

12. МАГНЕТИЦИ

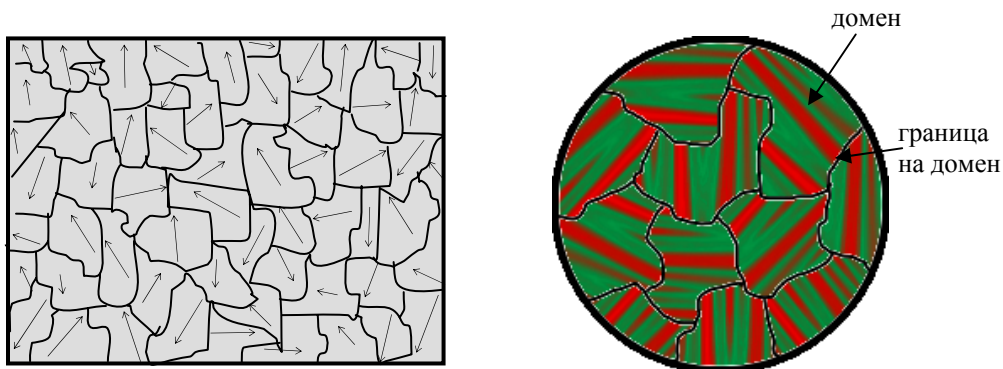
Ние досега го разгледувавме магнетното поле во вакуум. Добиените резултати за вакуумот можат да се применат на голем број материјални средини чие што влијание врз магнетните полиња е многу мало. Такви средини се, на пример, воздухот и другите гасови, но и многу тврди, течни и гасовити супстанции, освен феромагнетиците.

Секоја материјална средина се магнетизира, а нејзиното присуство доведува до поголеми или помали промени на магнетното поле. Велиме, во супстанцијата се создаваат магнетни полиња. Резултантното магнетно поле во средината ќе биде сума од надворешното поле (обично создадено од калем со струја) и полето на магнетизираната средина. Значи, тоа не е еднакво на полето во вакуум. Според начинот на заемнодејството со надворешно магнетното поле супстанциите може да се поделат на две основни групи.

- Првата група ја сочинуваат супстанции кои *слабо* се магнетизираат. Овие супстанции ѝ припаѓаат на најраспространетата група на материјали, кои може да бидат парамагнетици и дијамагнетици.
- Втората група супстанции ја чинат феромагнетиците и антиферомагнетиците кои на некоја определена температура силно се магнетизираат.

12.1. ФЕРОМАГНЕТИЗАМ

Уште во воведното поглавје кое се однесуваше на магнетизмот укажавме дека железото и некои други материјали покажуваат силни магнетни својства.



12.1. Микроструктура со магнетни домени

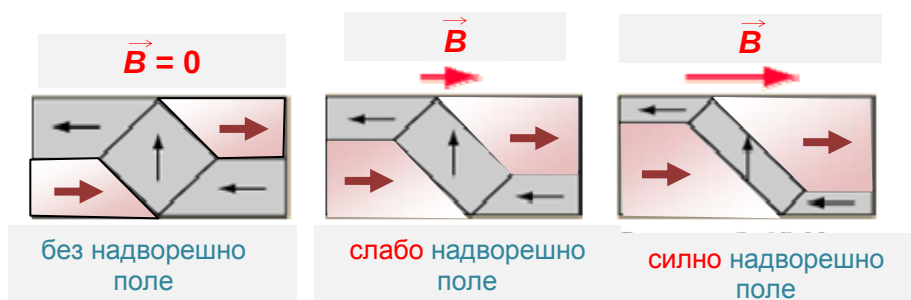
Знаеме дека магнетна прачка со нејзините два пола асоцира на електричниот дипол. Ако се погледаат магнетните силиви линии на еден прачкест магнет и се споредат со електричните силиви линии на електричен дипол се забележува голема сличност. Од тие причини, понекогаш, магнетната прачка ја викаат магнетен дипол. Но, сепак, ние укажавме на основната разлика меѓу овие два “дипола”. Додека кај електричниот дипол, половите може да се разделат (да се одвојат полнежот од еден знак од другиот), тоа кај магнетот не е возможно. Не постои магнетен монопол. Истражувања во овој правец постојат и денес но сигурни експериментални докази за постоење на магнетен монопол сè уште не постојат.

Детални испитувања на структурата на магнетите покажуваат дека секој магнет се состои од минијатурни области, наречени **домени**, кои се региони во микроструктурата на материјалот со димензии од 0,1 до 0,01 mm. Секој домен има свој северен и јужен магнетен пол. Надвор од магнетно поле, во едно немагнетизирано парче железо домените имаат произволна ориентација (Слика 12.1). Домените може да се видат под микроскоп ако на добро исполирана површина на феромагнетно парче се нанесе колодална суспензија на феромагнетен прав (на пример од магнетит) со зрнца помали од 1 μm . Поради постоење на силни магнетни полиња на границите помеѓу домените, честичките феромагнетен прав се собираат токму на тие граници. Тие граници стануваат видливи под оптички микроскоп.

Секој од магнетните домени има магнетен момент. Магнетните моменти на сите одделните домени заемно се компензираат па железото на макроскопско ниво не покажува магнетни својства.

Меѓутоа, ако ваквото железо се постави во надворешно магнетно поле од некој перманентен магнет, или на пример во соленоид низ кој тече струја, тогаш ќе дојде до делумна ориентација на домените, па поради тоа таквото парче железо станува магнетично. Инаку процесот на тоа ориентирање на домените може да се чуе и со стетоскоп. При процесот на магнетизација понекогаш се менуваат и границите на домените. Така, домените што ја имаат истата ориентација како и надворешното поле растат за сметка на другите домени (сл. 12.2). Што посилено е надворешното поле, токму стануваат поголеми домените со насока на надворешното магнетно поле. Затоа, не е тешко да се разбере зошто магнет привлекува ситни железни предмети, спојници, шајки и сл. Во полето на магнетот, домените на ненамагнетизираниот предмет се ориентираат, така што и тој станува магнетичен, северниот пол на тој предмет се доближува со јужниот од изворот на надворешното поле, и обратно. На сличен начин и ситните долгавести железни струготини во магнетното поле се распределуваат како и

магнетната игла на компасот и прават да се добие сликата на магнетните силиви линии.



Сл. 12. 2. Растење на домените со магнетна ориентација еднаква на $\vec{B}$ под дејство на наворешното магнетно поле со магнетна индукција $\vec{B}$

Магнетизираното железо може долго време да ги задржи овие магнетични својства па затоа се вика **постојан (перманентен) магнет**. Со механички удари може лесно да се наруши подреденоста на домените во магнетот па тој да ги изгуби своите магнетични својства. До губење на магнетните својства на перманентните магнети може да дојде и преку загревање; со зголемување на температурата се засилува хаотичното топлинско движење на атомите, па ориентацијата на домените станува случајна, хаотична.

На температура повисока од точно одредената за секоја феромагнетна супстанција, не може да се направи магнетизација, т.е. супстанцата ги губи феромагнетните својства. Таа температура се вика Кириева точка (T_c). За железото тоа е температура од 1043 К. Железото, кобалтот, гадолиниумот и некои легури се феромагнетични материјали на собна температура. Редица други супстанции имаат ниска Кириева точка, така што тие стануваат феромагнетични само при ниски температури. На табела 12.1 се дадени Кириевите точки за некои супстанции во степени Целсиусови.

Табела 12.1

супстанција	$T_c (^{\circ}\text{C})$
кобалт Co	1150
железо Fe	770
никел Ni	360
Гадолиниум Gd	17

Големата сличност во својствата на прачкастиот магнет со соленоид низ кој тече струја наведува на заклучокот дека, всушност, магнетното поле што го создава струјата има врска со феромагнетизмот. До таков заклучок дошол уште во дваесеттите години на XIX век Ампер кој ја дал хипотезата дека магнетичноста на материјалите се должи на внатрешни струи кои течат по затворени контури.

Според современите претстави, атомите, од кои е изградена секоја супстанција, може упросто да се претстават како позитивно наелектризирани јадра околу кои се движат по затворени орбити електроните. Напомуваме дека оваа претстава е многу груба и денес напуштена, но доволно добар модел за разбирање на процесите што овде ги објаснуваме. Бидејќи електроните се наелектризирани честички, тогаш тие при своето движење по орбити создаваат кружни струи кои создаваат магнетни полиња. Тие, како што веќе спомнавме, претставуваат елементарни кружни струи со определен магнетен момент. Во отсуство на надворешно магнетно поле орбитите на електроните се случајно распоредени па нивните магнетни полиња се компензираат едни со други.

Но, електроните поседуваат и сопствен “спински магнетен момент”, познат како **спин**. Терминот спин е воведен во времето кога се сметало дека овој магнетен момент на електронот е последица на ротацијата на електронот околу сопствена оска, аналогно на движењето по орбита околу јадрото, поради што се јавува доплонително магнетно поле. Денес таквата претстава за спинот е застарена. Според современите гледања спинот е едно од основните својства на електронот, исто како што се тоа, полнежот на електронот или неговата маса.

Се смета дека феромагнетизмот е последица на ориентацијата на спиновите на електроните. Во најголем број супстанции спинските магнетни моменти се компензираат меѓусебно поради нивната безредна ориентација. Но, во железото и во другите феромагнетици, како резултат на сложени механизми на колективното заемнодејство (т. н. механизам на размена- квантно механички ефект) спинските магнетни моменти во домените се со еднаква ориентација. Слабите магнетни полиња на одделните електрони се сумираат и даваат магнетни полиња на домените. Кога со помош на надворешно магнетно поле домените ќе се ориентираат тогаш се добива силен магнет.

Од кажаното следува заклучокот до кој порано дојдовме, дека сите магнетни полиња се создадени од електрична струја. Затоа и не може да се оддели еден единствен изолиран магнетен пол. Просто, не можеме да ја “расцепиме” струјата за да добиеме изолиран магнетен пол. Ако новите истражувања за добивање на магнетен монопол се покажат успешни, тогаш ќе мора да дојде до преиспитување на целокупната претстава за магнетните својства на супстанциите.

12.1.1. Магнетен хистерезис

Покажавме дека големината на векторот на магнетната индукција во внатрешноста на еден долг соленоид е право пропорционална со јачината на струјата што тече низ него. Ако во соленоидот се внесе железно

јавно или некој друг феромагнетен материјал, тогаш магнетската индукција многукратно се зголемува. Може да се зголеми за стотици па дури и илјадници пати. Ваквиот феномен се објаснува со структурата на феромагнетикот. Имено, појавата може да се објасни со претставата дека волуменот на секој феромагнетик содржи цели волуменски домени кои претставуваат елементарни магнети. Последниве, пак, под дејство на надворешното поле се подредуваат, па вкупната магнетна индукција во внатрешноста е сума од индукцијата на надворешното поле од струјата во соленоидот $\vec{B}_0$ и на магнетното поле што е предизвикано со магнетизација на самото јадро $\vec{B}_m$:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m \quad (12.1)$$

Овде $\vec{B}_0$ е магнетната индукција условена од течењето струја во соленоидот (“надворешно поле”) и таа се совпаѓа со вредност на индукцијата во отсуство на феромагнетен материјал. Векторот $\vec{B}_m$ го опишува дополнителното поле што се создава во феромагнетниот материјал. Најчесто $\vec{B}_m \gg \vec{B}_0$. Квантитативно проучување на врската

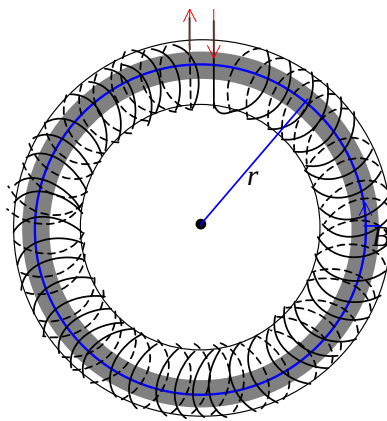
помеѓу $\vec{B}_0$, $\vec{B}_m$ и $\vec{B}$ обично се врши со помош на тороидален калем, со железно јадро, сл. 12. 3. Јадрото од железо е означено сиво. Овде не се користи обичен соленоид, бидејќи проблемот би се усложнувал поради постоењето на воздушен дел. Овде силовите линии на индукцијата речиси целосно минуваат низ јадрото вметнато во тороидалниот калем.

Заради поедноставување на проблемот, ќе земеме дека радиусот на торусот е голем, а самиот торус е тенок, така што магнетната индукција во него, во отсуство на јадро може да се прикаже како:

$$B_0 = \mu_0 \frac{N}{l} I = \mu_0 n I \quad (12.3)$$

каде што $n=N/l$ е бројот на навивки на единица должина (густина на мотање на калемот).

Поради постоењето на железното јадро, магнетната индукција B ќе се промени така што односот помеѓу неа и магнетната индукција без јадро B_0 ќе биде даден со:



Сл.12.3

$$\mu_r = \frac{B}{B_0} \quad (12.3)$$

каде што μ_r е **релативна магнетна пермеабилност** на дадената средина. Покрај оваа величина постои и апсолутна магнетска пермеабилност μ која е еднаква на:

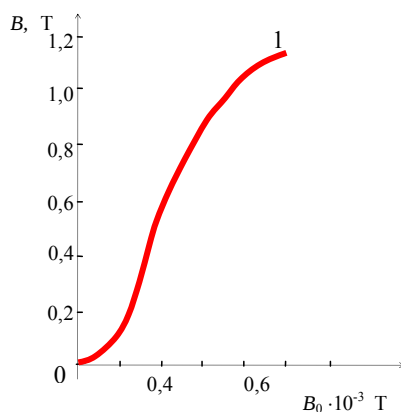
$$\mu = \mu_r \mu_0 \quad (12.4)$$

која ги има димензиите магнетската константа и се искажува во единицата хенри врз метар (H/m).

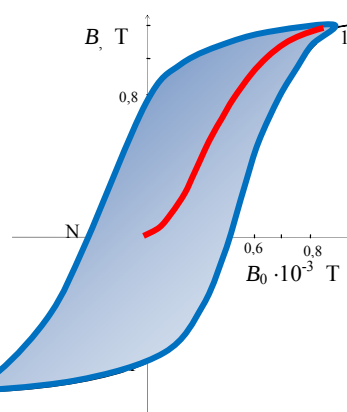
Така, вкупната магнетска индукција во внатрешноста на торусот може да се прикаже со следнава релација:

$$B = \mu_r \mu_0 nI \quad (12.5)$$

Кај неферромагнетните супстанции μ_r и μ се константни (ако магнетната индукција B_0 не е многу голема), а вредноста на μ_r е многу блиска до единица. За ферромагнетни материјали $\mu_r \gg 1$ па таа, исто како и μ зависи од големината на надворешното магнетно поле B_0 како што се покажува и експериментално.



Сл. 12.4 (а)



Сл.12.4 (б)

Нека во почетокот железното јадро во торусот не е намагнетизирано, а во калемот не тече струја. Нека започнеме да ја зголемуваме струјата. Знаеме дека магнетната индукција на надворешното поле B_0 ќе расте пропорционално со јачината на струјата. Така и вкупната магнетната индукција во јадрото ќе расте, но не линеарно, туку според кривата 0-1 прикажана на сликата 12.4(а). Треба се забележи дека големините на оските се разликуваат за 1000 пати, поради тоа што $B \gg B_0$. Во почетокот домените не се ориентирани, но со зголемувањето на надворешното поле, настанува сè поголемо подредување. При магнетно поле што одговара на точката 1 се добива

речиси целосно подредување. Таа точка одговара на подредување до 70% од домените. Потоа, настанува многу бавно растење на магнетната индукција, велиме, настанало *засишување*. За да се обезбеди подредување од 98% би требало надворешното поле да се зголеми 1000 пати во однос на тоа што одговара на точката 1. Последните неориентирани домени се подредуваат со многу голема тешкотија.

Сега нека започнеме да го намалуваме B_0 со намалување на струјата во калемот. Со намалувањето на надворешното поле се намалува и магнетната индукција, меѓутоа не според кривата 1-0, туку побавно, според кривата 1-M, дадена на сликата 12.4 (б). Кога струјата ќе се намали до нула (надворешното магнетно поле ќе стане еднакво на нула), во јадрото сепак ќе остане некоја магнетна индукција, јадрото задржува остаточен магнетизам (реманентна индукција еднаква на ОМ). Ако сега насоката на струјата во калемот се промени па од нула постепено се зголемува, тогаш за некоја вредност на надворешното поле со обратна насока ќе исчезне магнетната индукција на јадрото. Таа вредност, која одговара на вредноста ON , ја викаме “коерцитивна сила” (внимавајте, не станува збор за никаква сила, туку за магнетна индукција на надворешно магнетно поле). При натамошно растење на струјата јадрото на крајот, при јачина која создава магнетно поле кое одговара на точката 2, постигнува повторно заситување. Ако сега наново ја намалуваме струјата, а потоа ја зголемуваме во спротивна насока, вкупната магнетна индукција ќе се менува по кривата 2 M’N’ 1, сè дури повторно не се постигне заситување на индукцијата во точката 1.

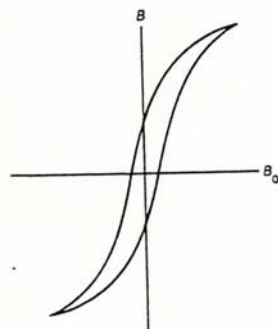
Треба да се воочи дека во тој циклус кривите на магнетната индукција не поминуваат низ координатниот почеток. Оваа крива 1MN2M’N’1 на зависноста на вкупната магнетна индукција од надворешното магнетно поле се вика **хистерезисна петелка**, а појавата се вика **магнетен хистерезис**.

Во таков еден циклус на магнетизација и демагнетизација, голем дел од енергијата се претвора во топлина, а супстанцата ја зголемува својата внатрешна енергија. *Може да се покаже дека оваа енергија е пропорционална со површината на кривата на хистерезисната петелка.*

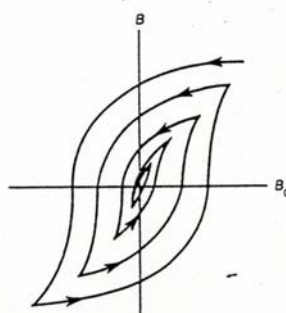
Напомнуваме дека ние оваа крива на хистерезисна петелка ја разгледуваме при магнетизација на јадро во тороидален калем, сосема аналогна крива се добива и во јадро на соленоид, само што тогаш односот на B_0 и B не е 1: 1000 туку помал (1: 10 до 100).

Во точките M и M’ железното јадро е намагнетизирано, дури и кога струја низ навивките не тече. Тогаш јадрото станува постојан магнет. Значи, за да се добие постојан магнет треба да се одбере феромагнетик со што е можно поголема вредност на MM' , таквите материјали ги викаме “магнетно тврди”, уште се нарекуваат

висококоерцитивни супстанции. Имено, нив им соодветствува и поголема коерцитивна сила. Постојат и “магнетно меки материјали” на кои им соодветствува тесна хистерезисна петелка (слика 12.5).



Сл. 12.5. Магнетно мек материјал



Сл.12.6. Размагнетизација

Од меките феромагнетици се прават електромагнетите кои што се, всушност, соленоиди со железно јадро, и се наменети за создавање на силни магнетни полиња. Кај нив е можно лесно да се врши магнетизација, но и размагнетизација. “Мекоста” или “тврдоста” на железото зависи од додадените компоненти, неговата термичка обработка и редица други фактори.

Табела 12.2

Супстанција	μ_r (почетно)	$\mu_{r \max}$	B (при заситување) во Т
железо Fe 99,9%	200	5000	2,15
легура Fe-Si (96,7% Fe; 3,3 % Si)	600	10000	2,0
пермалој (78% Ni, 22% Fe)	8000	100000	1,0
Пермалој (79% Ni; 5% Mo; 16% Fe)	100000	800000	0,8

Табела 12.3.

Супстанција	коерцитивно поле H во A/m	реманентна индукција во Т
волфрамов челик (6%W; 0,7%C; 0,3% Mn; 93%Fe)	5200	1,0
легура ални (25%Ni; 12%Al; 63%Fe)	40000	0,7
легура Pt-Co (77% Pt; 23% Co)	210000	0,45
легура магнито (13,5% Ni; 9% Al, 24% Co; 50% Fe)	56000	1,3

Во табелата 12.2 се дадени некои карактеристични величини за некои “меки” феромагнетни супстанции, а во табелата 12.3 е дадена остаточната магнетна индукција и коерцитивното магнетно поле $H=B/\mu_0$ во (A/m) за некои “тврди” феромагнетици.

Може да се постави прашањето, како да се размагнетизира даден магнет, т.е. како да се направи немагнетен? За таа цел треба периодично споро да се менува насоката на струјата за магнетизирање и постепено да се намалува нејзината јачина. При таков процес, вкупната внатрешна магнетна индукција се менува според кривата дадена на сликата 12.6.

12.2. ПАРАМАГНЕТИЗАМ И ДИЈАМАГНЕТИЗАМ

Неферомагнетичните материјали се делат на две основни класи:

- **парамагнетици**, кај кои релативната магнетна пермеабилност е нешто поголема од единица, и
- **дијамагнетици**, кај кои, пак, μ_r е блиска, но сепак сосем малку помала од единица. Во табелата 12.4 се дадени некои вредности за релативната магнетна пермеабилност на некои парамагнетични и дијамагнетични супстанции.

Табела 12.4

супстанција	μ_r
алуминиум Al	1,000023
воздух	1,00000038
платина Pt	1,00036
бизмут Bi	0,999824
вода	0,999991
бакар Cu	0,99999
стакло	0,999987

Парамагнетичните супстанции имаат молекули или јони коишто поседуваат магнетен диполен момент. Постојат и некои други типови парамагнетици, како што се некои од металите, кај кои значаен придонес даваат слободните електрони. Во отсуство на надворешно магнетно поле молекулите се ориентирани произволно и не се јавуваат макроскопски магнетни манифестации. Ако супстанцата се

постави во надворешно магнетно поле (на пример во соленоид низ кој тече струја) тоа поле создава вртлив момент кој дејствува на елементарните струи на молекулот со магнетен диполен момент да ги ориентира во полето. Вкупната магнетна индукција, т.е. збирот од индукцијата на надворешното магнетно поле и ориентираниите магнетни диполи, малку ја надминува големината на B_0 . Но, топлинското движење на молекулите ја нарушува подреденоста. Штом ќе се отстрани супстанцијата од надворешното поле, магнетните својства се губат.

Како згодна карактеристика на магнетното дејство служи **векторот на магнетизацијата** ($\vec{M}$), определен како магнетен диполен момент во единица волумен на супстанцијата. А магнетен диполен

момент на одреден волумен се определува како векторски збир на сите магнетни моменти на елементарните струи на молекулите. Значи:

$$\vec{M} = \frac{\sum_{\Delta V} \vec{p}_{im}}{\Delta V} \quad (12.6)$$

при што $\sum_{\Delta V} \vec{p}_{im}$ значи векторски збир на магнетните моменти на елементарните молекулски струи во мал волумен ΔV .

Експериментално било добиено дека големината на $\vec{M}$ е право пропорционална со магнетната индукција на надворешното магнетно поле (полето кое ги подредува молекуларните елементарни магнети) и обратно пропорционално со апсолутната температура T (со чие што зголемување се засилува топлинското движење на молекулите, а со тоа и нивната хаотична ориентација). Таа зависност се опишува со закон познат како Кириев (Curie):

$$M = C \frac{B}{T} \quad (12.7)$$

Овде C е **Кириева константа**. **Кириевиот закон** престанува да важи за многу големи вредности на B/T (т.е. при големи магнетски индукции B , или при ниски температури T). Со зголемување на B или намалување на T , магнетската индукција M се приближува кон некоја константна вредност M_{max} . Тоа би требало да се очекува и одговара на состојба на целосна подреденост на сите елементарни диполни моменти во супстанцијата. Всушност, при многу силни полиња ($B = 2 \text{ T}$) отстапувања од Кириевиот закон се набљудуваат само при многу ниски температури, од ред на големина на неколку келвини.

Веќе спомнавме дека феромагнетикот ги губи своите феромагнетни својства при температури повисоки од Кириевата точка. Тие тогаш стануваат парамагнетици.

Кај дијајамагнетните материјали $\mu_r < 1$ но многу блиско до единица.

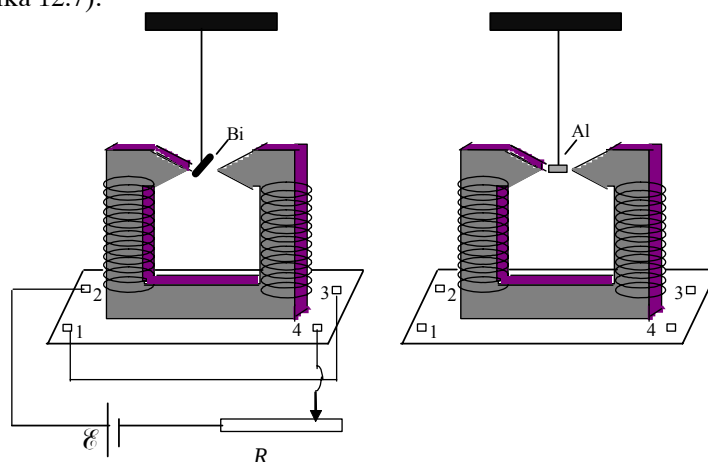
Тие се изградени од молекули кои не поседуваат магнетни диполни моменти. Под влијание на надворешно магнетно поле во тие супстанции се создаваат, се индуцираат елементарни струи чии магнетни диполни моменти се насочуваат спротивно од насоката на надворешното магнетно поле. Затоа, магнетската индукција во овие супстанции станува помала од индукцијата на надворешното магнетно поле. Во грубиот модел на градбата на атомите на супстанцијата, кај кои електроните кружат околу јадрата, приложувањето на надворешното магнетно поле доведува до наголемување на брзината на електроните кои ротираат во една насока и намалување на брзината на електроните

кои ротираат во спротивната насока. Како резултат на тоа се појавува диполен магнетен момент, спротивен на насоката од надворешното магнетно поле.) Овој *дијамагнетичен ефект* е својствен за сите супстанции, но кај парамагнетичните и феромагнетичните супстанции тој е маскиран со посилните парамагнетни или феромагнетни ефекти.

12.2.1. Експерименти за однесувањето на парамагнетиците, дијамагнетиците и феромагнетиците во магнетно поле

Експеримент

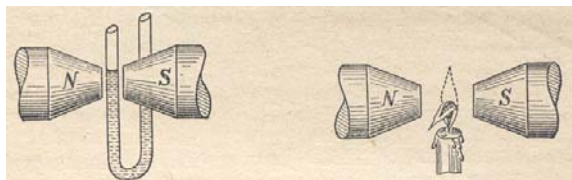
Меѓу половите на еден силен електромагнет се поставува мало, обично цилиндрично, праче на соодветна супстанција. Ова парче е обесено на тенка нитка (слика 12.7).



Сл. 12.7

Кога низ електромагнетот ќе се пушти струја за да се востанови магнетно поле, прачката од бизмут (кој е изразит дијамагнетик) се поставува нормално на магнетните силиви линии, додека, ако, наместо прачка од бизмут, се постави прачка од алуминиум, кој е парамагнетик, прачката се поставува паралелно со магнетните силиви линии. Исто се поставуваат и фери-магнетичните прачки од никел или железо, при што за тие да се постават во насока на силивите линии, доволно е и многу слабо поле, дури полето на остаточниот магнетизам на јадрото на електромагнетот, кога низ него не тече струја.

За добивање силно магнетно поле се користи електромагнет со поголем број навивки (може да биде и раставлив трансформатор). Навивките на електромагнетот се врзани сериски за да може да се добијат разноимени полови, а јадрото се продолжува со конусни продолжетоци. Електромагнетот се поврзува со извор од околу 20 V, преку отпорник што издржува јаки струи (10 Ω , 12 A).



Сл. 12.8

Општа перцепција е дека *парамагнетичките се придвижуваат кон местата со посилено магнетно поле*. Тоа убаво може да се види ако еден дел од еден споен сад со парамагнетична течност се постави меѓу половите на електромагнетот. Течноста во тој дел ќе се издигне и ќе навлезе во полето. Обратно, пак, *дијамагнетичките ќе избежнат да излезат надвор од полето*. И ова може убаво да се покаже со пламен од една свеќа, поставена меѓу половите. Се покажува дека гасовите на пламенот, кои се дијамагнетични се оддалечуваат од магнетното поле.

На принципот на придвижување на парамагнетичките и дијамагнетичките во нехомогено магнетно поле сезасновани повеќе методи за мерење на магнетната пермеабилност на материјалите.

12.3. ВЕКТОР НА МАГНЕТИЗАЦИЈА И ВРСКА СО МАГНЕТНАТА ИНДУКЦИЈА И ЈАЧИНАТА НА МАГНЕТНОТО ПОЛЕ

Веќе понапред го воведовме векторот на магнетизацијата $\vec{M}$ (види поглавје 12.3). Овој вектор е многу згоден за карактеризацијата на магнетните својства на кој и да било материјал (диа, пара или феро-магнетик). Магнетното поле во материјали може со овој вектор да се карактеризира, слично како што тоа го правевме со воведувањето на векторот на поларизацијата $\vec{P}$ кај диелектриците.

Да разгледаме соленоид, калем во чија што внатрешност е поставено јадро од некоја супстанција која не мора да е феромагнетична. Слично како во поглавјето 12.3, вкупната магнетна индукција, дадена со релацијата 12.1) е еднаква

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m \quad (12.8)$$

збирот од магнетната индукција надворешно магнетно поле $\vec{B}_0$ (онаа создадена со течење на струја низ соленоидот) и магнетната индукција создадена во материјалот $\vec{B}_m$. За пара и диа-магнетичните материјали големината на $\vec{B}_m$ е мала во споредба со $\vec{B}_0$, додека за феромагнетичните, таа е многу поголема од $\vec{B}_0$.

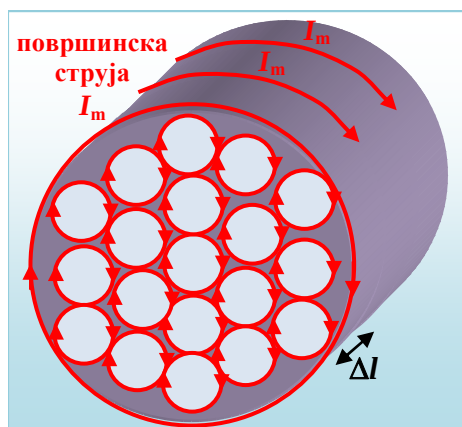
Познато ни е дека големината на магнетната индукција во соленоидот, создадена од течењето струја со јачина I низ него, е дадена со:

$$B_0 = \mu_0 n I = \mu_0 \frac{N}{l} I \quad (12.9)$$

каде што N е вкупниот број навивки на соленоидот, а l неговата должина.

Денес се знае дека магнетната индукција $\vec{B}_m$ што се создава во супстанцијата е резултат на елементарни струи кои, пак, се создаваат како резултат на движењата во внатршноста на самиот атом, а уште многу одамна нив хипотетично ги вовел Ампер.

Сега нека претпоставиме дека внесеното јадро во еден соленоид е цилиндрично (само јадрото е дадено на сликата 12.9). Поради магнетизацијата, атомите ќе се подредат и ќе добијат иста оријентација. Од сликата може да се насети дека сите внатрешни елементарни атомски струи I_m се поништуваат, освен оние што се кон периферијата. Така, сумарниот ефект од атомските струи се сведува на тоа, како по периферијата, т.е. околу овој пресек да е намотана жица низ која тече струја I_m (Амперова струја). Оваа струја покажува ист ефект како и секоја друга струја низ соленоид.



Сл. 12. 9. Елементарни Атомски струи во магнетизиран медиум

Ќе издвоиме мал диск од цилиндричното јадро, со должина Δl . Може да се смета дека струјата ΔI_m што тече околу него ќе биде еднаква на производот од бројот на “навивките” со Амперова струја во дадениот диск N_m по јачината на Амперовата струја I_m , т.е.

$$\Delta I_m = N_m I_m$$

Магнетен момент на тој диск којшто игра улога на струјна контура ќе биде даден со производот на плоштината на пресекот A и јачината на струјата

ΔI_m :

$$\Delta p_m = A \Delta I_m \quad (12.10)$$

Од друга страна, пак, магнетизацијата, по дефиниција, е магнетен момент на единица волумен. Бидејќи волуменот на тој замислен тенок диск е еднаква на $A \Delta l$, тогаш и големината на векторот на магнетизацијата M во тој диск ќе биде еднаква на :

$$M = \frac{A \Delta I_m}{A \Delta l} = \frac{\Delta I_m}{\Delta l} = j_{l,m} \quad (12.11)$$

Ако претпоставиме дека јадрото е хомогено, тогаш овој израз за магнетизацијата важи за целото јадро. Како што се гледа, *векторот на магнетизација е еднаков на линиската густина на површинските Амперови струи* ($j_{l,m}$) кои се создадени во јадрото. Единица за мерење на магнетизацијата е ампер врз метар (A/m).

Амперовите струи создаваат магнетна индукција B_m која (според релацијата за магнетна индукција создадена во внатрешноста на дискот (односно соленоидот) е еднаква на:

$$B_m = \mu_0 \frac{N_m I_m}{\Delta l} = \mu_0 \frac{\Delta I_m}{\Delta l} = \mu_0 j_{l,m} \quad (12.12)$$

или векторски:

$$\vec{B}_m = \mu_0 \vec{M} \quad (12.13)$$

Според тоа, вкупната магнетна индукција во јадрото е еднаква на:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{M} \quad (12.14)$$

Понекогаш, по аналогијата на електричното поле, векторот $\vec{B}_m = \mu_0 \vec{M}$ се бележи со буквата $\vec{J}$ и се вика **магнетна поларизација**.

Ако уште се земе предвид дека векторот на јачината на магнетното поле $\vec{H}$ е поврзан со векторот на магнетната индукција на надворешното поле со релацијата :

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H} \quad (12.15)$$

тогаш релацијата (12.14) може да се запише, како:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{J} \quad (12.16)$$

Оваа релација има само формална сличност со равенката (4.15) од поглавјето 4, за врска помеѓу векторите на електричната индукција $\vec{D}$, векторот на јачината на електричното поле $\vec{E}$ и векторот на поларизацијата $\vec{P}$:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (12.17)$$

Според своето физичко значење, векторите $\vec{E}$ и $\vec{B}$ се аналогни. И двата претставуваат силова карактеристика, на електрично, односно магнетно поле. Од друга страна, додека векторот на електричната индукција нема одредено физичко значење, векторот на јачината на магнетното поле, е вектор кој го определува надворешното поле, и иако во последно време не се користи, на пример за соленоид неговата големина е дадена со:

$$H = \frac{NI}{l} = nI \quad . \quad (12.18)$$

Како што гледаме, тој е поврзан само величините кои го определуваат надворешното магнетно поле, т.е. **само** со струјата што однадвор се пушта за да се врши магнетизацијата.

Експериментите покажуваат дека големината на векторот на магнетизацијата е право пропорционална со магнетната индукција на надворешното поле, односно со јачината на полето:

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} = \chi_m \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} \quad (12.19)$$

Константата χ_m што овде се јавува е бездимензионален број што се вика **магнетска сусцептибилност**. Таа е константна за диа- и парамагнетичните супстанции, а за феромагнетичните таа зависи од надворешното поле.

Ако сега релацијата (12.19) се внесе во (12.14), се добива:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{M} = \vec{B}_0 + \mu_0 \frac{\chi_m \vec{B}_0}{\mu_0} = \vec{B}_0 (1 + \chi_m) . \quad (12.20)$$

Со релацијата (12.3) ние покажавме дека односот меѓу магнетната индукција во дадената средина $\vec{B}$, и магнетската индукција во вакуум, $\vec{B}_0$ е еднаков на релативната магнетската пермеабилност на дадената средина, т.е:

$$\frac{B}{B_0} = \mu_r .$$

Од (12.20) следува дека

$$\frac{B}{B_0} = 1 + \chi_m \quad \Rightarrow \quad \mu_r = 1 + \chi_m \quad (12.21)$$

12.3.1. Обопштување на Амперовата теорема за циркулација на магнетната индукција

Во поглавјето 11.2 го објаснивме Амперовиот закон (теорема) за циркулација на магнетната индукција, и според релацијата 11.8 тој математички се искажува со формула:

$$\oint_L \vec{B} d\vec{s} = \mu_0 I \quad (12.22)$$

Овој закон треба да се обопшти за материјална средина. Затоа на десната страна на оваа релација треба да се додаде и создадената струја како резултат на магнетизацијата, I_m :

$$\oint_L \vec{B} d\vec{s} = \mu_0 I + \mu_0 I_m = \mu_0 (I + I_m) \quad (12.23)$$

каде што I е вкупната јачина на реалните струи опфатени со затворената крива L , а I_m е еквивалентната струја создадена со магнетизација опфатена со истата крива на интегрирање.

Ако се земе предвид (12.14) Амперовиот закон ќе стане:

$$\oint_L (\vec{B}_0 + \mu_0 \vec{M}) d\vec{s} = \mu_0 (I + I_m) \quad (12.24)$$

Со оглед на тоа што кога нема надворешно магнетно поле (не тече струја низ соленоидот) се добива релацијата:

$$\oint_L \mu_0 \vec{M} d\vec{s} = \mu_0 I_m \Rightarrow \oint_L \vec{M} d\vec{s} = I_m \quad (12.25)$$

Циркулација на векторот на магнетизација по затворена крива линија е еднаков на сумата на сите струи создадени со магнетизација.

Сега може во релацијата (12.23) магнетната индукција да се прикаже преку јачината на магнетното поле и векторот на магнетизација, дадена со (12.16), $\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{J}$, каде што $\vec{J} = \mu_0 \vec{M}$, па ќе биде:

$$\oint_L (\mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M}) d\vec{s} = \mu_0 (I + I_m) \Rightarrow \oint_L \mu_0 \vec{H} d\vec{s} = \mu_0 I$$

односно

$$\oint_L \vec{H} d\vec{s} = I$$

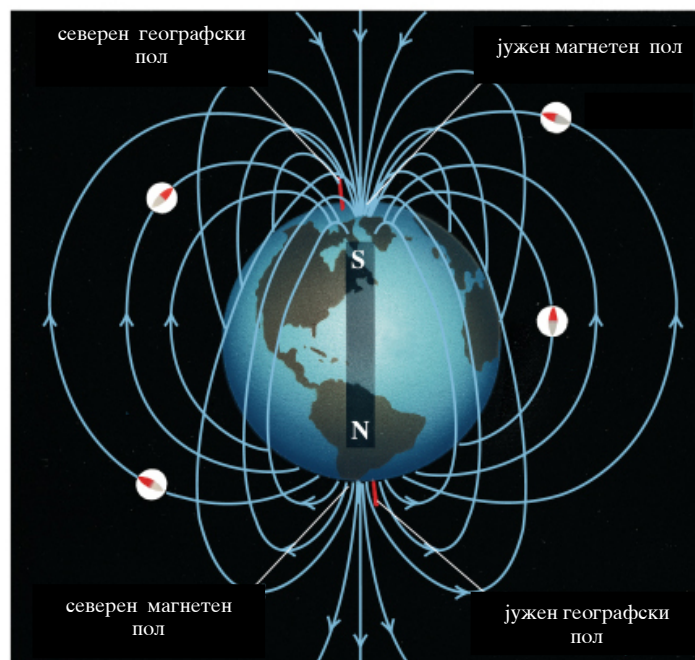
Се добива дека циркулацијата на векторот на јачината на магнетното поле е еднаква на збирот на сите реални струи, што не беше случај со циркулацијата на векторот на магнетната индукција (релација 12.23). Така може да се забележи дека векторот $\vec{H}$ има извесна сличност со векторот на електричната индукција $\vec{D}$ во електростатиката, бидејќи тој е обусловен само од реалните, таму ги викавме слободни полнежи.

Векторите $\vec{M}, \vec{H}, \vec{B}$ се аналогни на векторите $\vec{P}, \vec{D}, \vec{E}$ во електростатиката. Векторот $\vec{H}$ обично асоцира само на спроводните, слободните струи, векторот $\vec{M}$ само на “магнетизационите” струи, а векторот $\vec{B}$ на сите струи. Но, треба да се има на ум дека и во вакуум векторот $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$.

Во натамошното наше изучување на појавите поврзани со магнетното поле ќе се служиме со векторот на магнетната индукција $\vec{B}$.

12.4. МАГНЕТНО ПОЛЕ НА ЗЕМЈАТА

Уште 1600 година Гилберт тврдел дека Земјата е еден голем магнет.



Сл. 12.10. Геомагнетизам. Географските и магнетните полови не се совпаѓаат.

Магнетното поле на Земјата соодветствува на поле коешто би го создавал еден огромен постојан магнет ставен во нејзината внатрешност (сл. 12.10).

Должината на тој магнет е помала од дијаметарот на Земјата. Оската на тој магнет зафаќа со првецот на Земјината оска (правата што поминува низ географските полови) агол од околу 12° . На северната полусфера магнетниот пол (местото каде што магнетните силиви линии се нормални на Земјината површина) се наоѓа во северна Канада во близина на островот Ellef Ringnes, северно од Хадсоновиот залив. Ова место се вика **јужен магнетен пол на Земјата**, бидејќи северниот пол на компасот секогаш се насочува кон тој пол.

Соодветно **северниот магнетен пол на Земјата**, се наоѓа на јужната полусфера и тоа на Антактикот (Vostok). Мора да се нагласи дека овие магнетни полови на Земјата не се наоѓаат на нејзината површина, туку длабоко во нејзината внатрешност. Правецот што поминува низ двата магнетни пола на Земјата (тоа е правецот на магнетната игла во мирување) гради со правецот на Земјиниот меридијан агол наречен **магнетна деклинација**. Линиите што ги спојуваат сите места на Земјината површина со иста деклинација се викаат *изоџони* (сл.12.11). на територијата на Република Македонија деклинацијата е западна и изнесува околу 8° . Магнетната игла што

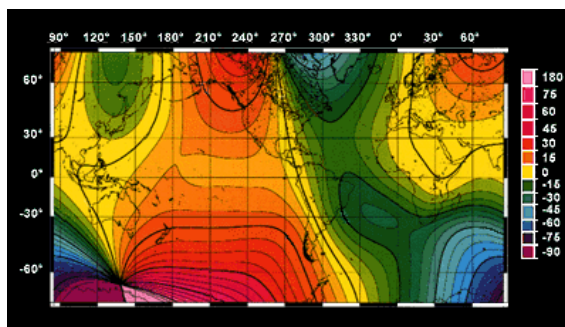
може слободно да ротира во вертикална рамнина во магнетното поле на Земјата, гради некој агол со хоризонталната површина на Земјата. Тој агол се вика **магнетна инклинација**.

На северната полусфера северниот магнетен пол на оваа игла е насочен према долу, а на јужната обратно. На магнетниот екватор магнетната игла е поставена хоризонтално. Линиите што ги спојуваат сите точки со иста магнетна

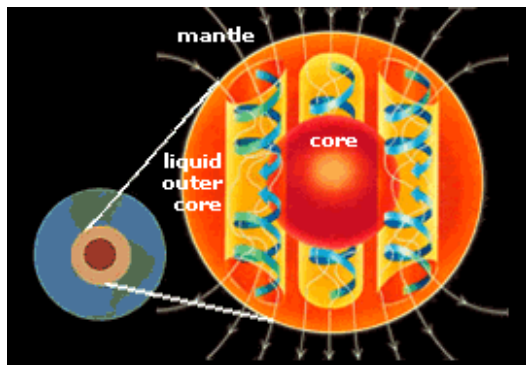
инклинација се викаат *изоклини*. Формите на изогоните и изоклините дават слика за магнетното поле на Земјата. Во нашата земја инклинацијата изнесува околу 60° . Инклинацијата и деклинацијата во која било точка на Земјата ја определуваат насоката и правецот на магнетната индукција на Земјиното магнетно поле. Вообичаено е да се мери само хоризонталната компонента на Земјината магнетна индукција B_{hz} . Таа е определена со големината на магнетната индукција B_z и инклинацијата $B_{hz} = B_z \cos i$, кај што i е аголот на инклинацијата. B_{hz} кај нас изнесува од 2 до $2,2 \cdot 10^{-5}$ Т.

Големината и правецот на магнетната индукција на Земјата се менуваат со тек на времето. Периодичните промени на полето се викаат варијации, а нередовните, пертурбации. Варијациите се дневни, годишни 11-годишни и вековни. Дневните и годишните варијации се последица на температурните промени во јоносферата и појава на соодветни флуктуации во неа. Варијациите со време од 11 години се поврзани со активността на Сонцето. Утврдено е дека јужниот магнетен пол на Земјата се врти околу северниот географски пол со период од околу 1000 години.

Кое е објаснението за постоењето на Земјиното магнетно поле? Според досегашните сознанија Земјиното јадро е изградено од легура на железо и 10% никел. Иако таа супстанца е феромагнетна, бидејќи јадрото е со многу високи температури (секако повисоки од Кириевата), не може да се смета дека магнетното поле на Земјата е последица на овој факт. Исто така, од теориски аспект не е прифатливо дека Земјиното магнетно поле е последица на најзината ротација. Имено, се верува дека магнетното поле на Земјата потекнува од движења на материјата во течното јадро на Земјата, што произведува силни електрични струи. Овие струи имаат форма на затворени контури па така создаваат



12.11. Светска магнетска карта на магнетската деклинација.



Линиите го покажуваат правецот на можниот проток на течноста во Земјиното јадро (сликата е преземена од Scientific American од 1989 год.)

соодветни магнетни полиња. Теориските пресметки според овој модел, даваат дека полупречниците на вакви кружни струи имаат димензии и до неколку стотици километри.

ПРАШАЊА И ПРОБЛЕМИ

1. Механичкото дејство на магнетното поле на електричните струи се разликува ако наместо вакуум (воздух) магнетното поле се најде во средина со магнетска пермеабилност μ_r . Во таа смисла силата со која на спроводник со должина l низ кој тече струја со јачина I поставен во магнетно поле со магнетна индукција $\vec{B}$, е определена со:

$$\vec{F} = I(\vec{l} \times \vec{B}) \quad (1)$$

односно ако е дадена јачината на магнетно поле $\vec{H}$ е дадена со релацијата:

$$\vec{F} = I\mu_0\mu_r(\vec{l} \times \vec{H}) \quad (2)$$

Од тоа што го научивте за магнетиците, зошто релацијата (2) речиси воопшто не се користи?

2. Објаснете што претставуваат магнетните меридијани и магнетен екватор. Како се поставува магнетната игла на магнетните полови, акако на магнетниот екватор? Колкава е инклинацијата на магнетните полови, а колкава на магнетниот екватор?

Пример задача 1

Низ соленоид кој има $N=300$ навивки, тече струја со јачина $I=0,5$ А. Соленоидот е долг $l=25$ см. Да се најде: а) Магнетската индукција во внатрешноста на соленоидот кога тој е во вакуум. б) Јачината на магнетното поле H во соленоидот. в) Магнетната индукција во железна

прачка поставена во тој соленоид, ако железото од кој прачката е направена има релативна магнетска пермеабилност $\mu_r = 1800$.

Решение:

а) Магнетната индукција во вакуум е:

$$B = \mu_0 \frac{N}{l} I = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{300}{0,25} 0,5 = 7,54 \cdot 10^{-4} \text{ T}$$

б) Јачината на магнетното поле H е:

$$H = \frac{N}{l} I = \frac{300}{0,25} 0,5 = 600 \frac{\text{A}}{\text{m}}$$

в) Магнетната индукција во железната прчка е:

$$B = \mu_r \mu_0 \frac{N}{l} I = 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 1800 \frac{300}{0,25} 0,5 = 1,36 \text{ T}$$

Пример задача 2

При магнетизација на железа се добиени следниве вредности на магнетната индукција

$B \text{ (T)}$	0,01	0,028
$B_0 \text{ (T)}$	$0,25 \cdot 10^{-4}$	$0,5 \cdot 10^{-4}$

Да се определи:

- магнетска пермеабилност во двата вида железо.
- Големините на векторот на магнетизацијата во двата акта на магнетизацијата

Решение:

$$\text{а) } \mu_r = \frac{B}{B_0} = \frac{0,01}{0,25 \cdot 10^{-4}} = 4 \cdot 10^2 \quad \text{и} \quad \mu_r = \frac{B}{B_0} = \frac{0,028}{0,5 \cdot 10^{-4}} = 5,6 \cdot 10^2$$

б) Според (12.20) за големината на векторот на магнетизацијата M се добива:

$$M_1 = \frac{B - B_0}{\mu_0} = \frac{0,010 - 25 \cdot 10^{-4}}{4\pi \cdot 10^{-7}} = 7,76 \cdot 10^3 \frac{\text{A}}{\text{m}}$$

и

$$M_2 = \frac{B - B_0}{\mu_0} = \frac{0,028 - 0,5 \cdot 10^{-4}}{4\pi \cdot 10^{-7}} = 2,22 \cdot 10^4 \frac{\text{A}}{\text{m}}.$$