

Е. КОНДОРСКИЙ

К ВОПРОСУ О ТЕОРИИ КОЭРЦИТИВНОЙ СИЛЫ СТАЛЕЙ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 18 X 1948)

Несмотря на то, что теория коэрцитивной силы в результате работ, появившихся в течение последних лет (¹⁻⁶), получила значительное развитие, многие вопросы остаются еще не ясными. К числу подобных относится вопрос о механизме действия немагнитных и слабомагнитных включений в процессе перемагничивания. В настоящей статье влияние включений на критическое поле и коэрцитивную силу рассматривается с иной точки зрения, чем в существовавшей до сего времени теории (⁶), и показывается, что получаемые при этом новые формулы для критического поля находятся в согласии с закономерностями, известными из опыта.

Наиболее вероятными местами нахождения зародышей новых магнитных фаз при перемагничивании, как указывал ранее автор (⁴), являются места пустот и включений. Если включения имеют достаточные размеры, зародыши могут расти уже в сравнительно малых полях. Известно (⁷), что коэрцитивная сила мягкого железа может быть порядка 10^{-2} Ое, откуда следует, что зародыши достаточного размера в этом материале имеются.

У большинства ферромагнетиков с коэрцитивной силой $H_c \geq 10^{-2}$ Ое эта величина не зависит от длины образца, если он по форме близок к эллипсоиду. Это, как было показано ранее (⁴), дает основание утверждать, что гистерезис в данном случае вызывается неоднородностями, препятствующими росту зародышей новых областей. Вначале была разработана теория критического поля, необходимого для того, чтобы граница области, вырастающей из зародыша, могла пройти через места упругих неоднородностей (^{4,6}) или неоднородностей интеграла обмена (³). Керстен (⁶) впервые указал на то, что перемещению этих границ могут препятствовать также немагнитные или слабомагнитные включения, и предложил соответствующую теорию критического поля. В расчете Керстена, однако, совершенно не учитывается энергия магнитных полей, происходящих от включений, которая может быть значительно больше энергии, необходимой для увеличения поверхности границы. Формулы, полученные Керстеном, строго говоря, справедливы лишь для ограниченного числа специальных образцов с включениями, вытянутыми вдоль направления поля, или с включениями, имеющими диаметры $d < \delta$, где δ — ширина границы. Поскольку в большинстве случаев включения создают вокруг себя магнитные поля, необходимо разработать теорию критического поля, вызванного магнитными действиями включений. Основные положения и выводы этой теории приведены ниже.

Рассмотрим ферромагнетик, содержащий включения приблизительно одинаковой формы со средним значением N размагничивающего фактора в направлении поля. Пусть d — средний диаметр включения и $f(d)$ — функция распределения числа включений по диаметру. Около каждого включения образуется или имеется зародыш с диаметром порядка d . Пусть H_s^* — напряженность поля, при котором зародыши с $d > d_s$ могли бы неограниченно расти. При $H > H_s$ росту этих зародышей препятствуют включения с $d < d_s$, на которых задерживается граничная зона — стенка. Чтобы стенка могла оторваться от этих мелких включений, необходимо совершить работу: 1) для увеличения поверхности стенки на величину $\Delta s \approx \frac{\pi}{4} d^2$ и 2) для перераспределения магнитных зарядов на поверхности включения (граница будет удерживаться на включениях или отталкиваться от них). Величины необходимой работы равны соответственно

$$\left. \begin{aligned} A_1 &\approx \frac{\pi}{4} d^2 \gamma, \\ A_2 &\approx c \frac{NI_s^2 \pi}{2} \frac{\pi}{6} d^3 \text{ при } d \geq \delta, \\ A_2 &\approx 0 \quad \text{при } d \ll \delta, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где γ — поверхностная энергия границы, I_s — намагниченность насыщения, δ — ширина границы и c — дробный коэффициент порядка единицы. Из (2) при $d \geq \delta$ следует

$$\frac{A_1}{A_2} \approx 3 \frac{\gamma}{cNI_s^2 d} \approx \frac{K}{c'NI_s^2} \frac{\delta}{d}, \quad (3)$$

где K — константа магнитной анизотропии (кристаллографической и упругой). Из (3) следует, что при $d \gg \delta$ $A_2 \gg A_1$, и только при $d \approx \delta$ величины A_1 и A_2 могут быть одного порядка. Таким образом, из (3) следует, что при $d > \delta$ главной причиной задержки стенки на включениях является не уменьшение ее поверхности, а уменьшение энергии магнитного поля включений. Сравнивая A_2 с приращением энергии во внешнем магнитном поле, можно определить порядок величины критического поля, вызванного при $d > \delta$ магнитным действием включений. Расчет приводит к выводу, что

$$H_{\text{кр1}} \approx c \frac{NI_s}{4} (v')^{2/3}, \quad (4)$$

где v' — объемная концентрация включений с диаметрами d в пределах $\delta < d < d_s$ (здесь d_s — диаметр зародыша, который при $H = H_{\text{кр1}}$ может расти); c — дробный коэффициент.

Из формулы (4) следует, что $H_{\text{кр1}}$ приблизительно пропорционально объемной концентрации немагнитных включений в степени $2/3$, когда основная масса их имеет малые размеры ($d < d_s$). При коагуляции примесей $H_{\text{кр1}}$ уменьшается, так как при увеличении размеров включений уменьшается v' (при подсчете v' не должны учитываться крупные включения с $d > d_s$). По той же причине следует ожидать нарушения пропорциональности между $H_{\text{кр1}}$ и $v'^{2/3}$. Действительно, с ростом

* Заметим, что порядок поля H_s очень грубо можно определить с помощью формулы Деринга ⁽¹⁾

$$H_s = \frac{c_2 \gamma}{2c_1 I_s d_s}. \quad (1)$$

где γ — поверхностная энергия границы, c_1 и c_2 — постоянные порядка единицы.

объемной концентрации v примесей растет и v' ; при этом, согласно (4), увеличивается $H_{кр1}$ и уменьшается соответствующая ему величина d_s , что ведет к уменьшению отношения v'/v .

Сравнение формулы (4) с опытными данными показывает, что в мягких сталях достаточно малыми размерами обладает лишь незначительная часть включений, т. е. $v' \ll v$. Например, при содержании углерода в 4% кремнистой стали в количестве 1% в виде графита ($v \approx 0,036$) мы получим из (4), полагая $N_{ср} = 4$, $I_s = 1,6 \cdot 10^3$,

$$H_{кр1} \approx 180 \left(\frac{v'}{v} \right)^{2/3} \text{ Ое.} \quad (5)$$

При $v' = v$ $H_{кр1}$ было бы равно 180 Ое. При этом, однако, диаметр большинства включений должен был бы быть меньше d_s . Если оценить d_s с помощью формулы (1), при $H = 180$ Ое мы получим $d_s \approx 0,2 \cdot 10^{-5}$. В действительности, вычисленный из опытных данных (6) средний диаметр включений при содержании углерода 1% в мягких сталях не меньше, а в несколько раз больше этой величины. Он равен приблизительно d_s , вычисленному из (1) для $H_s = 10$ Ое. Таким образом, в рассматриваемом случае уже при $H \approx 10$ Ое большинство включений является центрами роста новых областей, и объемная концентрация включений с $d < d_s$ $v' \ll v$. (Если в формуле (5) положить $H_{кр1} = 10$ Ое, получается $v'/v \approx 10^{-2}$.) Приведенный пример показывает, насколько важным фактором с точки зрения излагаемой теории является дисперсность примесей.

Дальнейший анализ приводит к выводу, что в теории критического поля необходимо различать два случая.

1. Ферромагнетики с мелкими примесями (дисперсная структура).
В этом случае $v' \approx v$,

$$H_{кр1} \approx c \frac{NI_s}{4} (v)^{2/3} < H_s(d_{ср}) = \frac{c_1 \gamma}{2c_2 I_s d_{ср}}, \quad (6)$$

где $d_{ср}$ — средний диаметр основной массы включений. Здесь $H_{кр1}$ должно изменяться с температурой как I_s и должно быть приблизительно пропорционально $v^{2/3}$, при переходе через точку Кюри слабомагнитной примеси должно наблюдаться увеличение $H_{кр1}$ и H_c . Сама величина $H_{кр1}$ может быть весьма значительной. (Максимальное значение $H_{кр1}$, как и в других теориях, здесь получается при $d \approx \delta$. В этом случае $H_{кр1}$ оказывается даже несколько больше, чем критическое поле, вычисленное для чистого вращения.)

2. Относительно крупные включения в мягких сталях.

Здесь $H_s(d_{ср}) \ll c \frac{NI_s}{4} v^{2/3}$ и $v' \ll v$, как в разобранным выше примере 4% кремнистой стали. В рассматриваемом случае роль включений сводится к тому, что при $H < H_s(d_{ср})$ они задерживают рост зародышей, возникающих на крупных включениях с $d > d_{ср}$. (Чтобы растущая область могла поглотить включение с $d \approx d_{ср}$, согласно (4), необходимо приложить поле $H_{кр1} \gg H_s(d_{ср}) > H$.) После того как H достигает величины $H_s(d_{ср}) + H_0(\sigma)$ ($H_0(\sigma)$ — часть критического поля, зависящая от градиентов внутренних напряжений), начинается рост зародышей от большинства включений и происходит перемагничивание. Включения с $d < d_{ср}$ не могут задержать этот процесс, так как расстояния между ними, как правило, должны быть не меньше, чем расстояния между включениями с $d \approx d_{ср}$. Таким образом, в случае относительно крупных включений

$$H_{кр2} = H_s(d_{ср}) + H_0(\sigma) \approx \frac{c_2 \gamma}{2c_1 I_s d_{ср}} + H_0(\sigma). \quad (7)$$

Зависимость $H_{кр2}$ от температуры здесь в основном определяется температурной зависимостью γ (при $\lambda\sigma \ll K$; $H_{кр} \approx H_s(d_{ср}) \sim \sqrt{K}$). $H_{кр2}$ должно зависеть от $d_{ср}$ и лишь косвенно, через $H_0(\sigma)$, зависеть от концентраций примесей v . При переходе через точку Кюри слабомагнитной примеси $H_{кр2}$ должно изменяться лишь незначительно. Указанные здесь выводы для первого и второго случаев соответствуют наблюдаемым явлениям.

Научно-исследовательский институт физики
Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова

Поступило
16 X 1948

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ R. Becker, Phys. Z., 33, 905 (1932); R. Becker u. W. Döring, Ferromagnetismus, Berlin, 1939. ² Н. С. Акулов, Ферромагнетизм, М., 1937. ³ F. Bloch, Z. Phys., 74, 295 (1932). ⁴ Е. Кондорский, ЖЭТФ, 7, 1117 (1937); 10, 420 (1940); J. of Physics, 6, 93 (1942). ⁵ С. В. Вонсовский, ЖТФ, 8, 1805 (1938); 9, 1151 (1939); С. В. Вонсовский и Я. С. Шур, Ферромагнетизм, М., 1948. ⁶ M. Kersten, Grundlagen einer Theorie der ferromagnetischen Hysterese u. der Koerzitivkraft, 1943. P. P. Cioffi, Phys. Rev., 39, 363 (1932).