Письма в ЖЭТФ, том 33, вып. 10, стр. 522 – 524 *20 мая 1981 г.*

О ВОЗМОЖНОСТИ МАЛЫХ СКАЧКОВ БАРГГАУЗЕНА В ИДЕАЛЬНОМ КРИСТАЛЛЕ

Л.Э.Гуревич, Э.В.Ливерц

Доменная структура одноосного ферромагнетика в усиливающемся магнитном поле может изменяться посредством последовательных скачкообразных удвоений периода, при которых средняя намагниченность также испытывает скачки. Высказано предположение, что это – скачки Барггаузена.

1. Малые скачки Барггаузена в ферромагнетике с доменной структурой обычно связываются с наличием дефектов. Мы рассмотрим возможный механизм этих скачков в идеальном кристалле. Пусть одноосный ферромагнитный кристалл, неограниченный вдоль x и y, и толщины L вдоль оси анизотропии z, находится в магнитном поле H_{oz}. Границы междоменных областей лежат в плоскостях (y, z). Ограничимся структурой Киттеля [1], имеющей место, если константа анизотропии $\beta \gtrsim 10$ [2]. Энергия кристалла на единицу площади, перпендикулярной оси z [3]

$$E = M_o^2 L\left\{2\beta\frac{\Delta}{d} + 2\pi A_o^2 - A_o\frac{H_o}{M_o} + \frac{d}{L}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{A_n^2}{n}\left[1 - \exp\left(-\frac{\pi n L}{d}\right)\right]\right\}. \quad (1)$$

Здесь $A_o = \dfrac{d_+ - d_-}{2d}$, $A_n = -\dfrac{4}{\pi n}\sin\dfrac{\pi n d_-}{2d}$, M_o – намагниченность насыщения, d_+ и d_- – ширина доменов, намагниченных вдоль и против поля (положительных и отрицательных), а Δ – толщина междоменных областей (практически не зависит от поля). (1) получено в предположении, что при усилении поля сохраняется периодическая доменная структура с периодом $2d = d_+ + d_-$ (причем $d_+ \gtrsim d_- \gg \Delta$), согласно [3] он увеличивается с ростом поля, так что каждая междоменная область должна перемещаться на расстояния тем бóльшие, чем дальше она находилась от некоторого начального домена. Мы покажем, что возможен другой процесс изменения доменной структуры при усилении поля: последовательные фазовые переходы первого рода, заключающиеся в скачкообразных удвоениях периода структуры. Скачки имеют место при определенных критических значениях поля H_o, при которых оптимальные значения энергии до и после скачка становятся одинаковыми. (Разумеется речь идет о таких полях при которых однородная намагниченность еще не выгодна). Мы предполагаем, что это и есть скачки Барггаузена [4, 5]. Простейшее предположение – что домены переворачиваются через один, (так как переворот соседних доменов менее выгоден), период структуры удваивается, а намагниченность кристалла изменяется скачком.

При полях достаточно сильных, но меньших $H_{max} = 4\pi M_o$ имеет место неравенство $d_- << d << L$. Тогда

$$E = M_o^2 L\left[2\beta\frac{\Delta}{d} - 4\pi\gamma A_o + 2\pi A_o^2 + 4\frac{d_-^2}{Ld}\left(\frac{3}{2} - c + \ln\frac{d}{\pi d_-}\right)\right],$$

где $\gamma = H_o/H_{max}$, а $c \cong 0{,}58$ – постоянная Эйлера. Энергия минимальна при

$$\frac{d_-}{d} = 1 - \gamma + \frac{2}{\pi}\frac{d}{L}(1-\gamma)\left[1 - c + \ln\pi(1-\gamma)\right]. \tag{2}$$

Расчет показал, что $E(d_o) = E(2d_o)$ при критическом значении $\gamma_1 = 0{,}58$, $E(2d_o) = E(4d_o)$ при $\gamma_2 = 0{,}67$, а $E(4d_o) = E(8d_o)$ при $\gamma_3 = 0{,}84$ ($8d_o << << L$). Если поле достаточно сильное, то $d_- << L << d$, $d/L = n d_o/L$, где $n >> 1$. Тогда

$$E = M_o^2 L\left[2\beta\frac{\Delta}{d} - 4\pi\gamma A_o + 2\pi A_o^2 + 4\frac{d_-^2}{Ld}\left(\frac{3}{2} - c + \ln\frac{L}{d_-}\right)\right].$$

Экстремизация по величине d_-/d приводит к соотношению

$$\frac{d_-}{d} = 1 - \gamma + \frac{2}{\pi}\frac{d_-}{L}\left(c - 1 + \ln\frac{d_-}{L}\right). \tag{3}$$

Для кристалла $BaFe_{12}O_{19}$ $\beta\Delta \approx 1{,}13\cdot10^{-3}$ см [3], при $L = 1$ см $d_o \approx \approx 3{,}63\cdot10^{-3}$ см; пусть $d/L = 10$, т. е. $n \approx 2{,}8\cdot10^3$. Скачок d/L ($10 \to 20$) произойдет при $E(10L) = E(20L)$, что имеет место при $\gamma(10, 20) = 0{,}996$, далее $\gamma(20, 40) = 0{,}997$, $\gamma(40, 80) = 0{,}9975$. При приближении $\gamma \to 1$ критические значения H_o быстро сближаются, однако в пределах применимости теории ($d_- >> \Delta$) доменная структура остается энергетически выгоднее однородно намагниченного кристалла.

2. Согласно [3] потенциал собственного магнитного поля

$$\Phi(x, z) = 4\pi M_o A_o z + 4M_o d\sum_{n=1}^{\infty}\frac{A_n}{n}\cos\frac{\pi n z}{d}\,\mathrm{sh}\frac{\pi n z}{d}\,e^{-\frac{\pi n L}{2d}}.$$

Поэтому $H = H_1 + H_2$, где $H_1 = H_{1z} = -4\pi M_o A_o$, а H_2 – периодическое поле с компонентами H_{2x} и H_{2z}. Подставляя d_-/d из (2) получим $H_{1z} = -H_o + O(d/L)$. Если $d/L << 1$, то поле H_2 заметно отличается от нуля лишь при $(L - 2|z|)/L << 1$ т. е. вблизи поверхности кристалла. Следовательно можно считать, что собственное поле компенсирует внешнее поле H_o везде, кроме приповерхностных областей, и существует доменная структура. В обратном случае $d_- << L << d$ компенсация не имеет места; однако, при наличии сильной анизотропии $\beta \gtrsim 10$ намагниченность внутри домена по-прежнему имеет лишь компоненты $\pm M_z$ и потому доменная структура сохраняется. Внутри междоменной области имеется и компонента M_y, это связано с тем, что энергия неоднородного обмена $^{a}/_{2}(\partial \mathbf{M}/\partial x)^2$ в этой области также порядка $\beta \mathbf{M}^2$ [6].

3. Средняя намагниченность кристалла $\bar{M} = M_o A_o$. В не слишком сильных полях H_o, когда период доменной структуры $2d_o$ (т. е. до первого скачка) намагниченность растет линейно $\bar{M} = \gamma M_o + O(d_o/L)$. При первом критическом значении $H_o = \gamma_1 H_{max}$ происходит удвоение периода, а намагниченность кристалла увеличивается скачком на величину $\delta\bar{M}/M_o = 0{,}13\,{}^{d_o}/_{L}$. При $H_o/H_{max} = \gamma_2$ скачок $\delta\bar{M}/M_o = 0{,}24\,{}^{d_o}/_{L}$, а при $H_o/H_{max} = \gamma_3$ скачок $\delta\bar{M}/M_o = 0{,}37\,{}^{d_o}/_{L}$, таким образом скачки нарастают с ростом поля H_o после достижения им критического значения $\gamma_1 H_{max}$. Согласно (2) при $d_- << d << L$ между скачками

$$\bar{M} = M_o\left\{\gamma + \frac{2}{\pi}\,\frac{d}{L}\,(\gamma - 1)\,[1 - c + \ln\pi(1-\gamma)]\right\}.$$

Когда поле H_o возрастет до величины очень близкой к значению H_{max} т. е. $(\gamma \to 1)$, отношение d_-/d надо будет определять формулой (3), при этом расстояния между критическими значениями поля, при которых происходят скачки, а вместе с ними и сами скачки уменьшаются. В последнем случае увеличение $\bar{M}$ между скачками, обусловленное уменьшением d_-/d почти компенсируется обратным изменением при скачках.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Новгородский политехнический
институт

Поступила в редакцию
5 февраля 1981 г.

После переработки
7 апреля 1981 г.

Литература

[1] C.Kittel. Rev. Mod. Phys., 21, 541, 1949 (перев. Сб. Физика ферромагнитных областей, М., ИИЛ, 1951).

[2] Л.Э.Гуревич, Э.В.Ливерц. ФТТ, 22, 87, 1980.

[3] C.Kooy, U.Enz. Philips Res. Reports, 15, 7, 1960.

[4] С.В.Вонсовский, Я.С.Шур. Ферромагнетизм, М., Гостехиздат, 1948.

[5] С.В.Вонсовский. Магнетизм, М., изд. Наука, 1971.

[6] L.D.Landau, E.M.Lifshitz. Sov. Phys., 8, 153, 1935. (перев. Л.Д.Ландау. Собрание трудов. т. 1. М., изд. Наука, 1969).