Доклады Академии Наук СССР
1939. Том XXIV, № 5

ФИЗИКА

М. Я. ШИРОБОКОВ

О МЕХАНИЗМЕ НАМАГНИЧЕНИЯ КОБАЛЬТА

(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 16 VI 1939)

Впервые было доказано Ф. Блохом (1), что области спонтанного намагничения (домены) в ферромагнитных кристаллах разделены промежуточными слоями, в которых происходит постепенное изменение направления магнитных моментов. Более точное исследование Ландау и Лифшицем (2) этой картины строения ферромагнитного кристалла, произведенное в применении к идеальным монокристаллам с одной осью легкого намагничения, показало, что в этом случае почти во всем кристалле распределение магнитных моментов меняется только в одном направлении, перпендикулярном к оси легкого намагничения, так что домены имеют форму плоско-параллельных слоев.

В настоящем исследовании эти представления разработаны для случая, когда на кристалл наложено постоянное магнитное поле.

Распределение магнитных моментов в кристалле с одной осью легкого намагничения определяется из уравнений Эйлера для следующей вариационной задачи:

$$\delta \int \left\{ \frac{1}{2}\alpha\left[(\nabla s_x)^2+(\nabla s_y)^2+(\nabla s_z)^2\right]+\frac{1}{2}\beta\left(s_x^2+s_y^2\right)-\underline{\mathbf{H}}\cdot\underline{\mathbf{s}}\right\}dv=0 \qquad (1)$$

при условии

$$s_x^2+s_y^2+s_z^2=s^2=\text{Const.},$$

где s_x, s_y, s_z — компоненты вектора намагничения $\underline{\mathbf{s}}$ (направление легкого намагничения совпадает с осью z), ∇ — оператор градиента, $\underline{\mathbf{H}}$ — напряженность магнитного поля внутри кристалла; интегрирование производится по всему объему кристалла.

Выражение

$$\frac{1}{2}\alpha\left[(\nabla s_x)^2+(\nabla s_y)^2+(\nabla s_z)^2\right]$$

представляет собой объемную плотность энергии, обусловленной, в основном, градиентом направления вектора намагничения в промежуточном слое, а

$$\frac{1}{2}\beta\left(s_x^2+s_y^2\right)$$

объемную плотность энергии магнитной анизотропии [α и β — константы; их определение см. в (2)].

1. Случай, когда поле $\underline{\mathbf{H}}$ параллельно оси легкого намагничения

Примем, что среднее значение компонент вектора намагничения в направлении, перпендикулярном к плоскости доменов (ось x), равно нулю. Тогда можно считать, что все магнитные моменты лежат в параллельных плоскостях, образуя «веерообразное» распределение ($s_x=0$; s_y, s_z зависят только от координаты x). Обозначая через Θ угол между направлением оси легкого намагничения и направлением вектора намагничения, будем иметь:

$$s_y = s\cdot\sin\Theta, \qquad s_z = s\cdot\cos\Theta.$$

Уравнение Эйлера вариационной задачи (1) имеет вид

$$\left.\begin{aligned} \frac{\alpha}{\beta}\cdot\frac{d^2\Theta}{dx^2}-\sin\Theta\cos\Theta-\lambda\sin\Theta=0,\\ \lambda=\frac{H}{\beta s}\,. \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

Будем искать периодическое решение уравнения (2), предполагая, что разбивание кристалла на домены имеет периодический характер. При этом нам нужно найти решение с «проворотом», т. е. такое, чтобы при изменении x на 2Δ угол Θ менялся на 2π. Период будем считать заданным. Обозначим его через 2Δ, где Δ — толщина домена [по порядку величины $\Delta=3\cdot10^{-4}$; см. ([1], [2])].

Исследование уравнения (2) показывает, что во всем интервале изменения $\lambda\,(0<\lambda<\infty)$ нужного типа решение имеет вид

$$\cos\Theta=\frac{\gamma\,\mathrm{sn}\,u+1}{\mathrm{sn}\,u+\gamma}\,, \tag{3}$$

где

$$u=-\sqrt{1+\lambda\gamma}\,\sqrt{\beta/\alpha}\,x, \qquad \gamma=\frac{c_1-1+\sqrt{(c_1-1)^2-4\lambda^2}}{2\lambda}. \tag{4}$$

$\mathrm{sn}\,u$ — эллиптическая функция Якоби.

Постоянная c_1 определяется из условия

$$\sqrt{\beta/\alpha}\cdot2\Delta=\int\limits_0^{2\pi}\frac{d\Theta}{\sqrt{c_1-\cos^2\Theta-2\lambda\cos\Theta}}\,,$$

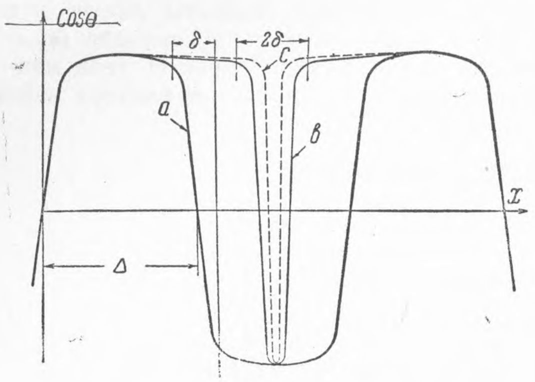
причем должно быть выполнено условие

$$c_1>2\lambda+1.$$

Графически решение (3) при различных λ изображено на фиг. 1.

Следует отметить, что эффективная толщина δ промежуточного слоя приблизительно в тысячу раз меньше толщины Δ домена, так что вблизи границ доменов масштаб на чертеже слишком увеличен.

Из фиг. 1 видно, что при изменении λ в пределах $0\leqslant\lambda\leqslant8e^{-\sqrt{\beta/\alpha}\Delta}$ (для кобальта $\sqrt{\beta/\alpha}\Delta\approx10^3$) происходит смещение границ доменов, причем в этом интервале практически все домены, ориентированные против поля, съедаются. При процессе перемещения границ эффективная толщина промежуточного слоя практически не меняется. Этот процесс отображается весьма резким подъемом кривой намагничения в слабых полях. При дальнейшем увеличении магнитного поля происходит сжатие промежуточных слоев. Это дает сначала крутой поворот на кривой намагничения, а затем асимптотическое приближение к намагничению насыщения. Промежуточные слои весьма трудно поддаются сжатию, так как с этим связано резкое увеличение градиента распределения магнитных моментов, а следовательно и энергии промежуточного слоя. Благодаря этому в кристалле практически всегда остаются зародыши доменов, ориентированные в любых направлениях по отношению к полю. При перемещении же промежуточного слоя под действием наложенного магнитного поля градиент распределения магнитных моментов внутри слоя практически не меняется. Поэтому смещение происходит без сколько-нибудь заметной затраты работы.



Фиг. 1

2. Случай, когда H перпендикулярно к оси легкого намагничения

Пусть магнитное поле $\underline{H}$ направлено по оси y. Тогда уравнение Эйлера вариационной задачи (1) будет иметь вид

$$\left.\begin{aligned}\frac{\alpha}{\beta}\cdot\frac{d^2\Theta}{dx^2}-\sin\Theta\cos\Theta+\lambda\cos\Theta=0,\\ \lambda=\frac{H}{\beta s}\,.\end{aligned}\right\}\qquad(5)$$

Исследование уравнения (5) показывает, что необходимо различать три интервала значений λ, в каждом из которых периодическое решение с «проворотом» имеет особый характер, а именно:

1) $0<\lambda<1$;

$$\left.\begin{aligned}\sin\Theta=\frac{\gamma_1\operatorname{cn}u+1}{\operatorname{cn}u+\gamma}\,,\\ u=\sqrt{\frac{\lambda}{\gamma_1}\left(\gamma_1^2-1\right)}\sqrt{\beta/\alpha}\,x;\end{aligned}\right\}\qquad(6)$$

$$\gamma_1=\frac{c_1+1+\sqrt{(c_1+1)^2-4\lambda^2}}{2\lambda}\,.\qquad(7)$$

c_1 определяется из соотношения

$$\sqrt{\beta/\alpha}\,2\Delta=\int\limits_0^{2\pi}\frac{d\Theta}{\sqrt{c_1+\sin^2\Theta-2\lambda\sin\Theta}}\,,\qquad(8)$$

причем должно быть выполнено условие

$$c_1>\lambda^2;$$

2) $1<\lambda<\sqrt{1+\left(\frac{\pi}{\sqrt{\beta/\alpha}\,\Delta}\right)^2}$;

в этом интервале решение уравнения (5) также имеет вид (6) со значением (7) для γ_1; однако должно выполняться условие

$$c_1 > 2\lambda - 1;$$

$$3)\ \sqrt{1+\left(\frac{\pi}{\sqrt{\beta/\alpha\Delta}}\right)^2} < \lambda < \infty;$$

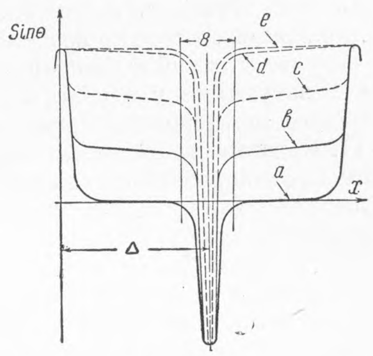
$$\left.\begin{aligned} \sin\Theta &= \frac{\gamma_1 \operatorname{sn} u + 1}{\operatorname{sn} u + \gamma_1}; \\ u &= \sqrt{\lambda\gamma_1 - 1}\sqrt{\beta/\alpha}\left(x+\frac{\Delta}{2}\right); \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

γ_1 имеет опять вид (7); c_1 определяется из (8) при условии

$$c_1 > 2\lambda - 1.$$

Общий характер этих решений изображен на фиг. 2.

В первом интервале происходит поворот доменов в направлении магнитного поля. Когда $\lambda = 1$, домены полностью повернуты по полю. Намагничение при этом меняется практически пропорционально λ. Только вблизи $\lambda = 1$ кривая намагничения испытывает резкий поворот (но не излом, как это получалось в теориях Беккера, Акулова, Ганса).



Фиг. 2

Второй интервал настолько мал ($1 < \lambda < 1 + 5\cdot 10^{-6}$), что его можно было бы оставить вне рассмотрения. В нем полностью заканчивается поворот доменов и начинается процесс сжатия промежуточных слоев, которым характеризуется третий интервал.

Из фиг. 2 видно, что если в промежуточном слое градиент распределения магнитных моментов уменьшается, то в соседнем промежуточном слое обязательно возрастает, и наоборот. Как показывают вычисления, при повороте доменов суммарная энергия промежуточных слоев не изменяется, а имеет место перераспределение энергии между двумя последовательными промежуточными слоями. Сжатие же промежуточных слоев, так же как и в случае магнитного поля, параллельного оси легкого намагничения, вызывает резкое увеличение энергии промежуточных слоев. Этот процесс на кривой намагничения отображается асимптотическим приближением к намагничению насыщения.

Для получения полного согласия с опытными данными для кривых намагничения, необходимо в выражении для энергии анизотропии учесть член четвертой степени. Исследования показывают, что механизм намагничения при этом остается прежним.

В заключение приношу благодарность проф. А. Г. Самойловичу за руководство работой.

Физико-технический институт
Горьковского государственного университета

Поступило
17 VI 1939

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] ZS f. Phys., **74**, 295 (1932). [2] L. Landau a. E. Lifshitz, Sow. Phys., **8**, 153 (1935).