

kde σ je plošná hustota magnetického množstva jestvujúceho na severnom čele magnetu v dôsledku magnetizácie $M = \sigma$ materiálu magnetu a $-\sigma_0$ následkom magnetizácie $M_0 = \sigma_0$ prostredia v medzere [pozri napríklad vzorec (1.9.13)].

Severné čelo magnetu prispieva k intenzite H_0 hodnotou len polovičnou. Na plošnú jednotku južného čela magnetu účinkuje teda sila

$$\frac{f}{S} = \frac{1}{2} H_0 \sigma$$

Pretože, podľa vzorca (a), je $\sigma = \mu_0^* H_0 + \sigma_0 = \mu_0^* H_0 + M_0 = B_0$ je správny aj vzťah $\frac{f}{S} = \frac{1}{2} B_0 H_0$, alebo

$$f = \frac{1}{2} B_0 H_0 S \quad (8)$$

kde, ako to dokážeme v čl. 6.4, $u_m = \frac{1}{2} B_0 H_0$ je hustota energie magnetického poľa v medzere nášho magnetu.

Možno dokázať, že výsledky (1.5.1) a (8) majú všeobecnú platnosť. V pričnom reze elektrickej silovej trubice s plošným obsahom S je ťah $f = \frac{DES}{2}$ a v trubici magnetickej ťah $f = \frac{BHS}{2}$.

4.7. Feromagnetizmus. V predchádzajúcom článku sme nazvali *feromagnetickými* látky, ktorých relatívna permabilita je mimoriadne veľká. Takýmito látkami sú najmä: železo, nikel, kobalt, ich zliatiny (napríklad zliatina železa a niklu, alebo železa, niklu a hliníka) a niektoré zliatiny neferomagnetických kovov (napríklad zliatina 61,5 % Cu, 23,5 % Mn a 15 % Al). Vysoká hodnota relatívnej permeability feromagnetických látok značí, že ich magnetizácia

$M = \kappa H = \frac{\kappa}{\mu} B = \frac{\mu - \mu_0}{\mu} B = \frac{\mu_r - 1}{\mu_r} B$ sa prakticky rovná indukcii v nich vytvoreného magnetického poľa, zatiaľ čo magnetizácia paramagnetických a diamagnetických látok v rovnako silných poliach je podstatne menšia.

Zvláštnosť feromagnetických látok nespočíva však len v tom, že ich magnetická permeabilita je veľká, ale i v tom, že: 1. ich permeabilita nie je konštantná a 2. ich magnetizácia sa čiastočne udrží aj po odstránení príčiny jej vzniku.

Vlastnosti feromagnetických látok sa študujú obyčajne tak, že sa vyšetruje závislosť ich magnetizácie M alebo indukcie B v nich vytvoreného magnetického poľa od príslušnej intenzity poľa H . Na meranie sa používa toroid

zhotovený zo skúmaného feromagnetika, ktorý je na jednom mieste prerušený úzkou medzerou (obr. 4.15). Toroid je rovnomerne omotaný izolovaným drôtom, do ktorého sa zavádza jednosmerný elektrický prúd intenzity I .

Dĺžka kružnice, ktorá je osou toroidu, nech je s , šírka medzery d a počet závitov vinutia n . Pretože, podľa vzorca (4.6.4), dráhový integrál magnetickej intenzity poľa počítaný pozdĺž osi toroidu je nI , je správna rovnica

$$(s - d) H + dH_0 = nI$$

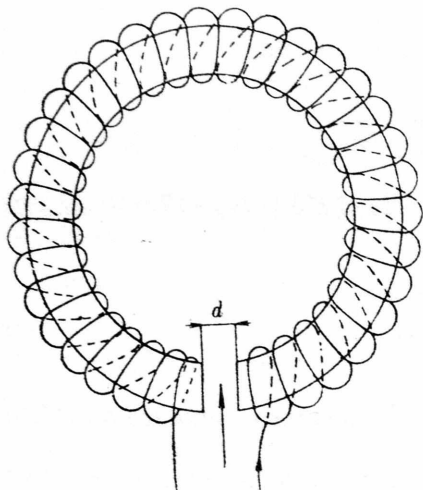
Vyplýva z nej, že intenzita magnetickeho poľa vytvoreného v skúmanom feromagnetiku je

$$H = \frac{nI - dH_0}{s - d} = \frac{nI - \frac{d}{\mu_0} B_0}{s - d} \quad (1)$$

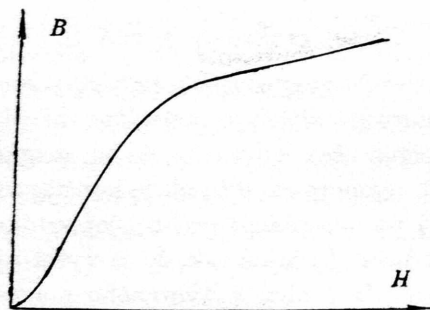
kde B_0 je magnetická indukcia v medzere, ktorá v dôsledku rovnice $\text{div } \mathbf{B} = 0$ v úzkej medzere toroidu je prakticky totožná s magnetickou indukciou vo feromagnetiku.

Keď teda zmeriame nejakým spôsobom B_0 v medzere toroidu (napríklad pomocou silových účinkov tohto poľa na tam vložený vodič elektrického prúdu), určíme tým magneticкую indukciu B aj vo feromagnetiku a pomocou vzorca (1) môžeme vypočítať aj intenzitu magnetickeho poľa H , vytvoreného vo feromagnetiku. Magnetizáciu určuje vzorec $M = B - \mu_0 H$.

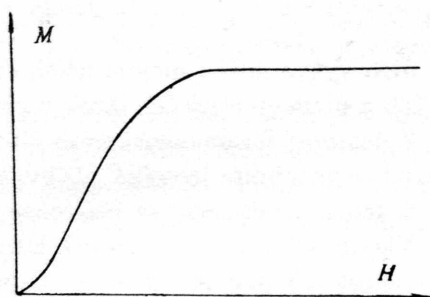
Závislosť magnetickej indukcie B vo feromagnetiku od intenzity H magnetizujúceho poľa je znázornená na obr. 4.16, závislosť jeho magnetizácie M , tiež od intenzity poľa, na obr. 4.17. Na tomto poslednom obrázku vidíme, že v zá-



Obr. 4.15.



Obr. 4.16.



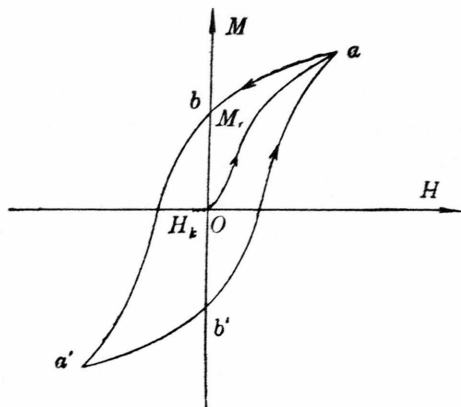
Obr. 4.17.

vislosti od magnetickej intenzity poľa sa magnetizácia feromagnetika zväčšuje najprv urýchlene, potom sa toto zväčšovanie magnetizácie spomaľuje a nakoniec dochádza k tzv. *magnetickému nasýteniu*, pri ktorom ďalšie zosilňovanie magnetického poľa na magnetizáciu už nemá nijaký účinok. Jav magnetického nasýtenia možno vysvetliť tým, že pri ňom sú roviny všetkých molekulárnych prúdov na indukčné čiary magnetizujúceho poľa už kolmé, takže ďalšie zväčšovanie magnetizácie už nie je možné.

Na rozdiel od grafického obrazu závislosti magnetizácie feromagnetika grafický obraz závislosti magnetickej indukcie B od intenzity magnetizujúceho poľa (obr. 4.16) nemá vodorovnú časť, lebo je $B = \mu_0 H + M$, takže zväčšovanie intenzity magnetizujúceho poľa aj pri konštantnej magnetizácii má stále za následok aj zväčšovanie indukcie v tomto poli.

Obr. 4.16 a 4.17 vyjadrujú však správanie sa feromagnetických látok len pri ich prvom magnetovaní. Keď intenzitu magnetizujúceho poľa striedavo zväčšujeme a znižujeme, stretávame sa pri feromagnetických látkach s javom tzv. *magnetickej hysterézy*, ktorá spočíva v tom, že magnetizácia týchto látok závisí nielen od intenzity práve jestvujúceho poľa, ale aj od toho, ako sa ona menila pred tým.

Závislosť magnetizácie feromagnetической látky od periodicky meniace sa intenzity poľa znázorňuje obr. 4.18. Vetva Oa vyjadruje závislosť magnetizácie M od intenzity poľa H pri prvom magnetovaní. Je to tzv. *panenská krivka*. Bod a zodpovedá magnetickému nasýteniu. Pri nasledujúcom znižovaní intenzity magnetizujúceho poľa magnetizácia feromagnetической látky sa nezmenšuje pozdĺž pôvodnej krivky Oa , ale pozdĺž vyššie položenej krivky ab . Po zmenšení intenzity poľa H na nulu ostáva vo feromagnetической látke ešte určitá zvyšková (remanentná) magnetizácia M_r , vyjadrená na obr. 4.18 úsečkou Ob . Keď túto magnetizáciu chceme ešte ďalej znižovať, musíme smer intenzity magnetizujúceho poľa zmeniť na opačný. Magnetizácia materiálu klesne na nulu pri určitej hodnote intenzity poľa H_k , ktorú sa nazýva *koercitívna sila*. Ďalšie zväčšovanie H , teraz už opačného zmyslu, má za následok magnetizáciu materiálu tiež už v opačnom zmysle atď. V dôsledku magnetickej hysterézy tej istej magnetickej intenzite magnetického poľa môže zodpovedať niekoľko rôznych magnetizácií. Napríklad hodnote $H = 0$ zo zodpovedá: 1. nulová magne-



Obr. 4.18.

tizácia (bod O), 2. magnetizácia vyjadrená úsečkou Ob (pri odmagnetovaní jadra) a 3. magnetizácia vyjadrená úsečkou Ob' (pri premagnetovaní jadra).

Rozličné feromagnetické látky sa vyznačujú hysteréznymi krivkami veľmi odlišného tvaru. Zvyčajne sa rozlišujú „mäkké“ magnetické materiály (mäkké železo, kremiková oceľ, zliatiny železa a niklu, najmä zliatina „permalloy“, ktorá obsahuje 78 % Ni), charakterizované malou zvyškovou magnetizáciou a malou koercitívnou silou, a „tvrdé“ materiály (uhlíková oceľ a niektoré iné ocele), pri ktorých je to obrátene. Mäkké feromagnetické látky sú potrebné napr. na zhotovovanie jadier transformátorov, tvrdé na zhotovovanie permanentných magnetov.

V tabuľke 4.2 sú uvedené maximálne relatívne permeability, zvyškové magnetizácie (v tesla) a koercitívne sily (v A/m) niektorých kovov a ich zliatin.

Tabuľka 4.2

Maximálne relatívne permeability μ_m , remanentné magnetizácie M_r (v tesla) a koercitívne sily H_k (v A/m) niektorých kovov

Látka	μ_m	M_r	H_k
Permalloy	100 000	—	0,95
Mäkké železo	62 000	1,00	64
Volfrámová oceľ	110	0,75	4 100
Zliatina Fe—Ni—Al	—	—	52 000
Nikel	300	0,34	600
Kobalt	175	0,31	950

Zmagnetovanie feromagnetickkej látky je spojené so zmenou jej dĺžkových rozmerov a objemu. Tento jav sa volá *magnetostrikcia* a používa sa napríklad na konštrukciu jedného druhu ultrazvukových generátorov.

Feromagnetizmus je špecifickou vlastnosťou pevného skupenstva látok, čo vyplýva jednak z toho, že voľné atómy v pevnom skupenstve feromagnetických prvkov nemajú zvláštne magnetické vlastnosti, jednak z toho, že jestvujú feromagnetické zliatiny neferomagnetických prvkov.

Paramagnetické látky aj v najsilnejších magnetických poliach, ktoré sa podarilo vytvoriť, sú ešte ďaleko od stavu nasýtenia. To dokazuje, že i v najsilnejších poliach ich molekuly nie sú ešte úplne orientované v smere indukčných čiar magnetizujúceho poľa. Naproti tomu magnetické nasýtenie feromagnetických látok sa môže pomerne ľahko uskutočniť. Podľa dnešných našich poznatkov súvisí to s tým, že vo feromagnetických látkach jestvujú

nevelké oblasti, ktoré sú samovoľne („spontánne“) zmagnetované do nasýtenia. Bez pôsobenia vonkajšieho magnetického poľa magnetizácia jednotlivých oblastí tejto *spontánnej magnetizácie* má však najrôznejšie smery, takže sa látka v priemere javí nemagnetickou. Vonkajšie magnetické pole vo feromagnetických látkach neorientuje jednotlivé molekuly, ale celé oblasti, takže magnetizácia týchto látok až do úplného nasýtenia sa môže uskutočniť pomerne ľahko.

Každé feromagnetikum sa vyznačuje určitou teplotou, pri ktorej zaniká jeho remanentná magnetizácia. Je to tzv. *bod Curieho*. Pri tejto teplote nastáva rozpad oblastí spontánnej magnetizácie a feromagnetikum stráca svoje feromagnetické vlastnosti. Pri teplotách vyšších, než je Curieho bod, správajú sa feromagnetiká len ako obyčajné paramagnetické látky.

4.8. Permanentné magnety. Remanentná magnetizácia feromagnetických látok umožňuje zhotovovať tzv. *permanentné* (stále) *magnety*. Sú to telesá, ktoré vytvárajú vo svojom okolí magnetické pole s časom sa nemeniace bez toho, že by v nich bol nejaký makroskopickým prostriedkami zistiteľný elektrický prúd. Permanentné magnety sa s výhodou zhotovujú z feromagnetických látok s veľkým remanentným magnetizmom a s veľkou koercitívnou silou, teda z magneticky tvrdých feromagnetických materiálov.

V zmysle vzorca (4.5.2), ktorý určuje vektor magnetickej indukcie v okolí v sebe uzavretého vodiča elektrického prúdu a ktorý v prípade prúdu ohraňujúceho veľmi malú plošku s priradeným plošným vektorom \mathbf{S} možno písať v tvare

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I \mathbf{S}}{4\pi} \cdot \left(\frac{3\mathbf{r}\mathbf{r}}{r^5} - \frac{\mathbf{I}}{r^3} \right) \quad (1)$$

magnetické pole v okolí permanentného magnetu (vo vákuu) je úplne určené magnetizáciou jeho jednotlivých objemových elementov. Podľa vzorca (1), v ktorom súčin $\mu_0 I \mathbf{S}$ je magnetický moment jedného v sebe uzavretého prúdu, a s ohľadom na definíciu magnetizácie hmotného prostredia (pozri čl. 4.6) vektor magnetickej indukcie v okolí permanentného magnetu je

$$\mathbf{B} = \frac{1}{4\pi} \int \left(\frac{3\mathbf{r}\mathbf{r}}{r^5} - \frac{\mathbf{I}}{r^3} \right) \cdot \mathbf{M} \, d\tau \quad (2)$$

kde $d\tau$ je objemový element. Intenzita magnetického poľa v okolí permanentného magnetu (vo vákuu) je teda

$$\mathbf{H} = \frac{1}{4\pi\mu_0} \int \left(\frac{3\mathbf{r}\mathbf{r}}{r^5} - \frac{\mathbf{I}}{r^3} \right) \cdot \mathbf{M} \, d\tau \quad (3)$$