Лекция 5 --2005 г

Потенциальная энергия магнетика (тела с намагниченностью $\vec{M}$) в магнитном поле $\vec{H}$.

4.3. …..Продолжение анализа формулы $W = U_M = \int_V dV \int_0^B \vec{H} d\vec{B}$.

5.1 Потенциальная энергия тела с намагниченностью $\vec{M}$ во

внешнем поле $\vec{H}^e$ и в собственном размагничивающем поле $\vec{H}^d$.

5. 2 Потери энергии на статический гистерезис.

Литература: *1. Вонсовский С. В., Шур Я. С. Ферромагнетизм. 1948 г.*

2 .С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. ч.1. 1983 г.

3. Вонсовский С. В. Магнетизм. 1971 г.

4.Hubert A., Schafer R. Magnetic Domains. Berlin 1998 г.

4.3 …Продолжение анализа формулы $W = U_M = \int_V dV \int_0^B \vec{H} d\vec{B}$.

Продолжаем выяснять физический смысл полученного в предыдущей лекции выражения для энергии, расходуемой источником тока в процессе намагничивания различных веществ(формула выражает собой магнитную энергию системы, состоящей из токов i(A) и магнетиков(с $\vec{M}$ -намагниченностью):

$$\boxed{W = U_M = \int_V dV \int_0^B \vec{H} d\vec{B}} \qquad (4.10)$$

Ранее (предыдущая лекция) было показано, что **в случае диа- и парамагнетиков** (когда $\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}$,где $\mu \neq f(H)$) формула (4.10) переходит в энергию магнитного поля

$$\boxed{\frac{1}{2}\int_V \vec{H} \cdot \vec{B} dV = U_{м.поля}}$$

$U_{м.поля}$ в объёме V, где оно существует.

.

Следовательно, работа источника тока полностью идет на создание магнитного поля (его энергии $U_{м.поля}$) в объеме пространства V , частью которого является и объем магнетика $V_{тела}$ ($V = V_{тела} + V_{ост..простр}$).

• ***Случай ферромагнетиков.*** Если не опускать упрощающих предположений относительно зависимости $\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}$ и , тем самым, допускать зависимость магнитной проницаемости μ от напряженности поля H, (что имеет место для ферромагнетиков), тогда можно записать : $\mu=\mu(H);$

$$\vec{B} = \mu_0\mu \cdot \vec{H} = \mu_0\vec{H} + \mu_0\vec{M} \qquad (4.14)$$

$$\boxed{d\vec{B} = \mu_0 d\vec{H} + \mu_0 d\vec{M}}$$

Подробности:

$$\begin{gathered}\vec{B} = \mu_0\mu \cdot \vec{H};\\ d\vec{B} = \mu_0\mu \cdot d\vec{H} + \mu_0\vec{H}d\mu\\ \text{либо} \quad \vec{B} = \mu_0\vec{H} + \mu_0\vec{M}.\\ d\vec{B} = \mu_0 d\vec{H} + \mu_0 d\vec{M}, \quad \vec{M} = \chi\vec{H},\\ d\vec{B} = \mu_0 d\vec{H} + \mu_0\chi d\vec{H} + \mu_0\vec{H}d\chi.\\ \mu = 1 + \chi, \quad d\mu = d\chi;\end{gathered}$$

$$\boxed{d\vec{B} = \mu_0\mu \cdot d\vec{H} + \mu_0\vec{H}d\mu.} \qquad (4.15)$$

С учетом (4.14), (4.15) выражение (4.10) можно записать в виде:

$$U_M = \int_V dV \int_0^B \vec{H}d\vec{B} = \int_V dV \int_H \mu_0\vec{H}d\vec{H} + \int_V dV \int_I \mu_0\vec{H}d\vec{M},$$

$$\boxed{U_M = \frac{1}{2}\mu_0 \int_V \vec{H}^2 dV + \int_{V_T} dV \cdot \mu_0 \int_I \vec{H}d\vec{M}} \ . \qquad (4.16)$$

В (4.16) первый интеграл (интегрирование ведется по всему объему V пространства, где существует магнитное поле)

$$\frac{1}{2}\mu_0\int_V \vec{H}^2 dV = \boxed{\frac{1}{2}\int_V \vec{H}\cdot\vec{B}_0 dV = U_{0.поля}} \qquad (4.17)$$

представляет собой энергию магнитного поля $\vec{H}$ в вакууме (где $\vec{B}_0 = \mu_0\vec{H}$;μ=*1*) .

Второй интеграл (берется по объему магнетика $V_т$, где $M \neq 0$)

$$\boxed{U_{м.поля;V_T} = \oplus\int_{V_T} dV \cdot \mu_0 \int_M \vec{H}d\vec{M}} \qquad (4.18)$$

представляет собой энергию, которая расходуется источником эл. тока при намагничивании магнетика с объемом $V_т$ (в том числе и в ферромагнетике) где имеет место процесс намагничивания *"I-H"*. *(Подробнее об этом интеграле-слагаемом будет идти речь далее).* Таким образом, подчеркнем еще раз, что в формуле (4.16) первое слагаемое – энергия магнитного поля в вакууме, второе слагаемое – энергия поля в объеме магнетика (затрачиваемая источником на намагничивание магнетика в координатах *"I-H"*).Очевидным (по физическому смыслу) является и то, что величина

$$U_{тела} = -\frac{1}{2}\mu_0\int_{V_T} \vec{H}\cdot\vec{M}dV \qquad (4.19)$$

является энергией магнетика в поле H; различие между (4.18) и (4.19), как видно сводится к противоположным знакам «+» и «-» перед интегралами: $\boxed{U_{м.поляV_T} = -U_{тела}}$

<u>Дополнительный анализ (толкование слагаемых) формулы (4.16).</u>

Выражение (4.16), первый его интеграл (энергия магнитного поля в вакууме U_0), можно представить в другом виде, осуществив очевидную замену (что часто делают):

$$\mu_0\vec{H}^2 = \mu_0\vec{H}\cdot\vec{H} = \vec{H}\left(\vec{B} - \mu_0\vec{M}\right). \qquad (4.20)$$

Последнее дает:

$$U_M = \int_V dV \int_B \vec{H} d\vec{B} = \frac{1}{2}\int_V \vec{H}\cdot\vec{B}dV - \frac{1}{2}\mu_0 \int_{V_T} \vec{H}\cdot\vec{M}dV + \mu_0 \int_{V_T} dV \int_M \vec{H}d\vec{M} \qquad (4.21)$$

Ниже записанные выражения, входящие в последнюю формулу, представляют собой:

$$\boxed{U_{м.поля} = \frac{1}{2}\int_V \vec{H}\cdot\vec{B}dV} - \qquad (4.22)$$

энергию магнитного поля, создаваемого токами проводимости, во всем объеме, где существует поле (V – объем всего пространства, где имеется поле, этот объем может быть полностью заполнен веществами); формула справедлива и для ферромагнетиков;

$$\boxed{U_{м.поля;V_T} = +\frac{1}{2}\mu_0 \int_{V_T} \vec{H}\cdot\vec{M}dV} \qquad (4.23)$$

энергия магнитного поля, заключенного в объеме тела с намагниченностью $\vec{M}$ формула справедлива и для ферромагнетиков (см. ранее 4.18);

наконец - $$\boxed{U_{м.тела} = -\frac{1}{2}\mu_0 \int_{V_T} \vec{H}\cdot\vec{M}dV} - \qquad (4.24)$$

энергия магнетика с намагниченностью $\vec{M}$ в магнитном поле напряженностью $\vec{H}$.

5.1 Потенциальная энергия тела с намагниченностью $\vec{\mathrm{M}}$ во внешнем поле $\mathbf{H}^{e}$ и в собственном размагничивающем поле $\vec{\mathrm{H}}^{d}$.

При анализе (при проведении экспериментальных исследований и анализе полученных результатов) часто приходится пользоваться выражением типа (4.24). Поэтому ниже остановимся на физическом смысле этого выражения:

$$\boxed{U_{м.тела} = -\frac{1}{2}\mu_0 \int_{V_T} \vec{H}\cdot\vec{M}dV} \qquad (5.1)$$

Этот интеграл берется по объему тела V_T (только там $\vec{M} \neq 0$) и представляет собой энергию магнетика (в том числе и ферромагнетика) в магнитном поле $\vec{H}$. (Следует заметить, что для диа- и парамагнетиков [см. Матвеев А.Н., Электричество., Стр. 328 - 329] взятое со знаком "+" выражение типа (15.8) дает энергию магнитного поля, заключенного в объеме магнетика V_T).

***Примечание 1**: приведенная в книге Матвеев А.Н., Электричество. Стр. 328 – 329*

формула $$U = +\frac{1}{2}\mu_0 \int_M \vec{H} \cdot \vec{M} dV$$

также названа как энергия магнетика в магнитном поле. Но это не совсем корректно, ибо выражение с "+" представляет собой (и по смыслу) энергию поля в объеме магнетика V_T.

Учитывая, что внутреннее магнитное поле $\vec{H}^i$ (его напряженность) связана с внешним $\vec{H}^e$ и собственным размагничивающим $\vec{H}$ полями с помощью формулы:

$$\vec{H}^{.i} \equiv \vec{H} = \vec{H}^e + \vec{H}^d \tag{5.2}$$

выражение (5.1) перепишем в виде:

$$U_M = -\frac{1}{2}\mu_0 \int_{V_T} \vec{H} \cdot \vec{M} dV = -\frac{1}{2}\mu_0 \int_{V_T} \vec{H}^e \cdot \vec{M} dV - \frac{1}{2}\mu_0 \int_{V_T} \vec{H}^d \cdot \vec{M} dV \tag{5.3}$$

Входящие в (5.4) слагаемые имеют очевидный смысл:

$$F_e = -\frac{1}{2}\mu_0 \int_{V_T} \vec{H}^e \vec{M} dV \tag{5.4}$$

– энергия магнетика(ов) во внешнем магнитном поле $\vec{H}^e$;

$$F_d = -\frac{1}{2}\mu_0 \int_{V_T} \vec{H}^d \vec{M} dV \tag{5.5}$$

– энергия магнетика (системы магнетиков) в собственном размагничивающем поле $\vec{H}^d$ (магнитостатическая энергия образца).

Вообще говоря, (5.4), (5.5) это формулы для системы, состоящей из некоторого количества "n" – магнетиков. Уточнение [см. Вонсовский С. В., Шур Я. С. Ферромагнетизм. 1948 г., стр. 32, 288 – 291] показывает, что для одного (изолированного) магнетика следует брать энергию F^e без множителя "1/2", т.е. в виде:

$$F_e = -\mu_0 \int\limits_{V_T} \vec{H}^e \vec{M} dV \qquad (5.6)$$

Выражения для объемных плотностей энергий (5.5) и (5.6) соответственно запишутся:

$$\boxed{f_м = -\frac{1}{2}\mu_0 \vec{H}^d \vec{M}} \qquad (5.7)$$

объемная плотность магнитостатической энергии магнетика (в том числе ферромагнетика);

$$\boxed{f_e = -\mu_0 \vec{H}^e \vec{M}} \qquad (5.8)$$

– объемная плотность энергии магнетика во внешнем поле $\vec{H}^e$.

Напряженность размагничивающего поля $\vec{H}^d$ в (5.7) определяется как градиент магнитного потенциала (скалярного)

$$\varphi_m = \frac{1}{4\pi}\int\limits_{v_T} \frac{-div\vec{M}}{r} dV + \frac{1}{4\pi}\int\limits_{S_T} \frac{M_{2n} - M_{1n}}{r} dS \qquad (5.9)$$

где можно обозначить:

$\rho_m = -\mu_0 div\vec{M}$ - объемная плотность магнитных зарядов,

$\sigma_m = \mu_0 (M_{2n} - M_{1n})$ - поверхностная плотность магнитных зарядов, что известным образом трансформирует предыдущую формулу (5.9)

Поэтому , используя известную формулу $\vec{H}^m = -grad\varphi_m$ получаем:

$$\vec{H}^m = \frac{1}{4\pi}\int\limits_{V_T} \frac{-div\vec{M} \cdot \vec{r}}{r^3} dV + \frac{1}{4\pi}\int\limits_{S_T} \frac{(M_{2n} - M_{1n})\vec{r}}{r^3} dS$$

Расчеты $\vec{H}^d$ для тел произвольной формы весьма сложны, так как приходится вычислять тройные интегралы от этих функций.

В случае если магнетики имеют форму эллипсоидов вращения (сферы, эллипсоида, диска, цилиндра), намагниченность $\vec{M}$ однородна по объему тела, при этом $div\vec{M}=0,$ так как $\vec{M} \neq \vec{M}\ (r)$, и тогда $\vec{H}^{d}$ определяется только скачками нормальной составляющей намагниченности $\Delta M_n = \left(M_{2n} - M_{1n}\right)$ на границах магнетика. В таких случаях возможны более точные расчеты поля по формулам вида:

$$\boxed{\vec{H}^{d} = -N_{ik}\vec{M}} \qquad (5.10)$$

где N_{ik} – тензор размагничивающих коэффициентов, являющийся тензором второго ранга. Необходимо также иметь в виду, что это символическая запись формулы, и принять во внимание следующие соотношения.

Подробнее:

$\vec{H}^{d}$ = - N_{ik} $\vec{M}$ - означает, что $\vec{H}$ линейно зависит от $\vec{M}$, так что H_i^d = - $N_{ji}M_j$.

Во вторых $\mathrm{N_{ik}}$ – тензорная величина $\vec{H}^{d} = \sum H_i^d\ \vec{e}_i$**.**

Для эллипсоида вращения в системе координат *{x_1, x_2, x_3}*, оси которой совпадают с главными осями *(a, b,c)* эллипсоида вращения, тензор N_{ik} принимает вид:

$$N_{ik} = N_{ii} = \begin{pmatrix} N_1 & 0 & 0 \\ 0 & N_2 & 0 \\ 0 & 0 & N_3 \end{pmatrix} \qquad (5.11)$$

Поэтому:

$$\vec{H}^{d} = -\begin{pmatrix} N_1 & 0 & 0 \\ 0 & N_2 & 0 \\ 0 & 0 & N_3 \end{pmatrix}\left(M_1\vec{e}_1 + M_2\vec{e}_2 + M_3\vec{e}_3\right) \equiv \qquad (5.12)$$

$$\equiv -\left(N_1M_1\vec{e}_1 + N_2M_2\vec{e}_2 + N_3M_3\vec{e}_3\right)$$

Тогда формулу (5.10) следует понимать так (в раскрытом виде):

:

$$H_1^{\ d} = N_{1j}M_j = N_{11}M_1 + \underbrace{N_{12}M_2}_{0} + \underbrace{N_{13}M_3}_{0} \qquad (5.13)$$

$$H_2^{\ d} = N_{2j}M_j = \underbrace{N_{21}M_1}_{0} + N_{22}M_2 + \underbrace{N_{23}M_3}_{0}$$

$$H_3^{\ d} = N_{3j}M_j = \underbrace{N_{31}M_1}_{0} + \underbrace{N_{32}M_2}_{0} + N_{33}M_3.$$

Таким образом, формула для $f_м$ с учетом (5.13) запишется в виде:

$$f_m = -\frac{1}{2}\mu_0 \vec{H}^d \cdot \vec{M} = +\frac{1}{2}\mu_0\left(N_1 M_1 \vec{e}_1 + N_2 M_2 \vec{e}_2 + N_3 M_3 \vec{e}_3\right)\left(M_1 \vec{e}_1 + M_2 \vec{e}_2 + M_3 \vec{e}_3\right) =$$
$$= \frac{1}{2}\mu_0\left(N_1 M_1^2 + N_2 M_2^2 + N_3 M_3^2\right) = \frac{1}{2}\mu_0 \sum_{i=1}^{3} N_i M_i^2 .$$

Или:

$$\boxed{f_м = \frac{1}{2}\mu_0 \sum_{i=1}^{3} N_i M_i^2 .} \qquad (5.14)$$

…………………………………………………………………………………………….

Дополнение 1:

Пример образования тензора второго ранга. Пусть имеются два вектора $\vec{A}$ и $\vec{B}$ *линейно зависимые друг от друга так что (в общем случае* $\vec{A}$ *не колинеарен* $\vec{B}$*) компоненты первого из них* A_i *являются линейными функциями второго* B_i*:*

$$A_i = \alpha_{ij} B_j,$$

где суммирование ведется по дважды повторяющемуся индексу j.

$$A_1 = \alpha_{1j} Bj = \alpha_{11} B_1 + \alpha_{12} B_2 + \alpha_{13} B_3;$$
$$A_2 = \alpha_{2j} Bj = \alpha_{21} B_1 + \alpha_{22} B_2 + \alpha_{23} B_3; \qquad (1)$$
$$A_3 = \alpha_{3j} Bj = \alpha_{31} B_1 + \alpha_{32} B_2 + \alpha_{33} B_3.$$

Каждая из компонент A_i *вектора* $\vec{A}$ *в общем случае является функцией сразу трех компонент.*

Совокупность коэффициентов α_{ij} *в (1) записывают в виде таблицы (матрицы) и называют тензором* (α_{ij})*:*

$$\left(\alpha_{ij}\right) = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} & \alpha_{13} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} & \alpha_{23} \\ \alpha_{31} & \alpha_{32} & \alpha_{33} \end{pmatrix} \qquad (2)$$

Линейную зависимость векторов $\vec{A}$ и $\vec{B}$ *в виде (1) иногда записывают в символическом виде*

$$\vec{A} = \left(\alpha_{ij}\right)\vec{B}$$

что означает, конечно, уравнения (1).

Именно это имеется в виду, когда пишут $\vec{H}$ =-N$\vec{M}$ = - N_{ik} $\vec{M}$.

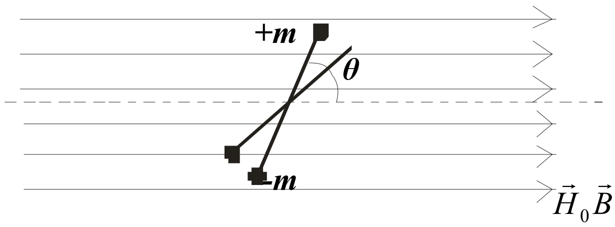
……………………………………………………………………………………………..

- ***Дополнение 2.*** Выражение для потенциальной энергии F_e намагниченного тела во внешнем магнитном поле $\vec{H}^e$, а также выражение для F - магнитостатической энергии можно получить [Вонсовский С. В., Шур Я. С. Ферромагнетизм. 1948 г., стр. 288] в рамках дипольного описания магнетиков

Получим формулу $$f_e = -\frac{1}{2}\vec{H}^e \cdot \vec{M}$$ [см.(5.7)]

Для этого представим магнетик, как систему, состоящую из элементарных магнитных диполей с моментами $\vec{P}_i = m\vec{l}$. Нетрудно показать, что потенциальная энергия каждого диполя $\vec{P}_i$ относительно внешнего магнитного поля $\vec{H}^e$ равна:

$$U_i = -\mu_0\left(\vec{P}_i \cdot \vec{H}^e\right) = -\mu_0 P_i \cdot H^e \cos\theta \qquad (5.15)$$



$\vec{H}_0$ - напряженность магнитного поля в вакууме,

$\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}_0$ - индукция магнитного поля в вакууме,

θ – угол между осью диполя и вектором $\vec{B}_0$.

Благодаря действию кулоновских сил, действующих на магнитные заряды (m^+ и m^-):

$$\vec{F}_1 = +m\vec{B} = +m\mu_0\vec{H}; \quad \vec{F}_2 = -m\vec{B} = -m\mu_0\vec{H} \qquad (5.16)$$

диполь получает вращательный момент $\vec{M}$ и начинает вращаться в сторону уменьшения угла θ:

$$\vec{L} = \left[\vec{P}_i \times \vec{B}_0\right]; \quad \left|\vec{L}\right| = P_i \cdot \mu_0 \cdot \vec{H}^e \cdot \sin\theta. \qquad (5.17)$$

При повороте на угол dθ над диполем проводится со стороны поля работа, т.е он получает энергию: $dU_i = M \cdot d\theta = P_i \cdot B \cdot \sin\theta \cdot d\theta.$

Следовательно, полная энергия диполя:

$$U_i = \int dU_i = P_i B \int \sin\theta \cdot d\theta = -P_i B \cos\theta = -\mu_0 \cdot P_i \cdot H \cdot \cos\theta$$

$$U_i = -\left(\vec{P}_i \cdot \vec{B}_0\right) = -\mu_0\left(\vec{P}_i \cdot \vec{H}_0\right) = -\mu_0 \cdot P_i \cdot H^e \cdot \cos\theta. \qquad (5.18)$$

Это и есть энергия диполя во внешнем магнитном поле.

Просуммировав полученное выражение по объему магнетика (по единице его объема) получим выражение для плотности потенциальной энергии магнетика во внешнем магнитном поле с индукцией $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}_0$. Для единицы объёма тела:

$$f_e = -\mu_0 \vec{H}^e \sum_{ед.объема} \vec{P}_i = -\mu_0 \left(\vec{H}^e \cdot \vec{M} \right), \text{ т. к. } \frac{\sum \vec{P}_i}{V} = \vec{M}.$$

$$f_e = -\mu_0 \left(\vec{H}^e \cdot \vec{M} \right) = -\mu_0 H^e M \cos\theta \qquad (5.19)$$

В соответствии с теорией эквивалентности Ампера (для диполей и круговых токов) этот вывод можно целиком перенести на и на магнетики, в которых элементарными моментами $\vec{P}_i$ являются моменты круговых токов. И, наконец, аналогичным путем (Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. ч.1. 1983 г., стр. 33 – 45) можно вычислить энергию размагничивающего поля:

$$F_m = -\frac{1}{2} \mu_0 \int_{V_T} \vec{H}^m \cdot \vec{M} \, dV \, . \qquad (5.20)$$

---

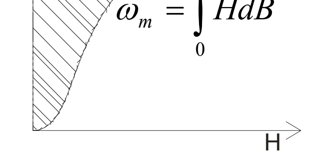
5. 2 Потери энергии на статический гистерезис.

•*Потери энергии на магнитный гистерезис. (Работа, выполняемая прициклическом перемагничивании).*

Как мы ранее установили, объмная плотность энергии (работы), расходуемой источником тока в процессе намагничивания магнетика, задается выражением:

$$\omega_м = \int_0^B \vec{H} d\vec{B}$$

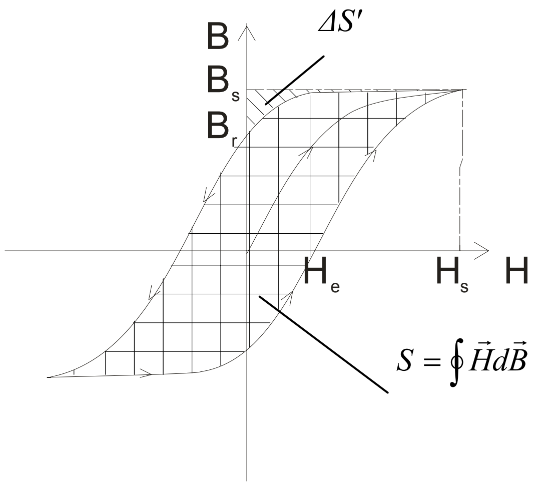
и равна площади фигуры ограниченной кривой *B(H)* и осью индукции *OB* в координатах *"H"-"B"*.



Эта энергия (работа) в случае ферромагнетиков не полностью идет на создание магнитного поля во всем окружающем пространстве (не вся превращается в энергию магнитного поля в веществе):

$$U_m = \int\limits_V dV \int\limits_B \vec{H} d\vec{B} \neq \frac{1}{2} \int\limits_V \vec{H} \cdot \vec{B} dV = U_{м.поля}, \ .$$

Часть (ΔS – часть площади) из $\int\limits_V dV \int\limits_B \vec{H} d\vec{B}$ энергии источника безвозвратно теряется, расходуется на преодоление внутренних коэрцитивных сил (сил магнитной анизотропии, внутренних напряжений, тепловых колебаний в решетке атомов и др.), мешающих намагничиванию вещества. Эта часть ΔS энергии превращается в конечном счете в тепловую энергию, вследствие чего ферромагнетик при намагничивании нагревается и тем больше, чем сильнее выражен гистерезис. Другая часть идет на увеличение энергии поля, часть энергии $\Delta S'$ возвращается в цепь в виде экстратоков самоиндукции (при выключении тока).



$$\left[\frac{Дж}{м^3}\right] = \left[Тл \cdot \frac{A}{м}\right]$$

За один цикл перемагничивания (когда поле меняется от $+H_s$ до $-H_s$ и снова до $+H_s$, индукция меняется от $+B_s$ до $-B_s$ и снова до $+B_s$) в тепло переходит энергия (в расчете на единицу объема магнетика) равная площади петли одного цикла гистерезиса:

$$S = \oint \vec{H} d\vec{B} \tag{5.21}$$

Эту величину называют потерями энергии на статический гистерезис. Поэтому, для измерения потерь энергии на статический гистерезис необходимо экспериментально снять петлю гистерезиса, измерить ее площадь $S=[Дж/м^3]=[Тл \cdot A/м]$.

На практике, потери энергии на перемагничивание измеряются в материалах при их перемагничивании переменными токами с частотой $f = 50$ *Гц*; т. е. за 1с ферромагнетик испытывает 50 циклов перемагничивания. Тогда, очевидно, потери энергии (только на статический гистерезис) на перемагничивание единицы объема ферромагнетика за 1с составят, (это называют мощностью потерь в единице объема):

$$P'_{Г} = S \cdot f = \left(\oint \vec{H}d\vec{B}\right) \cdot f \qquad (5.22)$$

Удельной мощностью потерь энергии называют потери энергии на гистерезис в единице массы ферромагнетика за 1секунду:

$$P_{уд} = \frac{\left(\oint \vec{H}d\vec{B}\right) \cdot f}{\rho} = \frac{S \cdot f}{\rho} \qquad (5.23)$$

В формуле (5.23) обозначено:

[$P_{уд}$]=[*Вт/кг*] – удельная мощность потерь на гистерезис,

$S = \oint \vec{H}d\vec{B}$ *=[Дж/м^3]* – площадь петли (одного цикла перемагничивания) магнитного гистерезиса,

[ρ]=кг/м^3 – удельная масса вещества,

f = 50 1/с = 50 Гц – частота перемагничивания.

Моделируя петлю гистерезиса эллипсом, площадь можем рассчитать следующим образом:

$$\omega = \oint \vec{H}d\vec{B} = S_{дин.петли.}$$

$$S_{дин.петли} = \int_{t=0}^{t=T} HdB = \int_{t=0}^{t=T} H_m \sin\omega t \cdot d\left(B_{1m}\sin\omega t - B_{2m}\cos\omega t\right) =$$

$$= \int_0^T H_m \sin\omega t \cdot \left(B_{1m}\cos\omega t - B_{2m}\sin\omega t\right) d\left(\omega t\right) = \qquad (5.24)$$

$$= \pi H_m B_{2m} = \pi\mu_0\mu^2 H_m^2,$$

$$S_{дин.петли} = \pi H_m B_m \sin\delta.$$

(Конец лекции №5)