Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 222 – 224 *20 февраля 1971г.*

ПЛОСКАЯ МОДЕЛЬ РАЗВЕТВЛЕННОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ КУБИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

И.А.Привороцкий

Хорошо известно, что в кубических ферромагнетиках, вырезанных в форме пластинки, перпендикулярной легкой оси, возможна доменная структура с замыкающими треугольниками [1]. Энергия анизотропии в данном случае отсутствует, так что полная энергия складывается из энергии поверхностного натяжения на границах раздела фаз и энергии магнитострикции, сосредоточенной вблизи поверхности образца на расстояниях порядка ширины доменов. Энергия магнитострикции в большинстве случаев (например в железе) очень мала. Поэтому мала и полная энергия, в связи с чем эта структура практически никогда не разветвляется. Согласно оценке Лифшица [1] разветвление в железной пластинке, вырезанной перпендикулярно легкой оси, должно начаться лишь при толщине пластинки $\ell > 10^4$ *см*. В случае неразветвленной структуры толщина доменов $a \sim \sqrt{\ell}$.

Простейшим обобщением такой структуры для случая, когда поверхность пластинки наклонена относительно легкой оси, является структура, изображенная на рис. 1. Плотность энергии анизотропии в треугольных доменах равна $U_{ан} = \frac{\beta}{2} M^2 \sin^2\gamma \cos^2\gamma$, где M – намагниченность. В железе $\beta = 0{,}28$. Эта структура неразветвленная, так что $a \sim \sqrt{\ell}$.

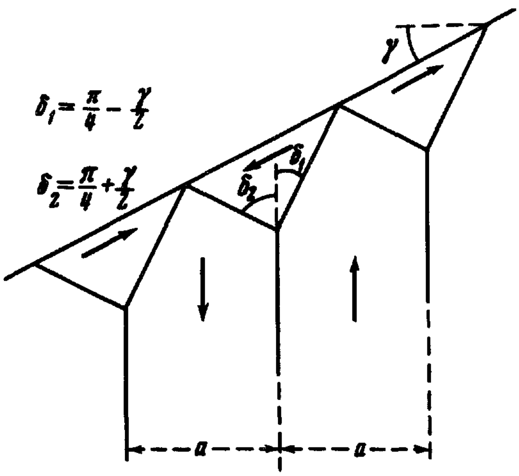

Рис. 1

В случае $\gamma \sim 1$ структура, изображенная на рис. 1, энергетически невыгодна. Полная энергия может быть существенно уменьшена, если образуется разветвленная структура, показанная на рис. 2 На этом рисунке показаны лишь две последовательные стадии разветвления. В действительности дробление происходит до тех пор, пока размеры образующихся доменов не станут сравнимы с толщиной 180-градусной границы δ_{180} (последняя много больше толщины 90-градусной границы δ_{90}). Это дает возможность оценить число разветвлений:

$$n \sim \frac{\ln a/\delta_{180}}{\ln 3}.$$

Таким способом удается почти полностью избавиться от энергии анизотропии. Последняя сосредоточивается лишь в узком слое, вблизи поверхности образца (на расстояниях порядка δ_{180}).

Энергия такой структуры в расчете на единицу площади поверхности пластинки (с учетом двух сторон пластинки) равна

$$E = \left[\frac{4}{3\ln 3}(2\sqrt{2}\Delta_{90} + \Delta_{180})\ln\frac{a}{\delta_{180}} + \frac{2}{3}kM^2 a + \frac{\Delta_{180}(\ell - 2a)}{a}\right]\cos\gamma. \qquad (1)$$

Слагаемое, пропорциональное $\ln a/\delta_{180}$ есть энергия разветвленных границ (Δ_{90} и Δ_{180} – энергии 90-градусной и 180-градусной границы, вычисленные в [1, 2]: $\Delta_{90} = 0{,}863\,\Delta_{180} \sim \beta\delta_{90}M^2$). После каждого разветвления размеры доменов уменьшаются втрое, но число их соответственно увеличивается и поэтому полная энергия разветвленных границ пропорциональна числу разветвлений n. Разветвление энергетически выгодно если эта энергия меньше энергии анизотропии треугольных доменов, изображенных на рис. 2 При $\gamma \sim 1$ и $a > \delta_{180}$ это условие всегда выполняется.

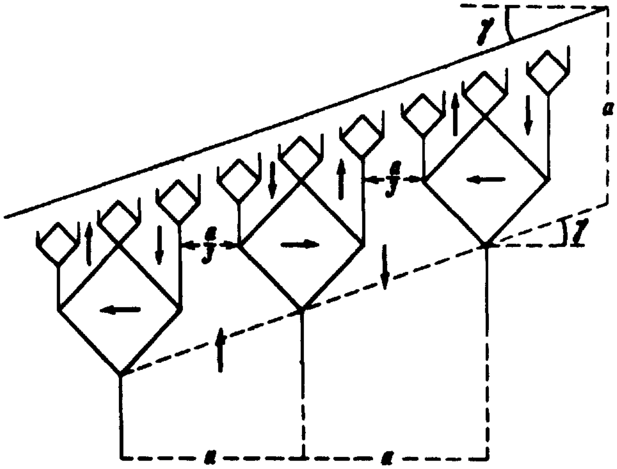

Рис. 2

Второй член есть энергия магнитострикции. Мы оценим ее приписывая четырехугольным доменам эффективную энергию одноосной анизотропии $U_{\text{м.у.}} = kM^2$ [1]. В железе $k = 3.3 \cdot 10^{-4}$. Таким образом получается верхняя граница для магнитострикционной энергии всего тела [1].

Последний член есть энергия поверхностного натяжения на неразветвленных границах (толщина пластинки ℓ измеряется вдоль легкой оси).

Минимизируя это выражение, получим для a квадратное уравнение. Положительный корень этого уравнения имеет вид:

$$a = 0{,}466\ell[1 + (1 + \ell/\ell_1)^{1/2}]^{-1}, \qquad (2)$$

$$\ell_{k1} = \frac{2\sqrt{2}\,\Delta_{90} + \Delta_{180}}{kM^2 \ln 3} \sim \delta_{90}\frac{\beta}{k} \sim \delta_{180}\frac{\beta}{k \ln \beta/k} \quad . \tag{3}$$

В случае железа $\ell_{k1} = 6 \cdot 10^{-3}$ *см*.

Таким образом, при малых толщинах $\ell << \ell_{k1}$ должна выполняться линейная зависимость $a = 0{,}233\,\ell$, в то время как при $\ell >> l_{k1}$ эта зависимость становится корневой: $a = 0{,}466\sqrt{\ell_{k1}\ell}$, несмотря на то, что структура является разветвленной. В последнем случае энергия $E = 0{,}62\,kM^2\sqrt{\ell_{k1}\ell}$. При очень больших значениях ℓ должна наблюдаться предельно разветвленная структура с $a \sim \ell^{2/3}$ типа той, которая была расчитана в работе [3]. Энергия такой структуры порядка $\beta\delta_{90}^{2/3}\ell^{1/3}M^2$. Сравнивая энергии получим для критической толщины значение $\ell_k \sim (\beta/k)^3\delta_{90}$[1)].

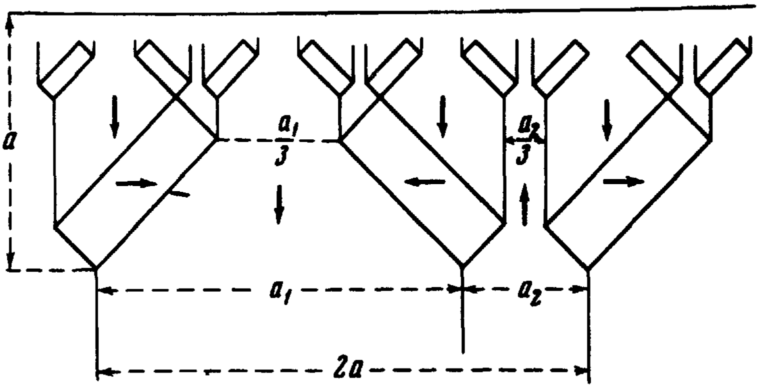

Рис. 3

В случае железа эта величина порядка 10^3 *см*, так что предельно разветвленная структура практически не может быть реализована.

До сих пор мы предполагали, что внешнее поле отсутствует. При наличии внешнего поля H_0, перпендикулярного поверхности пластинки, разветвление будет энергетически выгодным и в том случае, когда поверхность пластинки перпендикулярна легкой оси. Модель разветвленной структуры показана на рис. 3. Все формулы для этого случая аналогичны предыдущим. Они получаются из формул (1 – 3), если положить $y = 0$ и сделать замену

$$k \to k\,[1 - (H_0/4\pi M)^2] \quad .$$

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
19 января 1971 г.

Литература

[1] Е.М.Лифшиц. ЖЭТФ, 15, 97, 1945.

[2] L. Néel. Cahiers de phys., №25, 1, 1944 (имеется перевод в сб. "Физика ферромагнитных областей", ИИЛ, 1951, стр. 194).

[3] И.А.Привороцкий, ЖЭТФ, 59, 1779, 1970.

1) Мы не смогли здесь учесть численные множители, так как энергия разветвленной структуры для рассматриваемого случая не была рассчитана.