

## ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ НА ПОТЕРИ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

Тимофеев И.А.

*Чувашский госпедуниверситет*

*Чебоксары, Россия*

Одной из главных задач, является контроль магнитных характеристик, немаловажным фактором является также контроль удельных потерь.

Если удельные потери имеют завышенные величины, то использование магнитных материалов в электротехнических устройствах имеет ограниченное применение или вообще становится нецелесообразным. Наиболее конкурентоспособным становится то электротехническое изделие, магнитномягкий материал которого имеет высокие магнитные свойства и низкие удельные потери.

Легирование кремнием, который образует с железом твердый раствор замещения, обуславливает увеличение удельного электрического сопротивления. Влияние кремния на удельное электрическое сопротивление определяется следующей приближенной эмпирической формулой [1]:

$$\rho = 1,0 \cdot 10^{-7} + 1,2\% \text{Si} \cdot 10^{-7}. \quad (1)$$

Железосилицистые сплавы с низкими значениями удельного электрического сопротивления не находят широкого применения даже в технике низких частот из-за повышенных величин вихревых токов. На величину и направление вихревых токов, кроме размеров магнитного сердечника, влияют его удельное электрическое сопротивление, частота электрического тока и магнитная проницаемость. Соответственно вихревые токи, вызываемые перемагничиванием магнитных материалов, влияют на удельные потери.

### Уточнение расчетной формулы

Современные формулы для подсчета удельных потерь дают определенные погрешности. Рассмотрим это на примерах.

Попытка произвести расчет удельных потерь на вихревые токи в ферромагнетике была предпринята в 1926 г. Б.А. Введенским [2]. Он предложил следующую формулу:

$$P_B = \frac{\pi d^2 \cdot B_0^2 \cdot \omega}{3q}, \quad (2)$$

где  $d$  – толщина пластинки;

$B_0$  – магнитная индукция,  $B_0 = \mu \cdot H_0$ ;

$\omega$  – циклическая частота;

$q$  – магнитная проводимость.

Однако формула (2) весьма приближенно определяет удельные потери на вихревые токи. Ошибки Введенского состояли в том, что значение магнитной проводимости  $q$  необходимо было ввести в числитель, а не в знаменатель. Кроме того, в числитель необходимо было ввести значение циклической частоты не в первой степени, а во второй, т.е.  $\omega^2$ , а в знаменателе необходимо было учесть значение плотности материала.

Интерес к определению удельных потерь в магнитных материалах появился в связи с возможностью широкого их применения при создании горячекатаной электротехнической стали для электрических машин. После того, как в 1935 г. Госс [3] обнаружил высокие магнитные свойства у холоднокатаной электротехнической стали вдоль направления прокатки, интерес к изучению удельных потерь повысился. В последующие годы активизируются исследования по улучшению электрических характеристик стали.

Первое приближенное полуфеноменологическое уравнение для расчета полных потерь в проводящем ферромагнетике в 1937 г. дали Елвуд и Легг [4]:

$$P_{\text{полн.}} = \frac{B_0^3 \cdot v}{4\mu^3} + \frac{\pi d^2 B_0 \cdot \omega}{3q} + cB_0^2, \quad (3)$$

где  $B_0$  – постоянная для данного сплава величина;

$\mu$  – магнитная проницаемость;

$c$  – не зависящая от  $B_0$  и  $\omega$  величина.

Экспериментальная проверка показала, что ошибки Елвуда и Легга состояли в том, что кроме тех ошибок, которые были сделаны Введенским в приближенное полуфеноменологическое уравнение (3) необходимо было ввести значения плотности материала и коэрцитивной силы. Введенные параметры  $B_0^3$  и  $\mu^3$  в уравнение (3) дополнительно искажают результаты расчета.

Приведенная формула (3) не учитывает дислокационную теорию магнитных свойств материалов. Более точную зависимость определения потерь энергии от физических величин при перемагничивании ферромагнетика дал Мишин [5]:

$$\frac{dW}{dt} \sim I_{100}^2 \cdot \frac{L^4}{d \cdot \epsilon^2} N \cdot S \cdot n, \quad (4)$$

где  $\lambda_{100}^2$  – магнитострикционная константа;

$L$  – средняя толщина дислокационного сегмента;

$\delta$  – толщина доменной структуры;

$v$  – вектор Бюргерса;

$N$  – плотность дислокаций;

$S$  – площадь смещающихся границ доменов;

$n$  – число доменов в единичном объеме ферромагнетика.

В этой зависимости учтено поглощение энергии изгибающимися под действием упругого поля доменными границами с дислокационными сегментами, но не учтена гистерезисная составляющая потерь и не принято во внимание удельное электрическое сопротивление материала. Однако эта зависимость позволяет определять потери энергии от физических величин и не позволяет практически определять удельные потери на промышленных магнитных материалах в зависимости от технических величин.

Практическую формулу для инженерных расчетов удельных электрических потерь на вихревые токи предложил Круг [6]. Он, суммируя множество замкнутых электрических контуров, учел потери по всем контурам и привел следующее выражение:

$$P_v = \frac{4B_M^2 \cdot f^2 \cdot d^2 \cdot k_f^2 \cdot 10^{-10}}{3\gamma \cdot \rho}, \quad (5)$$

где  $B_M$  – амплитуда магнитной индукции, Тл;

$f$  – частота переменного тока, Гц;

$d$  – толщина пластин, мм;

$k_f$  – коэффициент формы кривой магнитной индукции;

$\gamma$  – плотность материала пластины, кг/м<sup>3</sup>;

$\rho$  – удельное электрическое сопротивление материала пластины, Ом·м.

Применяя формулу (5), результаты практических вычислений становятся заниженными в среднем на четыре порядка, т.е. в  $10^4$  раз.

Однако, чтобы формула (5) была полностью представлена в системе СИ и соответствовала примерно реальным показателям по потерям на вихревые токи, необходимо подставить в формулу толщину пластин в метрах и упразднить коэффициент  $10^{-10}$ , т.е.:

$$P_v = \frac{4B_M^2 \cdot f^2 \cdot d^2 \cdot k^2}{3\gamma \cdot \rho} \left[ \frac{\text{Вт}}{\text{кг}} \right]. \quad (6)$$

Из работы Дружинина [1] известно, что потери на гистерезис пропорциональны площади статического цикла гистерезиса, частоте перемагничивания и обратно пропорциональны плотности материала пластины, и определяются из следующего выражения:

$$P_r = \frac{S \cdot f}{\gamma}, \quad (7)$$

где  $S$  – площадь статического цикла гистерезиса, Тл·А/м.

Преобразовав петлю гистерезиса в виде прямоугольника, можно площадь статического цикла гистерезиса приблизительно определить по следующему простой формуле:

$$S = 4B_M \cdot H_c, \quad (8)$$

где  $H_c$  – коэрцитивная сила.

Следовательно, удельные потери на гистерезис с учетом формулы (8) можно определить по следующей формуле:

$$P_r = \frac{4B_M \cdot H_c \cdot f}{\gamma} \left[ \frac{\text{Вт}}{\text{кг}} \right]. \quad (9)$$

Определив составляющие потерь по формулам (6) и (9), можно найти общие удельные потери на перемагничивание магнитномягких материалов:

$$P = P_v + P_r = \frac{4B_M \cdot f}{\gamma} \left( \frac{B_M \cdot f \cdot d^2 \cdot k^2}{3\rho} + H_c \right), \quad (10)$$

где  $H_c$  – значение коэрцитивной силы приведено без учета плотности дислокаций и концентрации доменов.

На коэрцитивную силу на основе современной дислокационной теории магнитных свойств материалов оказывает влияние взаимодействие доменной и дислокационной структур. Для этого случая коэрцитивная сила может быть представлена в виде [7]:

$$H_c = 1,5 \frac{K \cdot \delta}{\mu_0 I_s \cdot D} e^{\frac{A+B}{2}} \cdot \left( \frac{N}{N_0} \right)^{\frac{c_1}{2}} \cdot \left( \frac{n}{n_0} \right)^{-\frac{c_2}{2}}, \quad (11)$$

Здесь  $K$  – константа магнитной анизотропии;  $\delta$  – толщина доменной стенки;  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м;  $I_s$  – самопроизвольная намагниченность;  $D$  – диаметр кристаллита;  $N$  – текущая плотность дислокаций;  $N_0$  – максимальная плотность дислокаций;  $c_1$  – постоянная для отношения плотности дислокаций;  $n$  – текущая концентрация доменов;  $n_0$  – максимальная концентрация доменов;  $c_2$  – постоянная для отношения концентрации доменов.

Следовательно, окончательно общие удельные потери с учетом формулы (11) можно представить следующей формулой:

$$\rho = \frac{4B_M \cdot f}{\gamma} \left[ \frac{B_M \cdot f \cdot d^2 \cdot k^2}{3\rho} + 1,5 \frac{K \cdot \delta}{\mu_0 I_s \cdot D} e^{\frac{A+B}{2}} \cdot \left( \frac{N}{N_0} \right)^{\frac{c_1}{2}} \cdot \left( \frac{n}{n_0} \right)^{-\frac{c_2}{2}} \right]. \quad (12)$$

Удельное электрическое сопротивление магнитного материала является структурно чувствительной величиной поэтому запишем уравнение для зависимости удельного электрического сопротивления от плотности дислокаций и концентрации доменов в следующем виде с учетом уравнения (1):

$$\rho = (1,0 + 1,2\%Si) \cdot v \cdot \left( \frac{N}{N_0} \right)^q \cdot \left( \frac{n}{n_0} \right)^\epsilon \cdot 10^{-7}. \quad (13)$$

где  $v$  – коэффициент,  $v=0,1 \dots 0,9$ ;

$q$  – постоянная для отношения плотности дислокаций;

$\epsilon$  – постоянная для отношения концентрации доменов.

Таким образом, на удельное электрическое сопротивление магнитного материала существенно влияет взаимодействие доменной и дислокационной структур.

#### Вывод

Выведена расчетная формула удельных электрических потерь для магнитных материалов в зависимости от плотности дислокаций и концентрации доменов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Дружинин В.В. Магнитные свойства электротехнической стали. – М.: Энергия, 1974. – 239 с.
2. Введенский Б.А. ЖРФХО, часть физ. 58,241 (1926).
3. Goss N.P. New development in electrical strip steels characterized by fine grain structure approaching the properties of a single crystal. – TASM, 1935, VI, v. 23, № 2, p. 511–544
4. Elwood W.B., Legg V.E., J. Appl. Phys. 8, 351 (1937).
5. Мишин Д.Д. Магнитные материалы. – М.: Высшая школа, 1991. – 384 с.
6. Круг К.А. Основы электротехники. – М.-Л.: ОНТИ, 1936.
7. Тимофеев И.А. Современные наукоёмкие технологии. – 2005. – № 11. – С. 84–86.