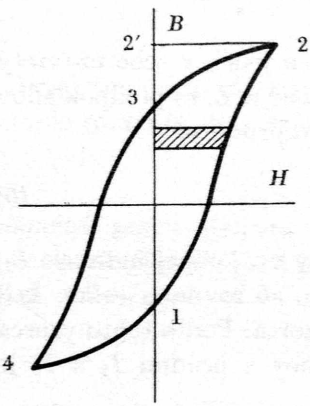
Z porovnania výsledkov (a) a (b) vyplýva, že $L_{12} + L_{21} = 2L_{21}$, alebo $L_{12} = L_{21}$, čo sme práve chceli dokázať. V dôsledku tejto rovnosti koeficient vzájomnej indukcie medzi dvoma okruhmi je vlastne len jeden; označuje sa dosť často písmenom M. Možno o ňom dokázať, že spĺňuje vzťah $M^2 \gtreqless L_1L_2$, v ktorom L_1 a L_2 sú vlastné indukčnosti obidvoch okruhov. Podiel $k = \dfrac{M}{\sqrt{L_1L_2}} \gtreqless 1$ nazýva sa *koeficientom* ich vzájomnej *väzby* alebo *spriahnutia*.

Príklad 1. Vypočítame energetické hysterézne straty pri premagnetúvaní feromagnetického materiálu. Za tým účelom majme na mysli toroid zhotovený z takéhoto materiálu, nesúci vinutie tvorené N závitmi izolovaného drôtu.



Obr. 6.8.

Ak je vinutie pripojené na svorky zdroja prúdu, práca zdroja, potrebná na vytvorenie magnetického poľa v jadre vinutia, podľa vzorca odvodeného hneď na počiatku tohoto článku, je

$$\mathrm{d}A = I\,\mathrm{d}\Phi = I\,\mathrm{d}(SNB)$$

ak S je plošný obsah prierezu toroidálneho jadra. Ak R je polomer jeho hlavnej kružnice, je $I = \dfrac{2\pi RH}{N}$, teda

$$\mathrm{d}A = 2\pi RS\,.\,H\,\mathrm{d}B = V\,.\,H\,\mathrm{d}B$$

Práca $\mathrm{d}A$, prepočítaná na objemovú jednotku magnetovaného materiálu, je teda

$$\mathrm{d}A = H\,\mathrm{d}B$$

Grafickým obrazom súčinu $H\,\mathrm{d}B$ na *obr. 6.8* je šrafovaním vyznačený prúžok. Práca zodpovedajúca prechodu z bodu *1* do bodu *2* je teda daná plochou *1—2—2′* a práca zodpovedajúca prechodu z bodu *1* do bodu *3* cez bod *2* plochou určenou bodmi *1, 2* a *3*, lebo prechodu *2—3* zodpovedajúca práca vonkajšieho zdroja prúdu je záporná, keďže tu $H > 0$, avšak $\mathrm{d}B < 0$. Podľa tohoto výsledku celej hysteréznej slučke zodpovedajúca práca, prepočítaná na objemovú jednotku magnetovaného materiálu, je daná plochou hysteréznej slučky.

6.4. Hustota energie v magnetickom poli. Vzorec (6.3.4) vyjadruje energiu sústavy okruhov s prúdmi pomocou týchto prúdov. Keďže táto energia je podmienená existenciou magnetického poľa v okolí vodičov, súdime, že sídlom energie sústavy vodičov s prúdmi nie sú vodiče prúdu, ale ich spoločné magnetické pole. Pre túto príčinu práve tak, ako sme v čl. 1.14 vyjadrili energiu sústavy vodičov s elektrickými nábojmi pomocou veličín charakterizujúcich ich spoločné elektrické pole, vyjadríme aj energiu sústavy okruhov s elektrickými prúdmi pomocou veličín charakterizujúcich ich magnetické pole a budeme ju považovať za energiu tohto poľa.

Postupnou úpravou vzorca (6.3.4) dostávame:

$$U_m = \sum_k \frac{1}{2} I_k \Phi_k = \sum \frac{1}{2} I_k \int \mathbf{B} \,.\, \mathrm{d}\mathbf{S}_k = \sum \frac{1}{2} I_k \int \operatorname{rot} \mathbf{P} \,.\, \mathrm{d}\mathbf{S}_k =$$

$$= \sum \frac{1}{2} I_k \oint \mathbf{P} \,.\, \mathrm{d}\mathbf{s}_k = \frac{1}{2} \int \mathbf{P} \,.\, I \,\mathrm{d}\mathbf{s} \tag{1}$$

kde $\mathbf{P}$ je vektorový potenciál v magnetickom poli (pozri čl. 4.4) a v poslednom výraze naznačená integrácia sa počíta postupne pozdĺž všetkých okruhov. Keď v tomto výraze prúdový element $I\,\mathrm{d}\mathbf{s}$ vyjadríme pomocou jeho správnejšieho tvaru $\mathbf{i}\,\mathrm{d}\tau$, bude tiež

$$U_m = \frac{1}{2} \int (\mathbf{P} \,.\, \mathbf{i}) \,\mathrm{d}\tau \tag{2}$$

a objemovú integráciu naznačenú v tomto vzorci môžeme vzťahovať už aj na okolie vodičov prúdu, lebo miesta, kde prúd nie je, je $\mathbf{i} = 0$, takže tieto k integrálu ničím neprispievajú. Všimnime si podobnosť vzorcov (1) a (2) so vzorcami (1.14.1) a (1.14.2).

Podľa vzorca (4.9.5) v poli ustálených prúdov je rot $\mathbf{H} = \mathbf{i}$. Je preto tiež

$$U_m = \frac{1}{2} \int (\mathbf{i} \,.\, \mathbf{P}) \,\mathrm{d}\tau = \frac{1}{2} \int (\nabla_H \times \mathbf{H}) \,.\, \mathbf{P} \,\mathrm{d}\tau = \frac{1}{2} \int \nabla_H \,.\, (\mathbf{H} \times \mathbf{P}) \,\mathrm{d}\tau =$$

$$= \frac{1}{2} \int \nabla \,.\, (\mathbf{H} \times \mathbf{P}) \,\mathrm{d}\tau - \frac{1}{2} \int \nabla_P \,.\, (\mathbf{H} \times \mathbf{P}) \,\mathrm{d}\tau = \frac{1}{2} \int (\nabla_P \times \mathbf{P}) \,.\, \mathbf{H} \,\mathrm{d}\tau =$$

$$= \frac{1}{2} \int (\mathbf{H} \,.\, \mathbf{B}) \,\mathrm{d}\tau$$

teda

$$U_m = \int \frac{\mathbf{H} \,.\, \mathbf{B}}{2} \,\mathrm{d}\tau \tag{3}$$

lebo integrál $\frac{1}{2} \int \nabla \,.\, (\mathbf{H} \times \mathbf{P}) \,\mathrm{d}\tau$ sa rovná nule pre podobné príčiny, pre ktoré sa rovná nule integrál $\frac{1}{2} \int \nabla \,.\, (V\mathbf{D}) \,\mathrm{d}\tau$. (Pozri čl. 1.14.)

Podľa vzorca (3) hustota energie v magnetickom poli ustálených prúdov je

$$u_m = \frac{\mathbf{H} \,.\, \mathbf{B}}{2} \tag{4}$$