

ИННОВАЦИОННАЯ ТЕОРИЯ ПРОЦЕССА НАМАГНИЧИВАНИЯ И ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРОМАГНЕТИКА

Тимофеев И.А.

Чувашский государственный педагогический университет

Чебоксары, Россия

**To the innovation theory of the process of magnetization and
remagnetization of ferromagnetic**

Timofeev I.A.

Chyvash state pedagogical university

Cheboksary, Russia

Известно, что различают основную (коммутационную) кривую намагничивания и динамическую кривую намагничивания ферромагнетика. Если первую кривую получают при циклическом перемагничивании в постоянных полях, то вторую кривую получают при синусоидальном изменении или напряженности поля или магнитной индукции. Допустим, что если по одной оси параллельно действует внешнее поле, то объем доменов, вектор намагниченности которых коллинеарен вектору напряженности поля, растет за счет уменьшения антипараллельно намагниченных доменов, постепенно уничтожаемых при перемещении граничного слоя по оси, перпендикулярной оси параллельно действующего внешнего поля.

Динамическое поведение доменной структуры образцов железокремнистых сплавов, составляющий основу электротехнических материалов, в значительной мере определяет их магнитные характеристики.

Интерес к изучению динамического поведения доменной структуры и его особенностях по сравнению с квазистатическим обусловлен широким применением этих магнитомягких материалов для изготовления магнитопроводов различных электротехнических агрегатов и устройств - трансформаторов, электрических машин, приборов, магнитных пускателей, контакторов, реле, дросселей и т.п. Учитывая, что уровень магнитных свойств этих материалов определяет качество, надежность и долговечность работы электротехнических агрегатов и устройств, то выяснение механизма формирования свойств таких материалов и путей их улучшения способствует повышению качества, надежности и долговечности работы электроэнергетических систем.

Кроме того выяснение механизма формирования свойств материалов перспективно для создания систем связи и обработки информации.

К настоящему времени существует значительное число исследований, показывающих, что коэрцитивная сила зависит от химического состава включений, от их размера, от величины кристаллита и ориентации их намагниченности, от плотности дислокаций, а также от их структуры и характера распределений.

В частности, Виценой в 1955 г. предложена следующая зависимость коэрцитивной силы от плотности дислокаций [1].

$$H_c \sim \sqrt{N}, \quad (1)$$

где H_c - коэрцитивная сила;

N - плотность дислокаций.

Однако предложенная Виценой формула далека от истины и даже по порядку величины не соответствует значению коэрцитивной силы.

Многочисленные испытания показывают, что величина коэрцитивной силы и максимальной магнитной проницаемости зависят не только от плотности дислокаций, но и одновременно от числа доменов и характера их взаимодействия.

Целью настоящей работы являлось исследование характера взаимодействия доменных границ с дислокациями и их количественное влияние на коэрцитивную силу и максимальную магнитную проницаемость. Практический интерес представляет определение зависимости скорости движения зародышей перемагничивания в материале от плотности распределения дислокаций и количественного содержания кремния.

Для расчета коэрцитивной силы, допустим, что в отсутствие внешнего поля под действием обменных сил каждый кристаллит намагничен до насыщения в одном из направлений легкого намагничивания. Рассмотрим процесс перемагничивания одного из кристаллитов в противоположном направлении. С этой целью начнем постепенно увеличивать внешнее поле. В микроскопическом объеме, примыкающем к границе кристаллита, происходит зарождение антифазного домена, отделенного от остальной части кристаллита стенкой. Для определенности рассмотрим 180-градусные доменные границы. Затем под влиянием того же внешнего поля процесс перемагничивания кристаллита начинается со смещения 180-градусных доменных границ. Последующее изменение его намагниченности будет происходить за счет развития и роста зародышей перемагничивания. Это обстоятельство и приводит к увеличению свободной энергии кристаллита. Как известно, если в общем виде внешнее поле H направлено под углом θ к

вектору самопроизвольной намагниченности I_s , то изменение магнитной энергии для 180-градусной границы определяется следующим образом[2]:

$$W = -\mu_0 I_s H \cos\theta, \quad (2)$$

где μ_0 - магнитная постоянная, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Допустим, что необходимо перемагнитить однодоменную частицу в направлении, противоположном тому, в котором она самопроизвольно намагничена при отсутствии внешнего магнитного поля, т.е. в формуле (2) положим, что $\theta=180^\circ$, тогда

$$W = \mu_0 I_s H. \quad (3)$$

Взаимодействие между дислокациями и плоскими Блоховскими стенками определяется стохастической силой Пича-Колера. Давление, вызванное действием внешнего поля, можно определить по формуле [3]:

$$P = \alpha \cdot I_s \cdot H, \quad (4)$$

где P - давление на доменную границу;

$\alpha=2$ для 180-градусной доменной границы,

$\alpha=1$ для 90-градусной доменной границы.

С увеличением напряженности магнитного поля стенка все больше смещается в одну сторону, причем объем стенки непрерывно увеличивается. Такое положение и приводит к увеличению свободной энергии кристаллита. При определенной напряженности магнитного поля стенка займет положение, при котором объем правого домена будет равен объему левого домена, следовательно, результирующая намагниченность кристаллита станет равной нулю. Эта напряженность магнитного поля в соответствии с определением и будет коэрцитивной силой.

Таким образом, доменная граница все больше и больше смещается в одну сторону с ростом зародыша и постепенным уничтожением существующего домена, что приводит к увеличению свободной энергии кристаллита по следующей формуле:

$$W \cdot \Delta V = \mu_0 I_s \cdot H_c \cdot \Delta V. \quad (5)$$

Эксперименты показали, что уменьшение коэрцитивной силы коррелирует с уменьшением плотности дислокаций. Запишем уравнение для зависимости коэрцитивной силы от плотности дислокаций в логарифмической форме:

$$\ln H_c = A + C_1 \ln N / N_0, \quad (6)$$

где A – постоянная величина;

C_1 – постоянная логарифмирования;

N – текущая плотность дислокаций;

N_0 – максимальная плотность дислокаций.

Эксперименты показали, что чем выше концентрация доменов, тем меньше величина коэрцитивной силы. Запишем уравнение для зависимости коэрцитивной силы от концентрации доменов в логарифмической форме:

$$\ln H_c = B - C_2 \ln n/n_0, \quad (7)$$

где B – постоянная величина;

C_2 – постоянная логарифмирования;

n – текущая концентрация доменов;

n_0 – максимальная концентрация дислокаций.

Сложим два уравнения (6) и (7):

$$2 \ln H_c = A + B + C_1 \ln N/N_0 - \ln n/n_0 \quad (8)$$

Запишем полученную функцию в виде натуральной показательной функции:

$$e^{\ln H_c^2} = e^{A+B} \cdot e^{\ln(N/N_0)C_1} \cdot e^{\ln(n/n_0)^{-C_2}}. \quad (9)$$

Произведя потенцирование, найдем

$$H_c^2 = e^{A+B} \cdot \left(\frac{N}{N_0}\right)^{C_1} \cdot \left(\frac{n}{n_0}\right)^{-C_2}. \quad (10)$$

Извлекая квадратный корень, получим

$$H_c = e^{\frac{A+B}{2}} \cdot \left(\frac{N}{N_0}\right)^{\frac{C_1}{2}} \cdot \left(\frac{n}{n_0}\right)^{\frac{-C_2}{2}} \quad (11)$$

Энергию, характеризующую взаимодействие доменной границы с дислокациями, по предложению автора можно определить по следующей формуле:

$$W \cdot \Delta V = \frac{K \cdot \delta \cdot S}{2} \cdot \left(\frac{N}{N_0}\right)^{\frac{C_1}{2}} \cdot \left(\frac{n}{n_0}\right)^{\frac{-C_2}{2}}, \quad (12)$$

где K – константа магнитной анизотропии;

δ – толщина доменной стенки;

S – толщина прохождения доменной стенки;

Увеличение энергии на одну и ту же величину приведет к равенству выражений (5) и (12):

$$\mu_0 I_s \cdot H_c \cdot \Delta V = \frac{K \cdot \delta \cdot S}{2} \cdot \left(\frac{N}{N_0}\right)^{\frac{C_1}{2}} \cdot \left(\frac{n}{n_0}\right)^{\frac{-C_2}{2}}. \quad (13)$$

В выражении (13) предлагается рассматривать $\Delta V = \frac{1}{2} V$, где считаем $V = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{D}{2}\right)^3$ – объем кристаллита.

Из соотношения (13) определяем коэрцитивную силу:

$$H_c = 1,5 \cdot \frac{K \cdot d}{m_0 \cdot I_s \cdot D} \cdot \left(\frac{N}{N_0}\right)^{\frac{C_1}{2}} \cdot \left(\frac{n}{n_0}\right)^{\frac{-C_2}{2}} \quad (14)$$

В качестве примера рассчитаем конкретные величины C_1 и C_2 из экспериментальных наблюдений. Для плотности дислокаций $N=7 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-2}$ и концентрации доменов $n=8 \cdot 10^5 \text{ м}^{-2}$ показатели степени равны $C_1=-0,3$ и $C_2=4,5$, а для плотности дислокаций $N=2 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$ и концентрации доменов $n=9 \cdot 10^3 \text{ м}^{-2}$ – $C_1=0,5$ и $C_2=3$.

Эксперименты показали, что чем меньше плотность дислокаций, тем выше максимальная магнитная проницаемость. Запишем уравнение для зависимости максимальной магнитной проницаемости от плотности дислокаций в логарифмической форме:

$$\ln \mu = A_\mu - C_{1\mu} \ln N / N_0, \quad (15)$$

где A_μ – постоянная величина;

$C_{1\mu}$ – постоянная логарифмирования;

N – текущая плотность дислокаций;

N_0 – максимальная плотность дислокаций.

Эксперименты показали, что повышение максимальной магнитной проницаемости коррелирует с повышением концентрации доменов. Запишем уравнение для зависимости максимальной магнитной проницаемости от концентрации доменов в логарифмической форме:

$$\ln \mu = B_\mu + C_{2\mu} \ln n / n_0, \quad (16)$$

где B_μ – постоянная величина;

$C_{2\mu}$ – постоянная логарифмирования;

n – текущая концентрация доменов;

n_0 – максимальная концентрация дислокаций.

Сложим два уравнения (15) и (16):

$$2 \ln \mu = A_\mu + B_\mu - C_{1\mu} \ln N / N_0 + C_{2\mu} \ln n / n_0, \quad (17)$$

Запишем полученную функцию в виде натуральной показательной функции:

$$e^{\ln \mu^2} = e^{A_\mu + B_\mu} \cdot e^{\ln(N/N_0) \cdot (-C_{1\mu})} \cdot e^{\ln(n/n_0) \cdot C_{2\mu}}. \quad (18)$$

Произведя потенцирование, найдем

$$\mu^2 = e^{A_\mu + B_\mu} \cdot \left(\frac{N}{N_0}\right)^{-C_{1\mu}} \cdot \left(\frac{n}{n_0}\right)^{C_{2\mu}}. \quad (19)$$

Извлекая квадратный корень, получим

$$\mu = e \frac{A_{\mu} + B_{\mu}}{2} \cdot \left(\frac{N}{N_0}\right)^{-C_{1\mu}} \cdot \left(\frac{n}{n_0}\right)^{C_{2\mu}}. \quad (20)$$

В ферромагнитных материалах максимальная магнитная проницаемость определяется из выражения [2]:

$$\mu_m = \frac{B}{\mu_0 H}, \quad (21)$$

где B - магнитная индукция.

Максимальная магнитная проницаемость является структурно чувствительной величиной, которая зависит от взаимодействия доменных границ с дислокациями. Поэтому с учетом этого для определения максимальной магнитной проницаемости автором была скорректирована формула следующим образом:

$$\mu_m = \frac{B}{\mu_0 H} \cdot \left(\frac{N}{N_0}\right)^{-C_{1\mu}} \cdot \left(\frac{n}{n_0}\right)^{C_{2\mu}}. \quad (22)$$

Для плотности дислокаций $N=4 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-2}$ и концентрации доменов $n=7 \cdot 10^5 \text{ м}^{-2}$ показатели степени равны $C_{1\mu}=1,5$ и $C_{2\mu}=2,5$, а для плотности дислокаций $N=7 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$ и концентрации доменов $n=9 \cdot 10^3 \text{ м}^{-2}$ - $C_{1\mu}=40$ и $C_{2\mu}=1,4$.

Домен со своими стенками является совокупным материальным макроскопическим объектом, для которого можно применить формулу кинетической энергии:

$$E = mV^2/2. \quad (23)$$

Из этой формулы можно примерно оценить скорость движения доменной границы:

$$V = \sqrt{2E/m}, \quad (24)$$

где E - энергия доменной границы (для железа $E \approx 5,35 \cdot 10^{-16} \text{ Дж}$);

m - эффективная масса 180-градусной доменной границы (для железа $m \approx 3,7 \cdot 10^{-20} \text{ кг}$).

Полученные закономерности имеют теоретическое значение поскольку позволяют установить взаимосвязь редуцированного структурного несовершенства ферромагнитных материалов с динамическими характеристиками процессов перемагничивания.

ВЫВОД

В результате исследования физических свойств сплавов, составляющих основу электротехнических материалов, теоретически определено, что магнитные свойства зависят от совместного взаимодействия доменной и дислокационной структур.

ЛИТЕРАТУРА

1. Vicena F. On the influence of dislocations on the coercive field of ferromagnetic / - «Chechosl. I. Phys.». 1955. V. 5, p. 480-485.
2. Мишин Д.Д. Магнитные материалы. - М.: Высшая школа, 1991. 384 с.
3. Pfeffer K.H. Pphys. sat. sol. 21. 857 (1967). V. 20-21.