

Úloha 17

Hysterezní smyčka

Magnetizace a magnetická intenzita

Magnetismus na úrovni atomů vzniká pohybem elektronů kolem jader. Pohyb elektronů je **tok elektrického proudu**, který **vytváří magnetické pole**. Každému atomu (molekule) lze přiřadit magnetický moment. Látky jsou složeny z mnoha atomů (molekul). Pokud taková látka není ve vnějším magnetickém poli, pak vlivem náhodného tepelného pohybu částic bude magnetický moment každé částice směřovat náhodným směrem. Pokud sečteme přes všechny částice látky, dostaneme nulový celkový magnetický moment $\sum_i \vec{m}_i = 0$

Pokud se daná látka bude nacházet ve vnějším magnetickém poli, tak se magnetické momenty částic alespoň částečně naorientují ve směru vnějšího pole (tepelný pohyb bude narušovat úplné seřazení, ale již nebude úplně náhodná orientace magnetického momentu částic). Celkový magnetický moment všech částic látky již bude nenulový $\sum_i \vec{m}_i \neq 0$. O látce

řekneme, že se zmagnetovala. Tento její stav popisuje veličina zvaná magnetizace \vec{M} . **Magnetizace je zavedena jako celkový magnetický moment látky vztažený na objem látky**

$$\vec{M} = \frac{\sum_i \vec{m}_i}{V} = \frac{d\vec{m}}{dV}. \quad (1)$$

Jedná se tedy o objemovou hustotu magnetického momentu. Zápis se sumou popisuje magnetizaci látky jako celku. Zápis s derivací popisuje magnetizaci lokálně v nějakém místě látky. Vlivem působení vnějšího magnetického pole se může dočasně či trvale zmagnetovat daná látka v závislosti na její vnitřní struktuře. Naorientování železných pilin do tvaru magnetických indukčních čar je způsobeno jejich dočasným zmagnetováním vlivem působícího vnějšího magnetického pole.

Mějme nyní případ, kdy se látka bude nacházet ve vnějším magnetickém poli \vec{B}_0 . Již víme, že v látce dojde k částečnému nasměrování magnetických momentů částic. Vlivem toho můžeme pro magnetickou indukci \vec{B} uvnitř látky psát

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m, \quad (2)$$

kde magnetická indukce \vec{B}_m je dodatečné magnetické pole uvnitř látky, které vzniklo jejím zmagnetováním vlivem působení vnějšího magnetického pole. Přesněji dojde k tomu, že kolmá složka vektoru magnetického momentu atomů k vektoru magnetické indukce vnějšího pole je stále náhodná a celkově se tak nasčítá na nulu. Na druhou stranu již ale máme nenáhodnou rovnoběžnou složku magnetického momentu atomů k vektoru magnetické

indukce vnějšího pole a celkově se tak nasčítá na nenulovou hodnotu. Důsledkem toho platí pro dodatečnou magnetickou indukci, že je rovnoběžná s vnějším polem a je nějakým násobkem indukce vnějšího pole $\vec{B}_m = \chi_m \vec{B}_0$. Tento násobek značíme χ_m (malé řecké písmeno chí) a nazývá se **magnetická susceptibilita**. Pro celkovou indukci uvnitř látky pak platí

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m = \vec{B}_0 + \chi_m \vec{B}_0. \quad (3)$$

Tento vztah můžeme dále rozepsat jako

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \chi_m \vec{B}_0 = (1 + \chi_m) \vec{B}_0 = \mu_r \vec{B}_0, \quad (4)$$

kde $\mu_r = 1 + \chi_m$ je **relativní permeabilita** prostředí. Relativní permeabilita i magnetická susceptibilita jsou bezrozměrné veličiny. Zavádí se také **permeabilita μ** vztahem

$$\mu = \mu_r \mu_0, \quad (5)$$

kde $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N} \cdot \text{A}^{-2}$ se nazývá **permeabilita vakua**.

Ze vztahu (4) vidíme, že platí

$$\vec{B} = \mu_r \vec{B}_0. \quad (6)$$

Magnetická indukce pole vzbuzeného v látkovém prostředí je μ_r násobkem magnetické indukce ve vakuu, protože vlivem naorientování magnetických momentů částic látky dojde ke změně pole uvnitř látky. Tato změna může pole uvnitř látky zesilovat i zeslabovat. Relativní permeabilita může tudíž nabývat hodnot menších i větších než jedna a magnetická susceptibilita může být jak kladná, tak záporná.

Vlivem vnějšího magnetického pole \vec{B}_0 dochází v látce k natáčení magnetických momentů částic. Tento jev je popsán vektorem magnetizace \vec{M} . Úpravou vztahu (3)

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \chi_m \vec{B}_0 \quad (7)$$

vydělením permeability vakua dostaneme

$$\frac{\vec{B}}{\mu_0} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} + \frac{\chi_m \vec{B}_0}{\mu_0}, \quad (8)$$

kde druhý člen na pravé straně popisuje zmagnetování a lze dokázat, že je přímo roven vektoru magnetizace $\vec{M} = \frac{\chi_m \vec{B}_0}{\mu_0}$. Po přepsání dostaneme

$$\frac{\vec{B}}{\mu_0} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} + \vec{M} \quad (9)$$

$$\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} \quad (10)$$

a to je definiční vztah pro veličinu, která se nazývá **magnetická intenzita** \vec{H}

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}. \quad (11)$$

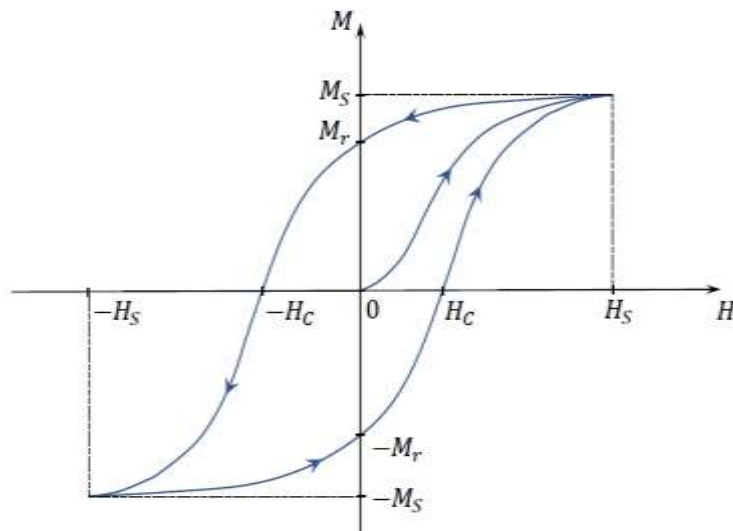
Je zřejmé, že platí i druhá rovnost ve vztahu (10)

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}. \quad (12)$$

Již jsme odvodili vztah (6) mezi magnetickou indukcí v látkovém prostředí a ve vakuu. Pokud do něj dosadíme ze vztahu (12) za \vec{B}_0 , tak bude platit

$$\vec{B} = \mu_r \vec{B}_0 = \mu_r \mu_0 \vec{H} = \mu \vec{H}. \quad (13)$$

Hysterezní křivka



Obr. 1 – hysterezní křivka

Pro feromagnetické látky je magnetizace M složitou nelineární funkcí intenzity H vnějšího magnetického pole (obr. 1). Graf závislosti $M = f(H)$ se nazývá **hysterezní křivka (smyčka)**. **Hysterezní smyčka je uzavřená středově symetrická křivka**, která má několik oblastí.

Zvětšujeme-li v dosud nezmagnetované feromagnetické látce intenzitu H vnějšího magnetického pole od nuly do hodnoty H_s , při které je dosaženo stavu nasycení (saturace), mění se

magnetizace M látky až do hodnoty M_s , která se nazývá **nasycená (saturační) magnetizace**. Zmenšujeme-li intenzitu H vnějšího magnetického pole z hodnoty H_s , tak dojde k poklesu magnetizace, ale po úplném odstranění vnějšího pole $H = 0$ již neklesne magnetizace na nulu, ale má nenulovou hodnotu M_r nazývanou **remanentní (zbytková) magnetizace**. To znamená, že u feromagnetické látky nyní existuje vnitřní magnetické pole, i když vnější magnetické pole nepůsobí $H = 0$.

Abychom úplně odmagnetovali feromagnetikum, musíme na něj působit magnetickým polem opačného směru (tudíž záporné číslo), než mělo pole v předešlé etapě magnetování a jehož intenzita má velikost $-H_c$. Této veličině říkáme **koercitivní intenzita (síla)**. Při dalším zvyšování intenzity H vnějšího magnetického pole do hodnoty $-H_s$, dosáhneme opět nasycené magnetizace $-M_s$. Při stejně intenzivním vnějším poli opačného směru dostáváme i stejné velkou magnetizaci opačného směru uvnitř látky. Mění-li se potom intenzita H od $-H_s$ do H_s , tak se mění i magnetizace. Pro hodnotu $H = 0$ dostaneme remanentní magnetizaci $-M_r$ a pro hodnotu H_s uzavřeme křivku vrácením se do hodnoty nasycené magnetizace M_s .

Hlavní příčinou magnetické hystereze je závislost magnetizace feromagnetika nejen na stavu látky v daném okamžiku, ale i na předchozím průběhu magnetizace. Při cyklickém přemagnetování feromagnetické látky koná magnetické pole práci, která se přeměňuje na teplo, jímž se látka ohřívá. Práce spotřebovaná v objemové jednotce feromagnetické látky při jednom magnetizačním cyklu je přímo úměrná ploše hysterezní smyčky.

Magneticky tvrdá feromagnetika se vyznačují velkou koercitivní intenzitou a širokou hysterezní smyčkou s velkým plošným obsahem. Jsou to např. uhlíkové, wolframové, chromové aj. oceli, z nichž se vyrábějí trvalé (permanentní) magnety různého tvaru.

Magneticky měkká feromagnetika mají malou koercitivní intenzitu, a tedy úzkou hysterezní smyčku (železo, slitiny železa a niklu apod.). Používají se pro výrobu částí magnetických obvodů, které jsou střídavě magnetovány (jádra elektromotorů, transformátorů, tlumivek aj., kde je nutné, aby hysterezní ztráty byly co nejmenší). Zmenšení ztrát a z toho plynoucí menší ohřev feromagnetika je žádoucí proto, že zvýšením teploty feromagnetika se zhoršují jeho magnetické vlastnosti.

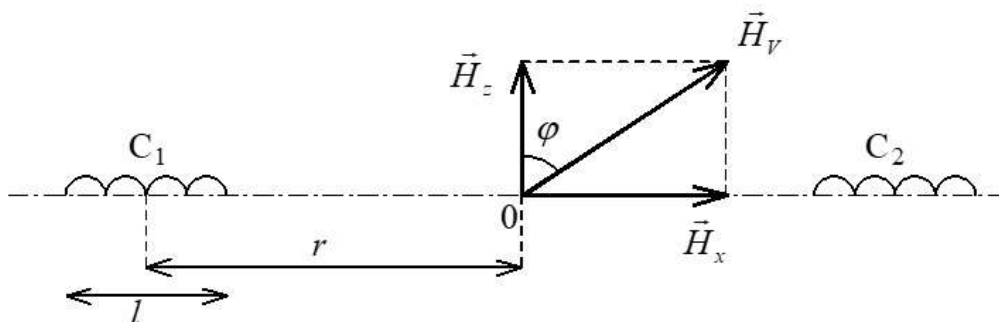
Všechny feromagnetické látky mají společnou vlastnost, že jejich nasycená magnetizace klesá s rostoucí teplotou a že při dosažení teploty zvané **Curieova teplota** ztrácejí tyto látky své feromagnetické vlastnosti. Nad touto teplotou se chovají jako paramagnetika. Curieova teplota je pro železo 770 °C , pro nikl 360 °C a pro kobalt 1130 °C .

Zadání:

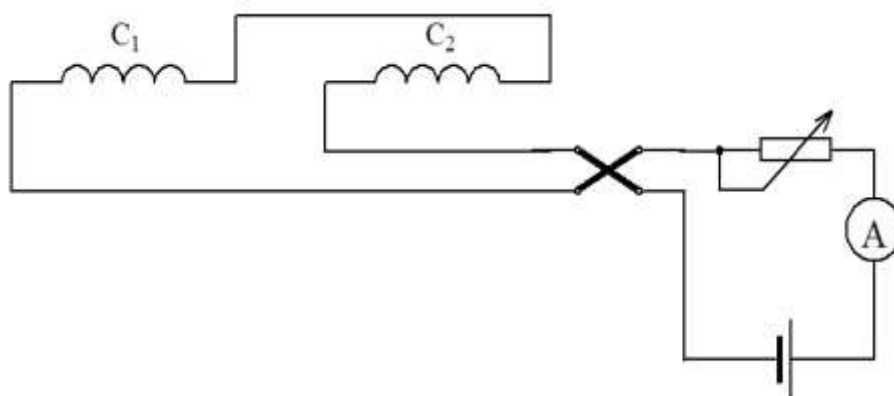
- 1) Proměřte a graficky znázorníte hysterezní křivku $M = f(H)$ feromagnetického vzorku.
- 2) Z naměřených hodnot úhlu φ a proudu I vypočtete hodnoty magnetizace M a magnetické intenzity H .
- 3) Z grafické závislosti odečtete velikost nasycené magnetizace M_s , remanentní magnetizace M_r a koercitivní intenzity H_c vzorků.

Teorie

K měření hysterezní smyčky používáme přístroj, který se nazývá magnetometr. Jsou to dvě stejné vzduchové cívky C_1 a C_2 (obr. 2) symetricky umístěné vzhledem k bodu 0 a zapojené podle obr. 3 tak, že se jejich magnetické účinky v bodě 0 ruší. Při průchodu proudu se z cívky stává magnet. Jestliže do jedné z cívek vložíme jádro z měřeného feromagnetického materiálu, dojde k jeho zmagnetování a daná cívka bude mít silnější magnetické pole. Symetrie se tak naruší. Mezi cívkami je umístěna magnetická strelka, která ukazuje směr výsledného magnetického pole.



Obr. 2 – schéma magnetometru



Obr. 3 – zapojení cívek v magnetometru

Magnetický moment \vec{m} vzorku o objemu V bude nenulový a je daný vztahem (1)

$$\vec{m} = \vec{M} V, \quad (14)$$

kde \vec{M} je magnetizace, $[M] = \text{A} \cdot \text{m}^{-1}$. Tento magnetický moment vytvoří v bodě 0 (obr. 2) magnetické pole o intenzitě \vec{H}_x a velikosti

$$H_x = \frac{1}{4\pi} \frac{2m}{r^3 \left[1 - \left(\frac{l}{2r} \right)^2 \right]^2}, \quad (15)$$

kde r je vzdálenost středu vzorku od bodu 0 a l je délka vzorku. Odvození tohoto vztahu je uvedeno v [1] na str. 621-622. Intenzitu H_x měříme v bodě 0 magnetickou střílkou, která se vlivem pole H_x vychýlí ze směru intenzity zemského magnetického pole \vec{H}_z o úhel φ . Střelka míří ve směru výsledného magnetického pole intenzity \vec{H}_v . Poloha magnetometru se volí tak, aby měřená intenzita \vec{H}_x byla kolmá na zemské pole \vec{H}_z . Pak pro velikost intenzit pak z pravoúhlého trojúhelníku platí

$$H_x = H_z \operatorname{tg} \varphi. \quad (16)$$

Z těchto tří vztahů vyplývá pro velikost magnetizace vzorku M

$$M = \frac{2\pi}{V} r^3 \left[1 - \left(\frac{l}{2r} \right)^2 \right]^2 H_z \operatorname{tg} \varphi = k \operatorname{tg} \varphi, \quad (17)$$

kde k je konstanta určená geometrickými rozměry vzorku, magnetometru a magnetickým polem Země, $[k] = \text{A} \cdot \text{m}^{-1}$.

Intenzita magnetického pole H ve válcovém vzorku konečných rozměrů, který je vložen jako jádro do cívky, je dána vztahem

$$H = n I - N M. \quad (18)$$

Zde $H_0 = n I$ je velikost intenzity magnetického pole v dutině dlouhé válcové cívky s počtem závitů n na jednotku délky, kterou protéká proud I . Konstanta N , nazývaná demagnetizační faktor, závisí na tvaru a rozměrech vzorku. Vztah (18) vychází ze vztahu je (11).

Ze spočítaných hodnot H a M sestrojíte graf hysterezní křivky. Potřebné parametry jsou: délka vzorku $l = 0,105 \text{ m}$, objem vzorku $V = 5,02 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$, vzdálenost $r = 0,305 \text{ m}$, intenzita zemského pole $H_z = 13 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$, počet závitů na jednotku délky magnetizační cívky $n = 4956 \text{ m}^{-1}$ a demagnetizační faktor $N = 0,012$.

Měření

Před vlastním měřením nastavte osu magnetometru kolmo ke směru zemského magnetického pole. Zavedením proudu do cívek C_1 a C_2 (bez měřeného vzorku) ověřte, že se jejich magnetická pole v bodě 0 ruší. Měření začněte na vzorku v odmagnetovaném stavu, $M = 0$. Hodnoty proudu magnetometrem nastavujte ve smyslu proměřované hysterezní smyčky, tzn. proud zvyšujte od nuly ke kladnému maximu, pak snižujte zpět k nule a po změně směru proudu přepínačem zvyšujte proud k zápornému minimu magnetické intenzity. Podobně pak snižujte proud k nule a po dalším přepnutí zvyšujte k maximu. Při měření postupujte pouze popsáním směrem. Překročíte-li např. při zvyšování proudu nastavenou hodnotu, nevracejte se k ní, ale proveďte měření pro nastavený proud. Při vrácení se znehodnotí celé měření vlivem paměti vzorku a je třeba měření provést od začátku znova!

Měřte proud s krokem 0,5 A v rozmezí 0 A až 5 A. Cívkou nechte protékat maximálně proud 5 A! Po ukončení měření vypněte okamžitě zdroj!

Nejistoty měření

Nejistotu měření vlivem složitosti v této úloze nestanovujeme.

Literatura

[1] Horák Z., Krupka F.: Fyzika I,II, Praha SNTL 1981