

Е. КОНДОРСКИЙ

О ГИСТЕРЕЗИСЕ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

(Представлено академиком П. Л. Капицей 9 XI 1939)

Необратимые изменения намагничения, приводящие к гистерезису, по современным взглядам являются следствием существования магнитной анизотропии, вызванной напряжениями, или кристаллографической и могут быть обусловлены тремя причинами.

1) Отсутствием после намагничения до насыщения и выключения поля зародышей намагничения обратного знака и отсутствием благодаря этому роста намагничения вследствие смещения границ между областями. Петли гистерезиса, которые получились бы при отсутствии процесса смещения границ, были рассмотрены в работах Беккера (1), Ганса (2) и Акулова (3). Гистерезис этого рода должен быть приписан идеальному, бесконечно протяженному ферромагнетик и, возможно, также ферромагнетик с очень мелкими, сильно деформированными зернами.

2) Задержкой в росте зародышей новой фазы вследствие увеличения при этом росте поверхности и поверхностной энергии граничного слоя, отделяющего зародыши от окружающей антинасыщенной среды. Гистерезис этого рода был теоретически обоснован в работе Доринга (4).

3) Задержкой в перемещении границ между различными магнитными фазами (областями) вследствие наличия, благодаря неоднородности материала, местных изменений интеграла обмена (5) или величины внутренних напряжений (6, 7), от которых зависит плотность энергии фаз и граничного слоя.

Все три причины в той или иной степени играют роль в гистерезисе ферромагнетиков. В ряде случаев, однако, гистерезис в большей части объема ферромагнетика обусловлен только двумя или даже только одной из указанных причин. Так, например, если коэрцитивная сила для всех направлений оказывается по порядку величины меньше напряженности поля H_z , при котором намагниченность I приближается к насыщению I_s , гистерезис в большей части объема образца происходит заведомо не от первой причины. Если при этом разность между максимальным значением намагничения (в вершине петли гистерезиса) и величиной I_z достаточно велика, то большая часть потерь гистерезиса в большей части объема происходит также и не от второй причины.

Опыт показывает, что площадь петли гистерезиса и величина коэрцитивной силы поликристаллического ферромагнетика, подверженного действию однородного магнитного поля, в большинстве случаев не зависят от формы образца. Мы покажем, что для ферромагнетиков, обладающих

прямоугольной или почти прямоугольной петлей, это правило, вообще говоря, не соблюдается. Именно, если гистерезис в ферромагнетиках с прямоугольной петлей частично обусловлен второй или если он происходит от первой причины (т. е. от отсутствия зародышей), площадь петли гистерезиса и величина коэрцитивной силы зависят от формы образца.

Для доказательства рассмотрим отдельно случай, когда гистерезис происходит от первой причины, и случай, когда он частично вызывается второй причиной (будучи обусловлен в основном второй и третьей).

I. Зависимость коэрцитивной силы от формы образца при отсутствии зародышей противоположно намагниченных фаз (при гистерезисе, вызванном первой причиной)

Предположим для простоты, что направление легкого намагничивания эллипсоидального ферромагнетика совпадает с главной осью эллипсоида и внешнее поле H_1 параллельно этой оси. После того как достигнуто насыщение, изменение продольной слагающей намагничивания в рассматриваемом случае возможно только за счет поворота I_s . Рассмотрим два варианта. а) В процессе перемагничивания направление I_s во всех частях кристалла остается одним и тем же, т. е. внутри кристалла, при всех значениях поля, имеется только одна магнитная фаза, и б) направление I_s в различных частях кристалла может быть различным, т. е. в процессе перемагничивания может существовать несколько магнитных фаз.

Вариант 1. В этом случае плотность W_F свободной энергии

$$W_F = -H_e I_s \cos \vartheta + \frac{N_1}{2} I_s^2 \cos^2 \vartheta + \frac{N_2}{2} I_s^2 \sin^2 \vartheta + K \sin^2 \vartheta, \quad (1)$$

где N_1 —размагничивающий фактор эллипсоида в направлении H_e и N_2 —в направлении более длинной оси, перпендикулярной H_e , ϑ —угол между направлениями I_s и H_e . Легко видеть, что минимум W_F имеет место в том случае, когда продольная слагающая

$$I = -\frac{H_e}{\frac{2K}{I_s^2} - (N_1 - N_2)}. \quad (2)$$

При $N_1 - N_2 < \frac{2K}{I_s^2}$ имеет место гистерезис. В этом случае коэрцитивная сила $H_{c \text{ rot}} = \frac{2K}{I_s} - (N_1 - N_2) I_s$. С уменьшением длины эллипсоида в направлении H коэрцитивная сила уменьшается. При $(N_1 - N_2) \geq \frac{2K}{I_s^2}$ коэрцитивная сила равна нулю, и гистерезис отсутствует. При этом восприимчивость тела

$$\chi_e = \frac{1}{N_1 - N_2 - \frac{2K}{I_s^2}}. \quad (3)$$

Вариант 2. В этом случае ферромагнетик в процессе перемагничивания разбивается на ряд фаз, так что нормальная слагающая намагничивания обращается в нуль. Плотность W_F свободной энергии

$$W_F = -H_e I_s \cos \vartheta + \frac{N_1}{2} I_s^2 \cos^2 \vartheta + K \sin^2 \vartheta. \quad (4)$$

Минимум W_F имеет место при

$$I = -\frac{H_e}{\frac{2K}{I_s} - N_1}. \quad (5)$$

Коэрцитивная сила равна нулю при $N_1 \geq \frac{2K}{I_s}$.

Однако гистерезис в последнем случае не отсутствует, так как при $H=0$ поворот спинов происходит только в половине объема ферромагнетика. В состоянии $I=0$ таким образом существуют две фазы с взаимно противоположно направленными спинами. При увеличении поля рост намагничивания происходит уже за счет процесса смещения. При этом начальная восприимчивость тела равна:

$$\chi_{0e} = \frac{1}{N_1}. \quad (6)$$

II. Зависимость коэрцитивной силы от формы при гистерезисе, частично обусловленном второй причиной

В этом случае перемагничивание происходит в результате роста новых фаз за счет старых.* Доринг⁽⁴⁾ показал, что эллипсоидальные зародыши новых фаз могут расти, когда напряженность действующего поля

$$H \leq -\left(H_0 + \frac{C_2 \gamma}{4C_1 I_s d}\right), \quad (7)$$

где H_0 — значение критического поля, C_1 и C_2 — коэффициенты, зависящие от формы зародыша, d — его диаметр и γ — плотность поверхностной энергии граничного слоя. Из формулы Доринга следует, что если размагничивающий фактор N образца отличен от нуля, рост зародышей возможен, когда напряженность внешнего поля

$$H_e \leq -\left(H_0 + \frac{C_2 \gamma}{4C_1 I_s d}\right) + NI. \quad (8)$$

Величина намагничивания I в начальной стадии роста зародышей связана с их диаметром. Если n — число зародышей на единицу площади поперечного сечения ферромагнетика, намагничение

$$I = [1 - 2nC_1 d^2] I_s, \quad (9)$$

* Присутствие зародышей новых фаз, возможно, является следствием существования в материале пустот и трещин. Пустоты эллипсоидальной формы внутри намагниченного до насыщения ферромагнетика создают поле, эквивалентное полю диполя, составляющего тупой угол с направлением намагничивания. Если главная ось эллипсоидальной пустоты совпадает с направлением намагничивания, напряженность H_i поля на внешней поверхности пустоты в точках выхода главной оси ее $H_i = -I_s(4\pi - \nu)$, где ν — размагничивающий фактор эллипсоида, подобного пустоте по своей форме. После выключения внешнего поля вблизи пустот (если поперечные размеры их значительно превышают ширину граничного слоя) при $|H_i| > \frac{2K}{I_s}$ появляется противоположно намагниченная фаза, могущая быть способным к росту зародышем.

Возможно, что наблюдавшееся Бозортом⁽⁸⁾ и Вильямсом⁽⁹⁾ увеличение коэрцитивной силы у очень чистых кристаллов железа является следствием уменьшения размеров включений и пустот внутри материала. То, что увеличение коэрцитивной силы не было наблюденно на очень чистом пермаллое, говорит в пользу такого предположения. Вследствие малых значений константы магнитной анизотропии величина поверхностной энергии пермаллоя значительно меньше, чем у железа. Поэтому минимальное значение поля, при котором может еще начаться рост наиболее крупных зародышей, у пермаллоя должно быть также меньше.

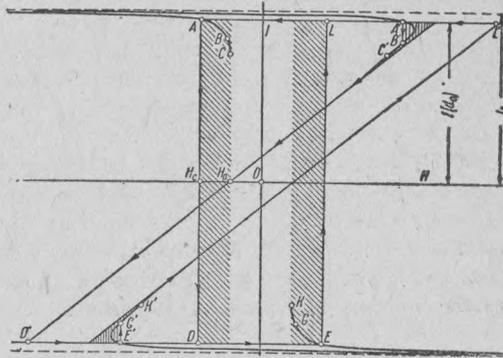
откуда

$$d = \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{I}{I_s}\right)^2}{2n C_1}}. \quad (10)$$

Подставляя (10) в (8) и отбрасывая знак неравенства, получим уравнение, связывающее H_e и I в момент начала роста новой фазы:

$$H_e = - \left(H_0 + \frac{C_2}{4C_1} \sqrt{\frac{2n C_1}{1 - \left(\frac{I}{I_s}\right)^2}} \frac{\gamma}{I_s} \right) + NI. \quad (11)$$

На фигуре изображены кривые, схематически представляющие зависимость $H(I)$, даваемую формулой (11). При исходном диаметре зародышей d_0 и при $N=0$ возможны только два устойчивых состояния $I = \pm I(d_0)$. Переходы из одного устойчивого состояния в другое происходят в точках A и E , лежащих на кривых $H(I)$. Положение этих точек определяет ширину петли гистерезиса. При $N > 0$ кроме точек A' и E' устойчивыми являются точки на линиях $B'C'$ и $G'K'$. Зависящие от второй причины части площади петли гистерезиса на фигуре заштрихованы. Из рассмотрения фигуры легко убедиться в том, что величина коэрцитивной силы зависит от исходных размеров зародышей и от величины размагничивающего фактора. В том случае, когда исходный диаметр зародыша d_0 мал по сравнению с $\frac{1}{\sqrt{2n}}$ (т. е. $2nd_0^2 \ll 1$)



$N=0$ петля $ADEL$

$N > \frac{C_2 \gamma}{4C_1 I_s^2 d_0}$ петля $A'B'C'D'E'G'K'L$

и размагничивающий фактор $N \ll \frac{C_2 \gamma}{4C_1 I_s^2 d_0}$, в первом приближении можно считать, что намагничение $I(H_c) = I_s$. Тогда с помощью (11) получим:

$$|H_c| = H_0 + \frac{C_2 \gamma}{4C_1 I_s^2 d_0} - NI_s. \quad (12)$$

Из (12) видно, что H_c уменьшается с увеличением N . При $N > N_{кр} \approx \frac{C_2 \gamma}{4C_1 I_s^2 d_0}$ согласно (12) $H_c \approx H_0$. Заметим, однако, что при $H_c = H_0$ площадь петли гистерезиса больше, чем $4I_s H_0$ (см. фигуру).

Если разность $I_s - I_m$, где I_m — максимальное значение намагничения (намагничение в вершине петли гистерезиса), достаточно велика, $H_c(I_m) \approx H_0(I_m)$. Поэтому в тех случаях, когда H_0 не зависит от формы*, коэрцитивные силы $H_c(I_m)$ на внутренних петлях гистерезиса не должны зависеть от формы образца.

Зависимость коэрцитивной силы от формы образца у ферромагнетиков с прямоугольной петлей гистерезиса должна быть особенно сильно выра-

* Подробнее см. сноску на стр. 740.

жена в том случае, когда разность между коэрцитивной силой и величиной H_0 того же порядка, что и величина H_0 . Примером подобного случая, как показали исследования Сикстуса⁽¹⁰⁾, является упруго растянутый пермаллой. На этом материале зависимость H_c от формы образца, несомненно, вполне доступна наблюдению. Если справедливо предположение, что в случае очень чистых замкнутых кристаллов железа гистерезис в основном обусловлен второй причиной, то значения коэрцитивных сил на внутренних петлях гистерезиса у замкнутых кристаллов должны быть очень малыми по сравнению со значением коэрцитивной силы на внешней петле. При поперечном распиле замкнутых кристаллов значения H_c на внешней петле и на петлях, близких к внешней, должны резко уменьшиться, в то время как значения коэрцитивных сил на внутренних петлях не должны существенно измениться.

На основании изложенного следует сделать выводы, что: 1) если площадь петли гистерезиса и коэрцитивная сила ферромагнетика с почти прямоугольной петлей не зависят от его формы, гистерезис происходит не от первой и не от второй причины, и 2) независимость коэрцитивной силы от формы у большинства поликристаллических ферромагнетиков следует объяснять или тем, что в основном их гистерезис происходит не от двух первых причин*, или тем, что благодаря несовпадению направлений легкого намагничивания и неодинаковости значений γ в отдельных частях образца коэрцитивная сила зависит уже не от формы ферромагнетика в целом, а от формы участков его, внутри которых значения γ и направления легкого намагничивания остаются неизменными. В обоих случаях причина независимости коэрцитивной силы от формы образца является следствием неоднородности материала.

Поступило
3 X 1939

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ R. Becker, Phys. ZS., **33**, 905 (1932). ² R. Gans, Ann. de Phys., **15**, 28 (1932). ³ N. Akulov, ZS. Phys., **81**, 790 (1933). ⁴ W. Doring, ZS. Phys., **108**, 437 (1938). ⁵ F. Bloch, ZS. Phys., **74**, 295 (1932). ⁶ E. Kondorsky, Sow. Phys., **11**, 597 (1937). ⁷ M. Kersten, ZS. techn. Phys., **19**, 546 (1938); R. Becker, Probleme d. technischen Magnetisierungskurve (1933). ⁸ R. M. Booth, Journ. Appl. Phys., **8**, 575 (1937). ⁹ H. J. Williams, Phys. Rev., **52**, 747 (1937). ¹⁰ K. J. Sixtus, Phys. Rev., **48**, 425 (1935).

* Легко убедиться, что при гистерезисе, обусловленном третьей причиной, уменьшение коэрцитивной силы при увеличении N может произойти, когда градиенты $\frac{\partial \gamma}{\partial x}$ имеют наибольшие одинаковые значения вблизи зародышей и убывают с увеличением расстояния от них; если же максимумы $\frac{\partial \gamma}{\partial x}$ в пространстве между зародышами повторяются достаточно большое количество раз, уменьшение коэрцитивной силы с увеличением N или вообще не получится или оно будет столь малым, что обнаружить его не удастся.