УДК 620.179.14

ГЛОБА С.Н., канд. техн. наук, доцент, НТУ "ХПИ" (г. Харьков);
ДРОБИТЬКО А.И., магистр, НТУ "ХПИ" (г. Харьков)

ВОССТАНОВЛЕНИЕ КВАЗИСТАТИЧЕСКОЙ КРИВОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ СЛАБОМАГНИТНОГО ПЛОСКОГО ОБРАЗЦА

У роботі розглянуто методику і проведено відновлення квазістатичної кривої намагнічення слабомагнітного плоского зразка для загального випадку ($k\neq$const). Отримані основні співвідношення для розрахунку магнітного потоку, його фази, експериментальної та квазістатичної намагніченостей, методичної похибки.

The method of renewal in the quasistatical curve of magnetizing of weak-magnetic flat sample in work considered and conducted for a general case ($k\neq$const). Basic correlations are got for the calculation of magnetic stream, his phase, experimental and quasistatical of magnetizing, methodical error.

В качестве материалов применяемых при изготовлении элементов и узлов промышленных объектов широко используются наряду с ферромагнитными и слабомагнитные материалы (нержавеющая сталь, латунь и др.), которые представляет практический интерес в различных отраслях промышленности.

Известно, что магнитный контроль шихтованных и сплошных изделий и образцов рекомендуется проводить на постоянном токе [1, 2], но при этом требуется коммутация намагничивающего тока в питающей цепи преобразователя при контроле каждой точки кривой намагничивания либо петли гистерезиса, все это достаточно трудоемко, неудобно в эксплуатации, а, следовательно, затруднено в автоматизации процесса контроля магнитных характеристик и параметров. Контроль ферро- и слабомагнитных изделий и образцов целесообразно проводить в переменных магнитных полях, что позволяет автоматизировать процесс контроля. Исследуемые материалы используются в цепях переменного тока (в частности, в устройствах энергетического оборудования: трансформаторах, электродвигателях, реле, электромагнитах и др.), поэтому необходим контроль динамических магнитных характеристик и параметров. Но переменное магнитное поле затухает в сечении образца и приводит к неоднородному распределению напряженности и индукции внутри изделия, а также нелинейности магнитных характеристик.

Таким образом, если установить критерий слабого затухания магнитного поля в сечении образца и использовать методику восстановления квазистатических магнитных характеристик плоских слабомагнитных образцов по результатам контроля динамических характеристик тех же

образцов, то можно связать контроль магнитных характеристик и параметров в постоянных и переменных магнитных полях, что важно для теории и практики контроля. При этом возникает возможность рационального выбора толщин пластин энергетического оборудования и частот переменного магнитного поля.

Поскольку значения μ_r слабомагнитных материалов мало отличается от μ_r воздуха (или вакуума), то определяют не кривую индукции, а кривую намагниченности слабомагнитного образца.

Идея восстановления квазистатической кривой намагниченности слабомагнитного плоского образца состоит в том, что по результатам экспериментально полученной кривой намагниченности $J_э = f(H_0)$ на переменном токе конкретного слабомагнитного образца путем учета методической погрешности $\gamma_{мн}$ можно перейти к квазистатической зависимости $J_к = f(H_0)$, т.е. к зависимости, которую можно было бы получить на постоянном токе. Методическая погрешность $\gamma_{мн}$ (поправка) учитывает неоднородность магнитного поля внутри изделия и нелинейность кривой намагниченности.

Рассмотрим общий случай восстановления квазистатической кривой намагниченности слабомагнитного плоского образца ($k \neq const$), т.е. для всех участков кривой намагниченности. В работе [3] был рассмотрен частный случай ($k = const$), который соответствует начальному участку кривой намагниченности слабомагнитной пластины – слабое магнитное поле.

Следует отметить, что для испытаний использовался электромагнитный преобразователь с помещенным внутри его плоским образцом ($h/d >> 1$ – плоский образец шириной h, толщиной d и длиной l). Преобразователь состоит из тонкого диэлектрического каркаса с нанесенными на него измерительной W_2 и намагничивающей W_1 обмотками. Чтобы магнитное поле было достаточно однородным внутри намагничивающей обмотки, необходимо выполнить условие $l_к >> h_к$ (где $l_к$ и $h_к$ – длина намагничивающей обмотки и ширина каркаса преобразователя соответственно). С целью уменьшения воздействия размагничивающего фактора на результаты измерений выбирались размеры плоских слабомагнитных образцов такими, чтобы $l/h \geq 10$.

Формула для расчета намагниченности J материала [1, 2] имеет вид:

$$J = k \cdot H , \qquad (1)$$

где k – относительная магнитная восприимчивость материала образца;
H – напряженность магнитного поля.

Намагниченность J характеризует магнитную индукцию $B_{вещ}$ вещества, т.е. ту индукцию, которую создают магнитные моменты всех заряженных частиц атомов вещества (материала). Магнитная индукция $B_{вещ}$ вещества определяется как:

$$B_{вещ} = \mu_0 \cdot J = \mu_0 \cdot kH , \quad (2)$$

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

Вносимый магнитный поток $\Phi_{вн}$ вычисляется как:

$$\Phi_{вн} = \int_S B_{вещ} dS = \int_S \mu_0 kHdS . \quad (3)$$

где dS – дифференциал площади поперечного сечения изделия (для плоского образца шириной h и толщиной d площадь $S = h \cdot d$).

Иначе выражение для вносимого магнитного потока можно записать [3]:

$$\dot{\Phi}_{вн} = \dot{\Phi}_0 - \dot{\Phi}_\Sigma = \dot{\Phi}_{20} + \dot{\Phi}_1 - \dot{\Phi} - \dot{\Phi}_1 = \dot{\Phi}_{20} - \dot{\Phi} , \quad (4)$$

где $\dot{\Phi}_\Sigma$ и $\dot{\Phi}_0$ – магнитные потоки в преобразователе при наличии образца и в его отсутствии; $\dot{\Phi}_1$ – магнитный поток в воздушном зазоре между изделием и измерительной обмоткой; $\dot{\Phi}_{20}$ – магнитный поток, пронизывающий сечение воздуха толщиной d; $\dot{\Phi}$ – магнитный поток непосредственно в изделии

Если использовать символический метод с учетом выражения (4), тогда формулу для $\dot{\Phi}_{вн}$ запишем в виде:

$$\Phi_{вн} e^{j\omega t} e^{j\varphi_{вн}} = \Phi_{20} e^{j\omega t} - \Phi e^{j\omega t} e^{j\varphi} . \quad (5)$$

Причем магнитный поток в преобразователе без изделия Φ_{20} можно определить по формуле:

$$\Phi_{20} = 2\mu_0 H_0 hd . \quad (6)$$

Если в (5) воспользоваться формулой Эйлера, тогда модуль $\Phi_{вн}$ примет вид:

$$\Phi_{вн} = \sqrt{(\Phi_{20} - \Phi\cos\varphi)^2 + \Phi^2 \sin^2\varphi} ; \quad (7)$$

или после простых преобразований:

$$\Phi_{вн} = \sqrt{\Phi^2 + \Phi_{20}^2 - 2\Phi\Phi_{20}\cos\varphi} . \quad (8)$$

Исходя из соотношений (5) и (7), величина фазового угла $\varphi_{вн}$ сдвига между $\Phi_{вн}$ и Φ_{20} определяется как:

$$tg\varphi_{вн} = -\frac{\Phi\sin\varphi}{\Phi_{20} - \Phi\cos\varphi} . \quad (9)$$

Считая угол φ достаточно малым, представим функции $\cos\varphi$ и $\sin\varphi$ в виде разложения в ряды Тейлора:

$$\cos\varphi = 1 - \frac{\varphi^2}{2!} + \ldots ; \quad (10)$$

$$\sin\varphi = \varphi - \frac{\varphi^3}{3!} + \ldots . \quad (11)$$

Используя формулы (6), (8), (10) и результаты работ [3, 4] при условии $|tg\varphi| \approx \varphi \approx \frac{1}{2}\frac{\mu_д}{\mu_r} X_d$ (причем обобщенный параметр $X_d = d/\delta$ был введен в [3, 4] для облегчения расчетов, где δ – глубина проникновения магнитного поля в образец), получим в общем случае выражение для амплитуды вносимого магнитного потока:

$$\Phi_{вн} = 2\mu_0 H_0 hd \sqrt{\left[\mu_r\left(1 - \frac{1}{2}\frac{\mu_д}{\mu_r} X_d\right) - 1\right]^2} . \quad (12)$$

Полученное выражение (12) после расчетов можно представить как:

$$\Phi_{вн} = 2\mu_0 H_0 hd(\mu_r - 1)\sqrt{1 - \left(\frac{\mu_д}{(\mu_r - 1)} X_d - \frac{1}{4}\frac{\mu_д^2}{(\mu_r - 1)^2} X_d^2\right)} . \quad (13)$$

Выражение (13) с учетом малости второго слагаемого в круглых скобках под корнем по сравнению с единицей, представим в виде степенного ряда, ограничившись слагаемыми первого порядка, а именно:

$$\Phi_{вн} = 2\mu_0 H_0 hd(\mu_r - 1)\left[1 - \left(\frac{\mu_д}{(\mu_r - 1)} X_d - \frac{1}{4}\frac{\mu_д^2}{(\mu_r - 1)^2} X_d^2\right)\right]^{\frac{1}{2}} =$$

$$= 2\mu_0 H_0 hd(\mu_r - 1)\left[1 - \frac{1}{2}\left(\frac{\mu_д}{(\mu_r - 1)} X_d - \frac{1}{4}\frac{\mu_д^2}{(\mu_r - 1)^2} X_d^2\right)\right] =$$

$$= 2\mu_0 H_0 hd(\mu_r - 1)\left[1 - \left(\frac{1}{2}\frac{\mu_д}{(\mu_r - 1)} X_d - \frac{1}{8}\frac{\mu_д^2}{(\mu_r - 1)^2} X_d^2\right)\right] . \quad (14)$$

Если учесть связь [1] между относительной магнитной восприимчивостью k и относительной магнитной проницаемости μ_r :

$$k = \mu_r - 1 , \quad (15)$$

тогда намагниченность J материала образца рассчитывается как:

$$J = kH_0 = (\mu_r - 1)H_0 , \quad (16)$$

Выражение для вычисления амплитуды вносимого магнитного потока $\Phi_{вн}$ с учетом (15) и (16) через магнитные восприимчивости имеет вид:

$$\Phi_{вн} = 2\mu_0 Jhd\left[1-\left(\frac{1}{2}\frac{(k_д+1)}{k}X_d - \frac{1}{8}\frac{(k_д+1)^2}{k^2}X_d^2\right)\right], \qquad (17)$$

где $k_д$ – дифференциальная магнитная восприимчивость материала образца; $k_д = \mu_д - 1$.

Учитывая результаты работ [3, 4] и ограничиваясь слагаемыми порядка X_d^2, т.к. $X_d = d/\delta << 1$ и $X_d^3 << 1$, запишем формулу для вычисления фазы $\varphi_{вн}$ магнитного потока в виде:

$$\varphi_{вн} = -arctg\left(\frac{1}{2}\mu_д X_d + \frac{1}{2}\mu_r\mu_д X_d - \frac{1}{4}\frac{\mu_д^2}{\mu_r}X_d^2 - \frac{1}{16}\mu_д^2 X_d^2\right) \qquad (18)$$

или через относительную и дифференциальную магнитные восприимчивости:

$$\varphi_{вн} = -arctg\left(\frac{1}{2}(k_д+1)X_d + \frac{1}{2}(k+1)(k_д+1)X_d - \right.$$
$$\left. -\frac{1}{4}\frac{(k_д+1)^2}{(k+1)}X_d^2 - \frac{1}{16}(k_д+1)^2 X_d^2\right). \qquad (19)$$

Используя выражение (14) с учетом

$$\psi_{вн} = W_2\Phi_{вн}, \qquad (20)$$

где $\psi_{вн}$ – вносимое потокосцепление,

найдем выражение для интегральной (экспериментально полученной) намагниченности $J_э$ в виде:

$$J_э = \frac{\psi_{вн}}{2W_2\mu_0 hd} = J_к\left[1-\left(\frac{1}{2}\frac{\mu_д}{(\mu_r-1)}X_d - \frac{1}{8}\frac{\mu_д^2}{(\mu_r-1)^2}X_d^2\right)\right] \qquad (21)$$

или через магнитные восприимчивости как:

$$J_э = J_к\left[1-\left(\frac{1}{2}\frac{(k_д+1)}{k}X_d - \frac{1}{8}\frac{(k_д+1)^2}{k^2}X_d^2\right)\right]. \qquad (22)$$

С учетом малости второго слагаемого в квадратных скобках формулы (21) по сравнению с 1, получим выражение для вычисления квазистатической намагниченности:

$$J_к = J_э\left[1+\left(\frac{1}{2}\frac{(k_д+1)}{k}X_d - \frac{1}{8}\frac{(k_д+1)^2}{k^2}X_d^2\right)\right], \qquad (23)$$

отсюда методическая погрешность $\gamma_{мн}$ определяется как:

$$\gamma_{мн} = \frac{1}{2}\frac{(k_д+1)}{k}X_d - \frac{1}{8}\frac{(k_д+1)^2}{k^2}X_d^2. \qquad (24)$$

В общем случае, если задаться величиной допустимой погрешности $\gamma_{мд}$, тогда значение обобщенного параметра находят из условия (критерия) слабого затухания магнитного поля в слабомагнитном изделии

$$\gamma_{мн} = \frac{1}{2}\frac{(k_д+1)}{k}X_d - \frac{1}{8}\frac{(k_д+1)^2}{k^2}X_d^2 \le \gamma_{мд}. \qquad (25)$$

Отсюда, если ввести $\gamma_{мд}$, получим следующее квадратное уравнение

$$\frac{1}{8}\frac{(k_д+1)^2}{k^2}X_d^2 - \frac{1}{2}\frac{(k_д+1)}{k}X_d + \gamma_{мд} = 0, \qquad (26)$$

решая которое, рассчитывается необходимый обобщенный параметр X_d.

Для упрощения расчета методической погрешности введем параметр Δ', который определяется следующим образом:

$$\Delta' = \frac{1}{2}\frac{(k_д+1)}{k}. \qquad (27)$$

Используя экспериментальную зависимость $J_э = f(H_0)$, на практике вычисляют значение относительной магнитной восприимчивости $k(H_0)$ как:

$$k(H_0) = \frac{J_э}{H_0}, \qquad (28)$$

где $J_э$ – экспериментальные значения намагниченности, взятые для фиксированных рабочих точек H_0 кривой $J_э = f(H_0)$.

А значение дифференциальной магнитной восприимчивости $k_д(H_0)$ рассчитывают в виде:

$$k_д(H_0) = \frac{dJ_э}{dH_0} \approx \frac{J_{эi+1} - J_{эi}}{H_{0i+1} - H_{0i}}, \qquad (29)$$

где $J_{эi+1}$ и $J_{эi}$ – последующее и предыдущее экспериментальные значения намагниченностей, соответствующие каждому шагу изменения напряженности магнитного поля от H_{0i} до H_{0i+1};

H_{0i+1} и H_{0i} – последующее и предыдущее значение напряженности поля.

Таким образом, методика восстановления квазистатической кривой намагниченности слабомагнитного плоского образца для общего случая ($k \ne const$) состоит в следующем:

1. По измеренной зависимости $J_э = f(H_0)$ рассчитывают значения $k(H_0)$ и $k_д(H_0)$ с помощью соотношений (28) и (29).

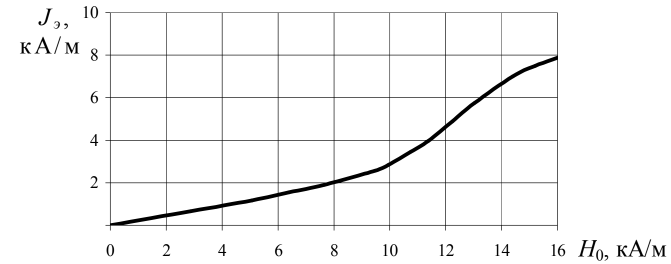

Рис. 1.

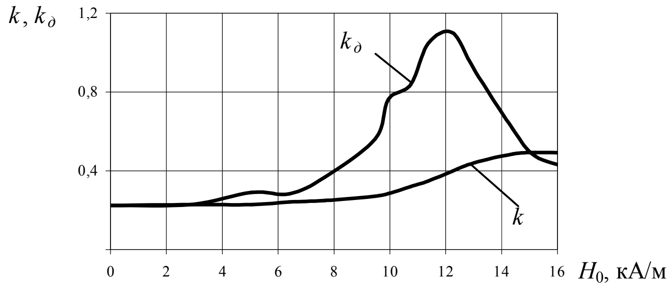

Рис. 2.

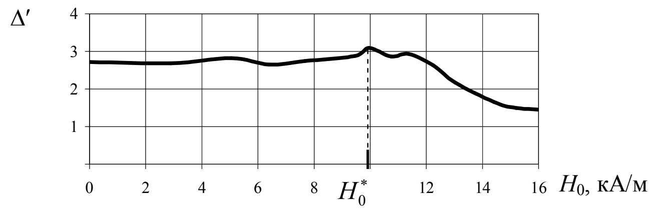

Рис. 3.

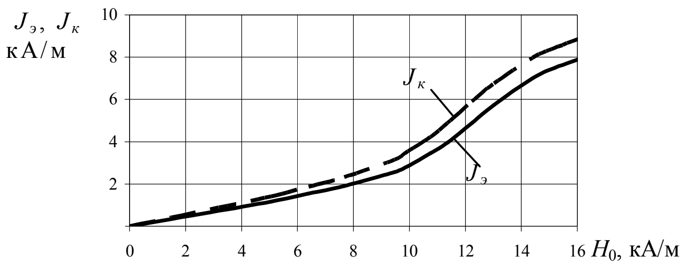

Рис. 4.

2. По формуле (24) находят методическую погрешность $\gamma_{мн}$ для каждой рабочей точки кривой намагниченности $J_э = f(H_0)$ при выбранном фиксированном значении обобщенного параметра X_d с заданной допустимой методической погрешностью $\gamma_{мд}$ согласно критерия (25). Обобщенный параметр X_d определяют из решения уравнения (26).

3. Используя (23) проводят восстановление квазистатической кривой намагниченности $J_к = f(H_0)$ на основании экспериментально полученной динамической кривой $J_э = f(H_0)$ для слабомагнитного плоского образца.

На рис. 1 показана экспериментальная кривая намагниченности $J_э = f(H_0)$ слабомагнитного плоского образца № 1, полученная на феррометрической установке с использованием рабочего и компенсационного преобразователей. Рис. 2 демонстрирует поведение относительной k и дифференциальной $k_д$ восприимчивостей в зависимости от H_0. На рис. 3 представлен график зависимости $\Delta' = f(H_0)$, здесь же показано максимальное значение $\Delta'_{\max} = 3{,}09$ при $H_0^* = 9{,}95$ кА/м. На рис. 4 приведены экспериментальная кривая намагниченности и восстановленная по методике квазистатическая зависимость $J_к = f(H_0)$ при допустимой методической погрешности $\gamma_{мд} = 0{,}25$.

Параметры слабомагнитного образца № 1: материал – нержавеющая сталь типа Х18Н10Т; $d = 0{,}35 \cdot 10^{-3}$ м; $h = 7 \cdot 10^{-3}$ м; $l = 160 \cdot 10^{-3}$ м; $\sigma = 0{,}135 \cdot 10^7$ См/м; $k(H_0^*) = 0{,}285$; $k_д(H_0^*) = 0{,}763$. Испытания проводились при частоте $f = 1000$ Гц. Напряженность H_0^* соответствует значению $\Delta' = \Delta'_{\max}$.

Таким образом, в работе проведено теоретическое и практическое восстановление квазистатической кривой намагниченности слабомагнитного плоского образца, выполненного из материала – нержавеющая сталь типа Х18Н10Т, на основании магнитных испытаний в переменном магнитном поле.

Список литературы: 1. Кифер И.И. Испытания ферромагнитных материалов. – М.: Энергия, 1969. – 360 с. **2.** Испытание магнитных материалов и систем / Под ред. А.Я. Шихина. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 376 с. **3.** *Себко В.П.*, *Игнатьева С.Н.* Определение квазистатической кривой намагничивания слабомагнитных материалов // Сборник научных трудов ХГПУ "Информационные технологии: наука, техника, технология, образование, здоровье". – Вып. 6. – Ч. 2. – Харьков: ХГПУ. – 1998. – С. 292-294. **4.** *Себко В.П.*, *Игнатьева С.Н.* Восстановление квазистатических кривых намагничивания // Український метрологічний журнал. – Харків: ДНВО "Метрологія". – 1998. – Вип. 3. – С. 28-31.