_{0,z} > 0$.

$$E = -\frac{\beta M_0^2}{2} (\cos\theta)^2 - M_0 \mathcal{H}_{0,z} \cos\theta; \tag{20}$$

Тогда попробуем найти минимум по θ:

$$\left.\frac{dE}{d\theta}\right|_{\theta=\theta_p} = 0; \tag{21}$$

Решение:

$$\sin\theta_p (\beta M_0^2 \cos\theta_p + M_0 \mathcal{H}_{0,z}) = 0; \tag{22}$$

В общем случае есть 3-и решения:

$$\theta_1 = 0,\ \theta_2 = \pi,\ \cos\theta_3 = -\frac{\mathcal{H}_{0,z}}{\beta M_0}; \tag{23}$$

Посмотрим какие состояния из этих устойчивы. Равновесие устойчиво, если:

$$\frac{d^2 E}{d\theta^2} = -\beta M_0^2 \sin^2\theta_p + \beta M_0 62 \cos^2\theta_p + M_0 \mathcal{H}_{0,z} \cos\theta_p > 0; \tag{24}$$

Таким образом $\theta = 0$ - устойчиво, при любых $\mathcal{H}_{0,z} > 0$; $\theta = \pi$ - устойчиво, при $\beta M_0 > \mathcal{H}_{0,z} > 0$ и неустойчиво, если $\beta M_0 < \mathcal{H}_{0,z}$; $\cos\theta = -\frac{\mathcal{H}_{0,z}}{\beta M_0}$ - неустойчиво, если $0 < \mathcal{H}_{0,z} < \beta M_0$.
В таком случае соответствующие энергии состояний:

$$E(\theta = 0) = -\frac{\beta M_0^2}{2} - M_0 \mathcal{H}_{0,z}; \tag{25}$$

$$E(\theta = \pi) = -\frac{\beta M_0^2}{2} + M_0 \mathcal{H}_{0,z}; \tag{26}$$

$$E(\theta = -\frac{\mathcal{H}_{0,z}}{\beta M_0}) = \frac{\mathcal{H}_{0,z}^2}{2\beta}; \tag{27}$$

Допустим, что мы перемагничиваем частицу, т.е. увеличиваем магнитное поле от 0. А направаление магнитного поля $\theta = \frac{\pi}{2}$. Если $T \to 0$, то намагниченность будет иметь первоначальное направление, т.е. частица не будет перемагничиваться, пока поле не достигнет величины $\mathcal{H}_{0,z} = \mathcal{H}_{0,z,\mathrm{cr}} = \beta M_0$.

При $T \neq 0$ и при условии $0 < \mathcal{H}_{0,z} < \beta M_0 = \mathcal{H}_{0,z,\mathrm{cr}}$.

При достижении $\mathcal{H}_{0,z,\mathrm{cr}}$ направление намагниченности меняет направление с $\theta = \pi$ до $\theta = 0$. Зависимость намагниченности от магнитного поля имеет вид прямоугольника на плоскости $\mathcal{H}_z,\ M_z$. Т.е. тут наблюдается некий гистерезис. По оси $\mathcal{H}_z$ у нас прямоугольник длится с $-\beta M_0 \dots \beta M_0$. А по оси M_z имеет размер $-M_0 \dots M_0$. Видно, что такое гистерезисное поведение , обусловленное тем, что состояния, отличающиеся направлением намагниченности отделены друг от друга энергетическим барьером.

Здесь это явление обусловленно формой, а бывает, что и кристаллографическими свойствами. Это чисто классическое рассмотрение. Если рассматривать спин квантовомеханически, то при малых размерах будет совершенно иное поведение.

Идём в хорошем темпе. Курс закончится в конце ноября. Поэтому можно сдать экзамен в первую неделю декабря.
Нужно распространить задачи. И разобрать их.