

Szilárd testek mágneses tulajdonságai



GIMNÁZIUMI TANKÖNYV

Kovács László

Szilárd testek mágneses tulajdonságai

Fakultatív tankönyv a gimnáziumok IV. osztálya számára

A Művelődési Minisztérium megbízásából
kiadja a Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1985

A 27/1965. Korm. számú rendelet alapján a művelődési miniszter 26277/85. IX. szám alatt jóváhagyta, bevezetését és használatát az 1985/86. tanévtől kezdve engedélyezte

Lektorok:

DR. KOVÁCS ISTVÁN

FLÓRIK GYÖRGY

ISBN 963 10 6776 9

Kiadja a Műszaki Könyvkiadó
Felelős kiadó: Fischer Herbert igazgató
Felelős szerkesztő: Juhász Ágnes
Váci ÁFÉSZ Sokszorosítóüzem, Vác, 85121
Műszaki vezető: Kőrösi Károly
Műszaki szerkesztő: Trencsényi Ágnes
A könyv formátuma: B5. Ivterjedelme: 2,875 /A5/
Ábrák száma: 11. Példányszám: 13.060
Papír minősége: 80 g-os ofszet. Azonossági szám: 28974/II-14
Kézirat lezárva: 1985. VIII. 7.
Készült az MSZ 5601 és 5602 szerint

BEVEZETÉS

A tankönyvben először áttekintjük az anyagok különféle mágneses viselkedését, majd részletesebben foglalkozunk a gyakorlati élet szempontjából legfontosabb mágneses tulajdonság, a ferromágnesség atomi magyarázatával. Kvantummechanikai okokkal megmagyarázzuk a spontán mágnesezettség létrejöttét, energetikai megfontolások alapján indokoljuk a doménszerkezet kialakulásának szükségességét, majd a doménszerkezetű mágneses testek mágneseződését tárgyaljuk.

A könyv második részében az elméleti bevezetőben említett néhány jelenség kísérleti megvalósítását mutatjuk meg. Végül egy félvezető Hall-elemmel működő mágneseztérerősség-érzékelő működését elemezzük.

1. A MÁGNESSÉG ATOMI MAGYARÁZATA

1.1. DIAMÁGNESSÉG

Mágneses térben minden anyag mutat mágneses tulajdonságokat. Egyes anyagokra erős mágneses tér taszító hatást fejt ki. Ezeket az anyagokat diamágneses anyagoknak, a külső mágneses tér hatására az anyagban létrejött makroszkópikus mágnességet diamágnességnek nevezzük. A diamágneses anyagok zömmel lezárt elektronhéjjal rendelkező atomokból állnak. Külső tér nélkül az ilyen anyagok atomjainak eredő mágneses momentuma zérus. A diamágneses viselkedést a klasszikus fizika alapján is magyarázhatjuk, ha arra gondolunk, hogy az elektronok "pályamenti mozgása" mágneses térben módosul, a tér kis köráram-változásokat indukál, és az ebből származó mágneses hatás feleletet ad az észlelt taszításra: az indukált áram mágneses hatása az azt létrehozó teret gyengíteni igyekszik.

Ennek következtében minden anyag diamágneses lenne, ha a diamágneses viselkedést más mágneses járulék el nem nyomná.

A diamágneses viselkedés a hőmérséklettől független.

A legerősebben diamágneses anyag: a bizmut, az arany, a higany és a kristályos kén.

1.2. PARAMÁGNESSÉG

A paramágnesség a permanens mágneses momentummal rendelkező atomokból vagy ionokból felépülő anyagok tulajdonsága. Mágneses térben az ezek által képviselt kis mágnesek fordulnak be valamilyen mértékben a tér irányába, így makroszkópi- kusan a próbatesten vonzó hatást észlelhetünk.

A paramágneses hatás a hőmérséklet növekedésével csökken, ui. a hőmozgás akadályozza a mágneses tér irányába való befordulást.

Paramágneses anyag pl. az alumínium, a kálium, a kalcium, a nátrium, a mangán, az ón, a platina, a réz-szulfát, a gáz halmazállapotú kén és az oxigén.

1.3. KOLLEKTIV MÁGNISSÉG

A rendezett mágneses szerkezetek jellegzetes kapcsolatban állnak a szilárdtestekkel. R. Feynman így fogalmaz: "a ferromágnesség nem a vasatom, hanem a meghatározott szerkezetű szilárd vas jellemzője". A ferromágnesek a rendezett mágneses szerkezetek legjelentősebb képviselői. A ferromágnesség a vascsoport elemeire (Fe, Co, Ni) jellemző.

1.3.1. Külső, mágneses tér nélküli (spontán) mágnesezettség

Az elektron bizonyos körülmények között részecskeként modellezhető. Az elektron spinjéről tanultak alapján azt mondhatjuk, hogy minden elektron egyben egy parányi elemi mágnes. Minden anyag tartalmaz elektronokat, azaz elemi mágneseket. Rendszerint azonban az egész anyag nem viselkedik mágnesként, mert benne az elemi mágnesek különböző irányokba állnak be, és így az egyik mágnes a másik hatását lerontja. A mágneses hatás lerontásának oka elsősorban az, hogy az elektronok megengedett állapotaikban általában párokban helyezkednek el: minden egyes párban az egyik elektron spinje felfelé, a másiké lefelé mutat. Egy ilyen pár nem járulhat hozzá az anyag makroszkopikusan észlelhető mágnességéhez, hisz az ellentétes spinű elektronok ellentétes beállású elemi mágneseket jelentenek.

Néhány anyagban azonban az elemi mágnesek nem rontják le, hanem erősítik egymás hatását: külső mágneses tér jelenléte nélkül is, spontán módon azonos irányba állnak be bizonyos elektronok spinjei. A spontán mágnesezettség eredetét Heisenberg 1926-ban a szomszédos atomok elektronjai között fellépő kölcsönhatással magyarázta. A számítások azt mutatták, hogy a spineket elrendező erőt csak a kvantummechanika alapján ért-
hetjük meg.

Vizsgáljuk meg két elektron viselkedését a következő három esetben!

1. Egy-egy elektron két, egymástól távol levő atomban. Mivel itt az elektronok egymástól függetlenek, ezért állapotaik minden kvantumszámban megegyezhetnek, az elektronspinek beállása tetszőleges.

2. Két azonos fő- és mellékkvantumszámú elektron ugyanabban az atomban. A Pauli-elv következtében az elektronoknak ekkor spinjeik irányában, azaz saját mágneses momentumukban különbözniük kell.

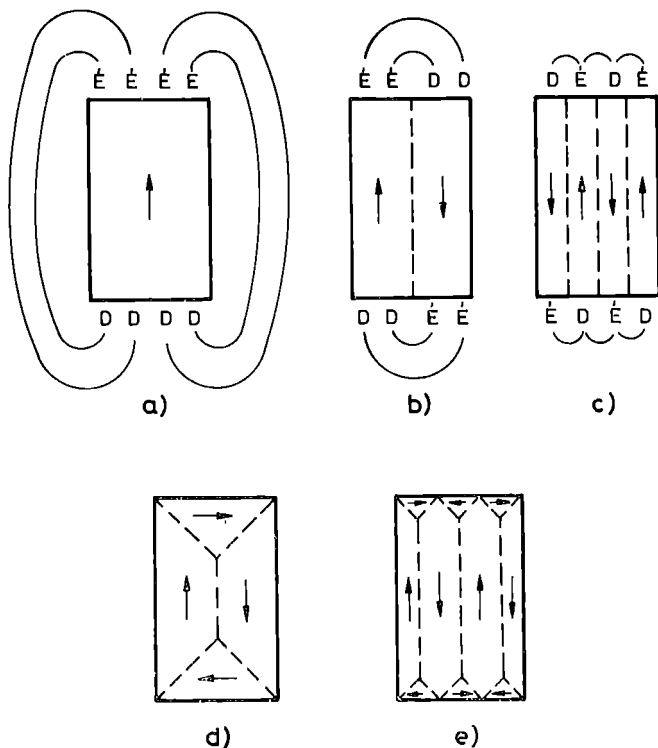
3. Két azonos fő- és mellékkvantumszámú elektron szomszédos atomokban. Ebben az esetben is alkalmaznunk kell a Pauli-elvet, ha az atomok olyan közel vannak egymáshoz, hogy az elektronfelhőknek van átfedő (közös) részük. Ebben az esetben lép fel a Heisenberg-féle kölcsönhatás, amelyet kicserélődési kölcsönhatásnak nevezünk. Az ebből a kölcsönhatásból származó energia pozitív és negatív is lehet. Ha pozitív értékű ez az energia, akkor az összenergia szempontjából az a kedvező helyzet, ha a spinek egyirányúak. Ahhoz, hogy a szomszédos atomokban levő egyirányú elektronspinek makroszkopikusan nagy eredő mágneses momentumot eredményezzenek, az is kell, hogy már az egyes atomoknak is nagy eredő spinje legyen. Ilyen tulajdonsággal pl. a "d" állapotú elektronok ruházzák fel az atomokat.

Előfordulhat tehát az az eset, hogy a kicserélődési kölcsönhatás a nagy eredő spinnel rendelkező szomszédos atomok spinjeit - külső mágneses tér jelenléte nélkül is - azonos irányúra állítja be. Ez a ferromágnesség jelensége, amely pl. a szilárd vas, kobalt és nikkal esetében lép fel.

1.3.2. A doménszerkezet kialakulása

Felvetődik a kérdés, hogy miért nem mutatnak mágnességet maguktól a makroszkopikus vas-, kobalt- vagy nikkeldarabok, hisz a Heisenberg elméletét következetesen alkalmazzuk, akkor arra az eredményre jutunk, hogy a ferromágneses anyagoknak külső mágneses tér nélkül is mágnesesnek kell lenniük. Minden atom párhuzamos spinűre áll be, s ezzel az elemi mágnesek mind

párhuzamosan, egyező állásban helyezkednek el, tehát az egész anyagdarabnak mágnesesnek kell lennie. Végtelen nagy kristályra vonatkozóan igaz is ez az okoskodás, azonban a valóságban véges testekkel van dolgunk, s ezeknél a párhuzamosan elhelyezkedő elemi mágnesek az egész anyagdarabon kívül nagy mágneses teret, s így nagy energiát eredményeznének. A mágneses energia csökkenését jelenti, tehát energetikailag sokkal kedvezőbb az az állapot, amikor az anyag két egymással párhuzamosan, de ellentétes irányítással mágnesezett tartományra (doménre) oszlik. Ekkor csökken az a térfogat, amelyben jelentős nagyságu a mágneses tér (1a és b) ábra). Ujabb doménpárok megjelenésével to-



1. ábra.

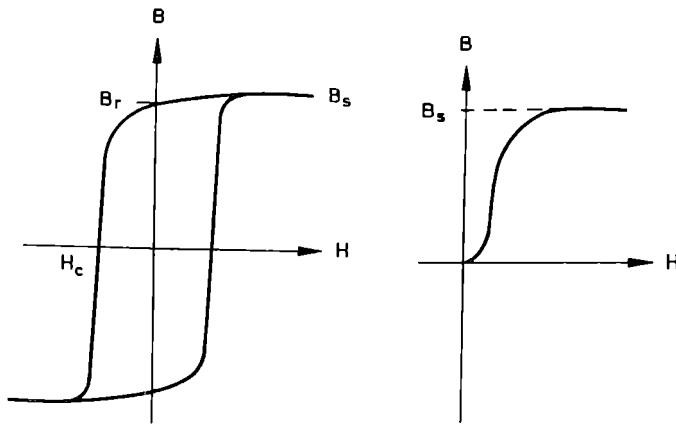
vább javul az energetikai helyzet. Ha még a d) és e) ábrán látható "záródomének" létét is feltételezzük, akkor gyakorlatilag a test belsejében záródnak a mágneses erővonalak, a test belsejére korlátozódik a mágneses energia. Ez az energetikai-

lag kedvező helyzet viszont azt eredményezi, hogy az anyag makroszkopikusan nem mágneses.

A domének kialakulásának energetikailag kedvezőtlen következményei is vannak. Két domén találkozásánál helyileg megszűnik a minimális energiájú rendezett állapot és ez energiátöbbletet eredményez. Az elemi mágneseket párhuzamosra állító erős atomi kölcsönhatás miatt nem valósulhat meg az, hogy az egyik domén szélső atomjai mellett közvetlenül ott legyenek a másik domén ellentétes irányítottasága atomjai. Két domén határán egy átmeneti tartomány, a doménfal alakul ki. Ugy képzelhetjük el, hogy a doménfalban az atomok elemi mágnesei fokozatosan fordulnak át az ellentétes irányra. A doménfalak pl. vasban mintegy 300 rácsállandó vastagságúak. Minél több a domén, annál kisebb lesz az anyagdarabon kívüli mágneses energia, viszont annál több energiára lesz szükség a doménfalak fenntartására. A minimális energiájú egyensúlyi állapot akkor következik be, amikor egy-egy további doménfal keletkezéséhez akkora energia szükséges, mint amennyivel az új domének megjelenése miatt a külső tér energiája csökken. A mérési eredmények azt mutatják, hogy a domének mérete 0,01 mm nagyságrendű.

1.3.3. A doménszerkezetű testek mágnesezése

A külső mágneses tér átrendezi a doméneket: felmágnesezéskor egy irányba igyekszik állítani az apró mágneses tartományokat, ezáltal az anyagdarab makroszkopikus mágneses tulajdonsággal fog rendelkezni. Ha a felmágnesező tér H térerősségének függvényében ábrázoljuk a mágnesezett minta B mágneses indukcióját, akkor a 2a ábrán látható jellegzetes, záródó görbét, a III. osztályos fizika tankönyvből ismert hiszterézisgörbét kapjuk. Mint ismeretes, a hiszterézisgörbe jól tükrözi a ferromágneses anyagok két legjellegzetesebb tulajdonságát: 1. kezdetben a görbe meredeken emelkedik, azaz a mágnesezettség igen nagymértékben nő (2b ábra). 2. a mágnesezettség egy — a hőmérséklettől függő (1. az 1.3.4. pontot) — telítési értékhez tart. A telítési érték elérésének az a magyarázata, hogy ekkor már minden domén befordult a mágneses tér irányába.



2. ábra.

A domének "befordulása" általában nem úgy megy végbe, hogy a kedvezőtlen irányú domének minden elemi mágnessége egyszerre befordul a tér irányába, hanem úgy, hogy a doménfalak eltolódásával növekszik a tér irányában elhelyezkedő domének mérete. A teljes doménátfordulás csak igen nagy felmágnesező térnél következik be.

Ha csökkentjük a felmágnesező teret, akkor a domének az eredeti rendezetlen állapotukhoz közel álló állapotba kerülnek, nem valósul meg azonban az eredeti, makroszkopikus mágnességet nem mutató állapot: zérus felmágnesező tér esetén is tapasztalunk a próbatesten maradó (remanens) mágnességet. A szokásos technikai jelöléseket a 2a ábra mutatja: B_r a remanens mágnesség (remanencia), a $H = 0$ térerősséghez tartozó B érték; H_c a koercitív erő, az a külső térerősség, amely ahhoz szükséges, hogy a minta B indukciója a felmágnesezés után ismét zérus legyen; B_s a telítési indukció, a nagy térerősségekhez tartozó B értékek határértéke.

A mágnesek technológiai alkalmazásában a hiszterézishurok alakja igen fontos. A B_r remanencia annak a mértéke, hogy milyen erős mágnezt lehet csinálni az adott anyagból. A hurok területe arányos a domének rendeződése során fellépő energia-veszteségekkel. Ha transzformátor-vasmágként kívánunk használni egy adott anyagot, akkor nyilvánvalóan arra kell törekednünk, hogy ez a terület, azaz a veszteség minél kisebb legyen.

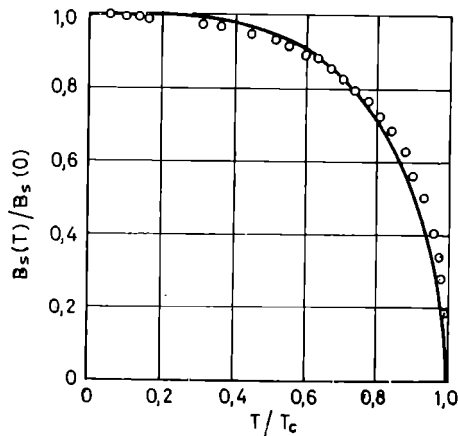
A hurok területét a gyártási folyamat, a hőkezelés és a mechanikai megmunkálás határozza meg.

Tiszta, homogén, jól orientált anyagban a doménfalak könnyen elmozdulhatnak: ezek a kis koercitív erejű, "lágú" mágneses anyagok. Nagy koercitív erejű, "kemény" mágneses anyagok előállításakor korlátozni kell a doménfalmozgást. Ennek különleges módja az, ha igen finom porból készítik a "kemény" mágneses anyagokat, ekkor ui. minden egyes porszemcse csupán egyetlen telítésig mágnesezett doménből áll, és ennek átmágnesezéséhez nagy térerősség szükséges.

Kísérletekkel bizonyítjuk majd a doménfalak létezését, mozgását, a mozgás korlátozását.

1.3.4. A telítettségi mágneses indukció hőmérsékletfüggése

Az anyag hőmérsékletének jelentős szerepe van a mágneses tulajdonságok megnyilvánulásában. Az atomi hőmozgás a mágnesezettség ellen hat. Ha növekszik a fém hőmérséklete, akkor csökken a telítődési mágnesezettség mértéke, és egy adott hőmérsékletnél (a 3. ábrán T_c , kritikus hőmérséklet) zérussá válik, azaz ezen hőmérséklet fölött az anyag többé már nem ferromágneses, nincs spontán mágnesezettség, nincsenek domének, az anyag már csak paramágneses tulajdonságokat mutat.



3. ábra.

Ha az anyag ismét lehül, akkor a kritikus hőmérséklet alatt újra kialakulnak a domének.

1.3.5. Magnetostrikció

Az 1.3.2. pontban tárgyalt záródomének mágnesezési iránya merőleges a többi domén mágnesezési irányára, és ez újabb energetikai megfontolásokat tesz szükségessé. A kísérletek ui. azt mutatják, hogy az egykristályokban léteznek nehéz mágnesezési irányok; ezekben az irányokban a legnehezebb a kristályt mágnesezni. Ezzel szemben vannak olyan irányok, amely mentén sokkal kisebb energiával is mágnesezhető az adott anyag: ezek a könnyű mágnesezés irányai. A köbös szerkezetű vaskristályokban pl. a kockaélek irányai a könnyű, a testátlók pedig a nehéz mágnesezés irányai. A nehéz mágnesezés irányában való mágnesezéshez szükséges többletenergiát anizotrópiaenergiának nevezik. Az elnevezés az egykristály tulajdonságainak irányfüggésére utal.

A mágnesezés — a kísérletek tanúsága szerint — a kristály méretváltozását vonja maga után. Ezt a jelenséget nevezik magnetostrikciónak. A mágnesezés hatására bekövetkező méretváltozás, a magnetostrikció nagysága adott egykristálnál attól függ, hogy milyen irányban végezzük a mágnesezést, hisz a méretváltoztatáskor a rugalmas erők ellen kell munkát végeznünk, a rugalmas erőkről pedig tudjuk, hogy irányfüggők.

A záródomének kialakulása szoros kapcsolatban van az anizotrópiaenergiával, hisz a záródomének mágnesezési iránya általában a nehéz mágnesezési irányokba esik.

Az anizotrópiaenergia nagysága az ideális kristály tulajdonságain kívül természetesen függ a kristály tényleges deformációs állapotától is. Érdekes, hogy a reális köbös kristályok kissé eltérnek a köbös szerkezettől, ekkor ui. energetikailag kedvezőbb helyzet alakul ki. A deformáció hatására az anizotrópiaenergia — a nehéz irányba való mágnesezéshez szükséges többletenergia — nagyobb mértékben csökken, mint amennyivel a rugalmas energia az ideális állapottól való eltérés következtében növekszik.

Nagy permeabilitásu anyagok előállításához olyan ötvözeteket készítenek, amelyekben az összetevők magnetostrikciója kicsi, így a belső deformációk nem jelentenek többlet helyi anizotrópiaenergiát.

2. ALAPKISÉRLETEK

2.1. A BARKHAUSEN-HATÁS BEMUTATÁSA

A doménfalak szakaszos mozgását érzékelhetjük, hallhatóvá is tehetjük a következő összeállítás segítségével:

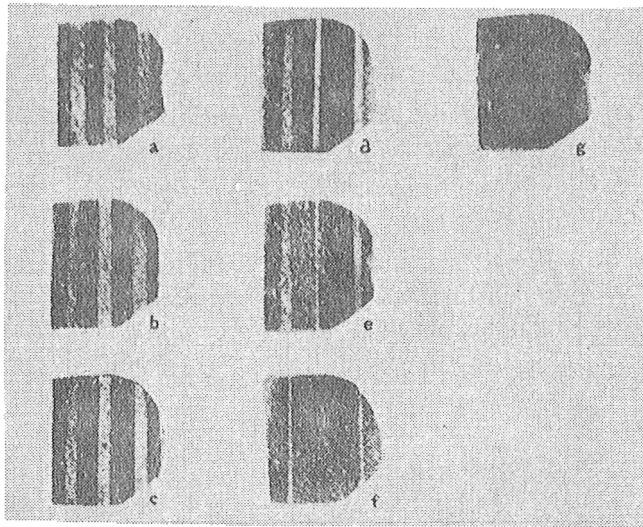
1200 menetes tekercs belsejébe helyezünk transzformátorvasmag-lemezeket! A tekercs kivezetéseit erősítő közbeiktatásával csatlakoztassuk hangszóróhoz! Közelítsünk lassan mágnest a lemezekhez!

A lemezek mágneses doménfalainak ugrásszerű mozgásakor hirtelen változik az indukált áram, és ez a hangszóróban apró kattánásokot, sustorgást kelt. Ezt a jelenséget nevezzük Barkhausen-hatásnak.

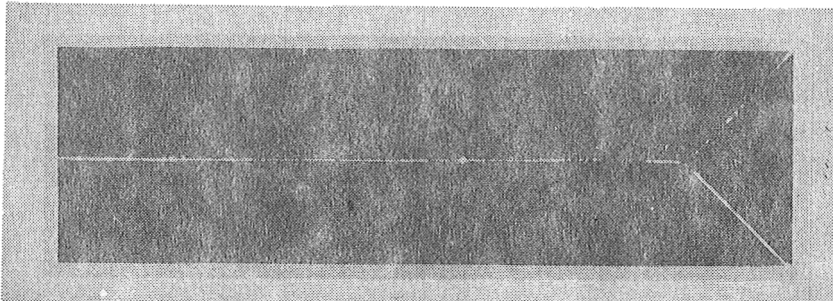
2.2. A DOMÉNFALAK ELTOLÓDÁSÁNAK SZEMLÉLTETÉSE

A doménfalak elhelyezkedését és a mágnesezett tartományok növekedését mikrofelvevételekkel közvetlenül is kimutathatjuk, ha a minta gondosan kezelt felületére mágneses kolloid szuszpenziót viszünk fel. A kolloid részecskék a szuszpenzióban jól meghatározott vonalak mentén gyűlnek össze. Ezek a vonalak a különböző irányban mágnesezett domének közötti határvonalakat jelzik, ui, a doménhatárokon kialakuló erős helyi mágneseztér-változások miatt fellépő erők odavonzzák a mágneses részecskéket.

Ez a Bitter-féle technika középiskolai szinten nem könnyen valósítható meg, azonban gondos munka esetén szép, mágneses porábra-felvevételeket tanulmányozhatunk (4. ábra). (A Dunai Vasműben megigérték, hogy ellátják az iskolákat olyan vasércporral, amelyből 2 g-ot 1 l vízben 20 g mosószer segítségével elkeverve alkalmas szuszpenzióhoz juthatunk.) Igen vékony, túszerű vas egykristályban záródomént is sikerült már kimutatni (5. ábra R.V. Coleman).



4. ábra.

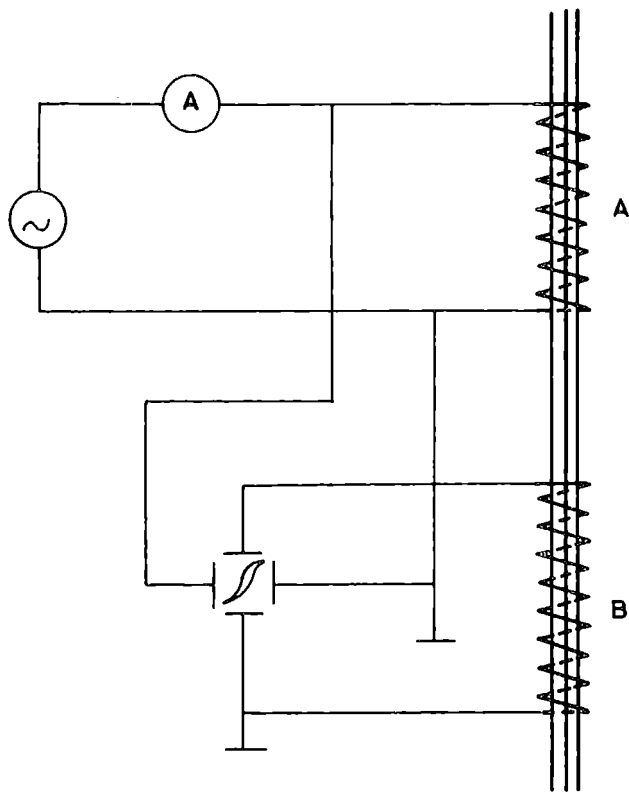


5. ábra.

2.3. A MÁGNESES HISZTERÉZISGÖRBE BEMUTATÁSA

Állítsuk össze a 6. ábrán látható berendezést! Ennek segítségével a teljes hiszterézisgörbét megnézhetjük.

A vasmagként használt mintákat könnyen cserélhetjük, és így összehasonlíthatjuk a kemény és a lágy mágneses anyagok hiszterézisgörbéit. Az A tekercsen átfolyó 50 Hz-es váltóáram végzi el a mágnesezést; a 20 menetes A tekercsről vett jel a mágnesező árammal arányos. Vigyük ezt a jelet az oszcilloszkóp vízszintes eltérítőlemezeire!



6. ábra.

Az A tekercsen közel 5 A-es áramot kell átvezetnünk.

B menetszáma az oszcilloszkóp érzékenységtől függ; pl. 10 mV/cm érzékenység esetén 100 menet már elegendően nagy jelet ad.

A berendezést úgy készítjük el, hogy kb. 5 mm átmérőjű üvegcsőre közvetlenül egymás fölé tekercseljük az A és B meneteit. Az üvegcsőbe kell helyezni a vizsgált huzalmintákat.

2.4. A MAGNETOFONSZALAG ÁTMÁGNESEZÉSE

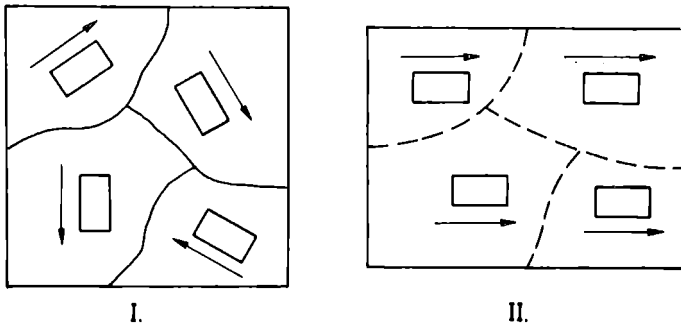
Nagyon egyszerű kísérlettel mutathatjuk meg, hogyan lehet a magnetofonszalagról a jelet letörölni. Törléskor a gép nagyfrekvenciás mágneses térrel simítja el a hangfelvételkor

kialakított speciális mágneses rendet. A szalag szabályos rendbe állított elemi mágneses tartományait azonban egyszerű permanens mágnessel (mágneses ajtózárral, applikációs mágnessel, kerámiamágnessel) is átrendezhetjük: elegendő 1-2-szer elhuzni a mágnest a felvételt tartalmazó szalag előtt. (Kazettás szalagnál nem is kell kihuzni a szalagot a kazettából.) A korábbi hangos felvétel visszajátszásakor teljesen elhalkul, s így saját kísérletek alapján győződhetünk meg arról, hogy a magnetofonban a hangrögzítés valóban mágneses jelenség.

Ügyeljünk, hogy ne tartsuk hangkazettáinkat mágnes közelében!

2.5. A MAGNETOSTRIKCIÓ KIMUTATÁSA

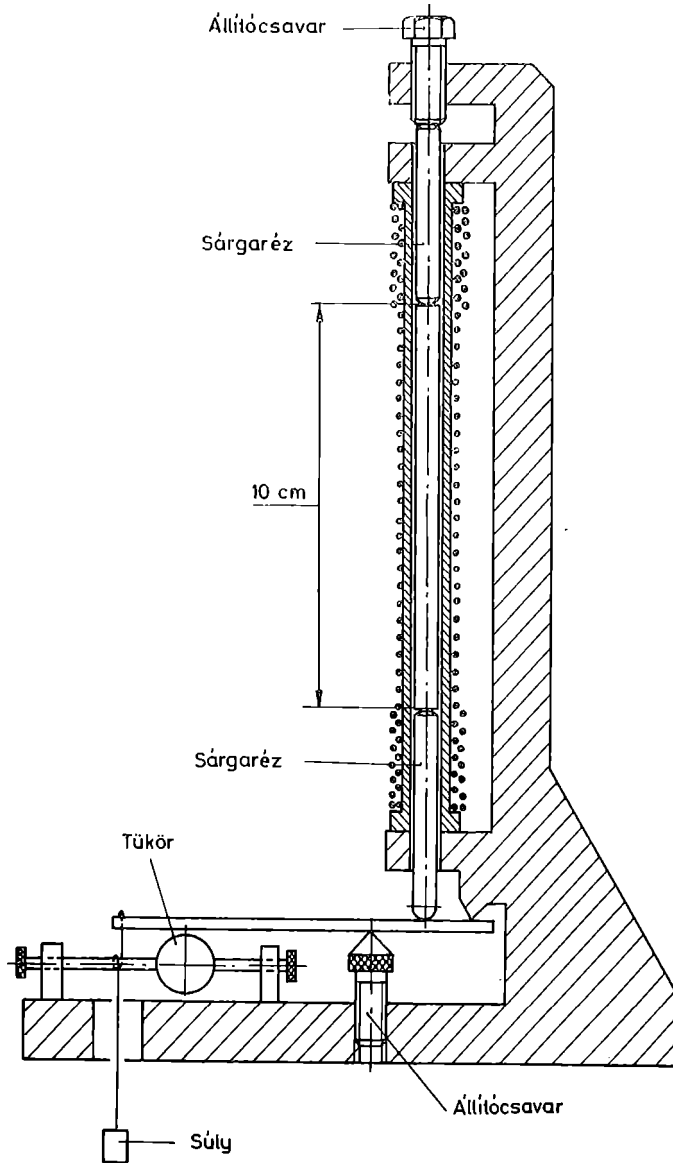
Az elméleti bevezetőben tárgyalt magnetostríkiót a domének segítségével a következőképpen modellezhetjük: minden egyes doménen belül a kristályrács a domén mágnesezési irányában már deformált állapotban van. A külső mágneses térben a domének mágnesezettsége a tér irányába fordul és ezzel elfordul a deformáció tengelye is; a doméneknek a tér irányába eső parányi méretváltozásai összességükben az egész mágneses minta deformációját eredményezik (7. ábra).



7. ábra.

A magnetostríkió nagysága függ a mágneses tér erősségétől, egy adott irány mentén: a $\frac{\Delta l}{l}$ relatív hosszváltozás a térerősség növekedésével közelítőleg lineárisan nő egy telítési értékig. A telítési $\frac{\Delta l}{l}$ érték 10^{-5} - 10^{-6} nagyságrendű,

igy a méretváltozás nem mutatható ki közvetlenül, hanem csak optikai interferométerrel vagy elektromos kondenzátor elhanyagolásának a segítségével. Iskolai bemutatásra a 8. ábrán látható mechanikai felnagyítást javasoljuk. A kétkaru emelővel létrehozott nagyítást fénymutatóval növelhetjük tovább, ehhez azonban a lineáris elmozdulást elfordulássá kell átalakítanunk.



8. ábra.

A magnetostrikció kimutatásához a kb. 10 cm hosszúságu, 4-5 mm átmérőjű vasrudat homogén mágneses térbe kell helyezni. Tegyük a vasrudat műanyag henger belsejébe és rézrudakkal biztosítsuk, hogy a vas a kialakuló mágneses tér homogén tartományába kerüljön! Gondosan ügyelnünk kell arra, hogy a vasrud pontosan a henger középvonalában helyezkedjen el.

A vasrud helyén a tér homogenitását azzal is segíthetjük, hogy a műanyag henger alsó és felső végén még egy huzalréteget csévélünk a hengerre 8-10 menet szélességben. A maximálisan elérhető méretváltozás létrehozásához szükséges telítési térerősséget ($\approx 50 \text{ kA/m}$) 1000 menettel érhetjük el. 8-10 A áramerősség mellett 1 mm átmérőjű rézhuzalt célszerű használni.

Mérőműszerünket a minta behelyezésére is szolgáló furatba tett csavar segítségével kalibrálhatjuk. Ha vasrud helyett nikkelt vagy más mágnesezhető mintát teszünk a műanyag csőbe, akkor összehasonlíthatjuk a különféle mágneses anyagok magnetostrikciójának jellegét és nagyságát. Egykristályokon végzett laboratóriumi mérések alapján a telítési $\frac{\Delta l}{l}$ érték 10^{-6} egységekben kifejezve pl. a vas elemi cellájának egyik élével párhuzamosan 20,7, a testátló irányában viszont -21,2; ugyan-ezen irányokban nikkelnél -45,9, ill. -24,3; 40 %-os kobaltvas ötvözetnél 146,6, ill. 8,7.

Megemlítjük az inverz magnetostrikció hatást: a ferromágneses testekre gyakorolt húzás vagy összenyomás megváltoztatja a doménmágnesezés irányát.

3. HALL-FESZÜLTÉG MÉRÉSE ALUMINIUMBAN. AZ EGY ATOMRA JUTÓ TÖLTÉSHORDOZÓSZÁM ÉS A TÖLTÉSHORDOZÓK SEBESSÉGE

Ha árammal átjárt lapos, széles vezetőt az áram irányára merőleges mágneses térbe helyezünk, akkor a vezető két széle között feszültség lép fel. Ezt a — Lorentz-erő hatására fellépő — feszültséget Hall-feszültségnek, magát a jelenséget Hall-hatásnak nevezzük (E. H. Hall, 1879). A Hall-feszültség mérése döntő fontosságú a félvezetők, bizonyos fémek és ötvözetek laboratóriumi vizsgálatakor. A Hall-hatás gyakorlati alkalmazása is jelentős: elektromos generátorok, motorok mágneses terét Hall-szondákkal mérik, a számítógépek billentyűibe Hall-elemeket építettek be. (A Hall-hatással a "Félvezetők elektromos viselkedése" c. fakultációs tankönyv is foglalkozik.)

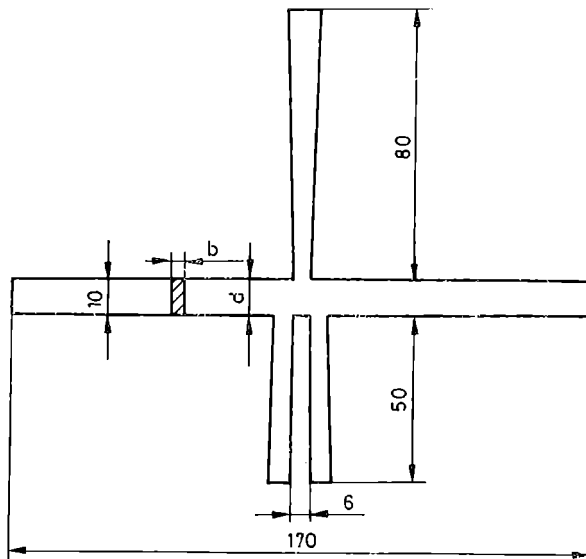
A Hall-szondák drágák, és Hall-mintákhoz viszonylag nehéz hozzájutni. Kényelmesen vizsgálhatjuk viszont a Hall-feszültséget fémekben, pl. alufóliából (vagy papirkondenzátor alumíniumfóliájából) kivágott minta segítségével. A Hall-hatás következményeit vizsgálhatjuk az elektronikus számológépek nyomógombjaiban használt Hall-elemek segítségével. (A székesfehérvári VIDEOTON gyár KISZ-szervezetétől lehet kérni ilyen Hall-elemeket.)

A Hall-hatás vizsgálata közelebb visz a makroszkopikusan jól ismert fémes vezetés mikroszkopikus magyarázatához: lehetőséget ad a vezetési elektronok sebességének és térbeli sűrűségének a meghatározására is.

Feladat

Készítsünk Hall-elemet alumíniumfóliából a 9. ábrának megfelelő méretben!

Vágás után is sima marad az alumíniumfólia, ha két rajzlap közé tesszük, a felsőre rárajzoljuk a kívánt méreteket, és a rajzlapokkal együtt, zsilettpengével vágjuk ki az alumíniumot. A 2 mm-es keskeny csikok szolgálnak majd a Hall-feszült-



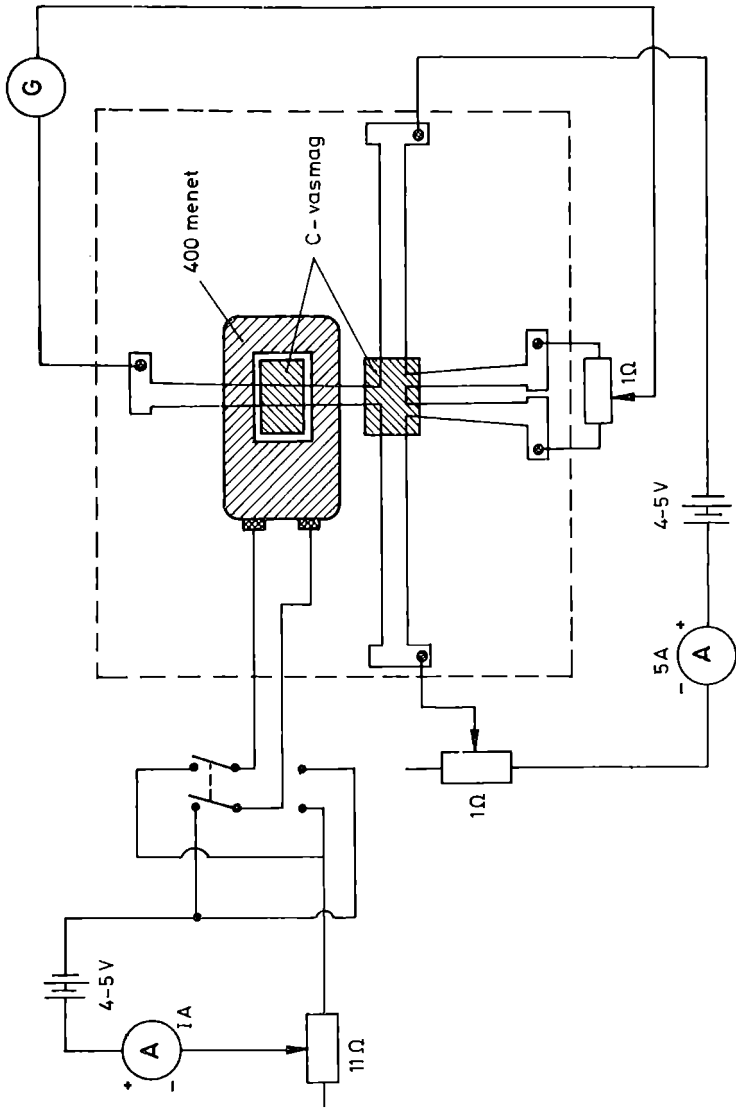
9. ábra.

ség mérésére. Az elektromos szigetelés céljából ragasszuk az Al-csíkot celluxszal vékony polietilén fóliához, majd fedjük is le egy másik fóliával.

A méréshez állítsuk össze a 10. ábrán látható áramköröket!

A mágneses indukciót 400 menetes tekerccsel, 1 A egyenárammal keltjük. Az U-magot egy másik U-maggal zárjuk. Mérés közben arra kell ügyelni, hogy ne változzon a vasmagok közötti távolság, s ez lehetőleg indulásnál se legyen nagyobb, mint az Al-csík és a két műanyag fólia vastagsága. Az alsó $1\ \Omega$ -os ellenállásra azért van szükség, hogy kiegyenlítsük az alumíniumban folyó áram által a két mérési pont között keltett feszültséget; ezzel olyan helyzetet teremtünk, mintha a Hall-feszültség mérésére szolgáló kivezetési pontok éppen szembe lennének egymással. A kivezetések pontos elhelyezését kivágással nem tudjuk elérni.

Először nullázzuk a galvanométert, amelyet most mikro-voltmérőként használunk! Ezután előtétellenálláson keresztül 5 A-es egyenáramot bocsássunk át az alumíniumon, 4-5 V-os táp-



10. ábra.

egységről! Ismét nullázzuk a galvanométert, majd zárjuk a mágneses indukciót létrehozó tekercs áramkörét. Olvassuk le a galvanométer kitérését, s ezt ellentétes értelmű mágneses indukció esetén, fordított áramirány mellett is ismételjük meg!

A mágneses indukció nagyságát elektromágneses indukció segítségével határozhatjuk meg. A felső vasmagra tekercselt 5 menet végein megjelenő U indukált feszültség, az N menetszám és a fluxus közötti összefüggésből:

$$U = \frac{N \Delta \Phi}{\Delta t} .$$

Innen a galvanométeren átfolyó áram:

$$I = \frac{N \Delta \Phi}{R \Delta t} .$$

Ennek felhasználásával

$$\Delta Q = I \Delta t = \frac{N \Delta \Phi}{R} , \text{ és így } \Delta B = \frac{\Delta \Phi}{A} = \frac{R \Delta Q}{NA} ,$$

ahol R a mérőkör ellenállása; Q a galvanométeren a bekapcsolás ideje alatt átfolyó töltés, amit ballisztikus üzemmódban mérhetünk; A a C-mag keresztmetszete.

A mérhető U_H Hall-feszültség $10-20 \mu V$, a keltett mágneses indukció ≈ 1 tesla.

Az $U_H = R_H \frac{I B}{d}$ összefüggés által definiált R_H Hall-együttható meghatározásához célszerű $B = \text{áll.}$ mellett a mintán átfolyó áram függvényében felvenni U_H -t (d a minta szélességét jelöli). Így ha a mérési pontok szórnak is, R_H sokkal pontosabban meghatározható.

A töltéshordozók sebességét a következő összefüggésből nyerhetjük:

$$U_H = Bvd ,$$

ahol d a minta szélessége; v nagyságrendje, 10^{-3} m/s.

A töltéshordozók számát a következő összefüggés adja:

$$n = \frac{I}{A_p e v} ,$$

ahol e az elektron töltésének abszolút értéke; λ_{F} a fólia keresztmetszete, jelöléseinkkel: $\lambda_{\text{F}} = bd$ (l. a 6. ábrát).

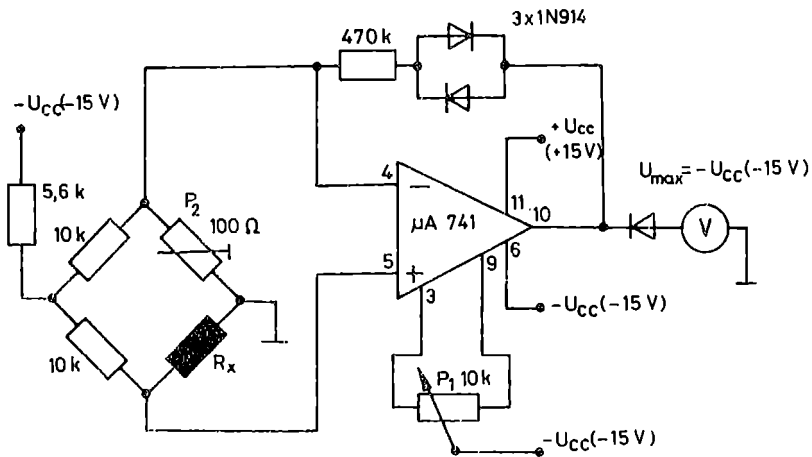
Eredményül 10^{23} töltéshordozó/cm³ nagyságrendű értéket kapunk. Az aluminium sűrűségének és az Avogadro-számnak a felhasználásával arra az eredményre juthatunk, hogy atomonként ≈ 3 elektron vesz részt a vezetésben. A kvantummechanikai megfontolások is hasonló eredményre vezetnek.

4. FÉLVEZETŐS MÁGNESESTÉRERŐSSÉG-MÉRŐ

A Hall-hatást felhasználhatjuk a mágneses térerősség mérésére. A zsebszámológépek billentyűiben használt félvezető Hall-elem működésének az az alapja, hogy a mágneses tér eltéríti az elektronokat eredeti pályájukról. Ezt a félvezető elem áramkörében úgy érzékelhetjük, hogy megnő a félvezető anyag ellenállása. Nem kell tehát a nagyon kicsi Hall-feszültséget mérnünk (ezeknek a Hall-elemeknek nincs is a feszültség mérésére szolgáló kivezetésük), csupán alkalmas erősítő segítségével a mintának a mágneses tér hatására bekövetkező ellenállás-változását kell érzékelnünk.

(A Hall-hatás jobb megértése céljából célszerű ezt a "töltéshordozó-eltérítést" még az elektroncsövek tanulmányozásánál is megfigyelni: vákuumcsöves dióda vagy trióda anódárama jelentős mértékben csökken, ha az elektroncső falához mágneset közelítünk. Természetesen közömbös az, hogy a mágnesnek melyik pólusával közelítünk, hisz csupán annyi a változás, hogy egyszer jobbra, máskor balra térítjük el az elektronokat.)

A 11. ábrán látható kapcsolást Gautier Péter IV. osztályos gimnazista állította össze (U_c a tápfeszültség 15 V.) Ha a Hall-elem ellenállás-változása — bármilyen irányban — megbontja a hid egyensúlyát, ezzel működésbe lépteti a μA 741-es műveleti erősítőt. A két szembekapcsolt dióda egyrészt azért kell a kapcsolásba, hogy a kapcsolás felépítésekor ne kelljen ügyelni arra, hogy pozitív vagy negatív irányban bomlik-e fel a hid egyensúlya, másrészt az egyes diódák szerepe az, hogy nagy jelnél, amikor kinyitnak, csökkentik az erősítést. Így egy nemlineáris erősítést kapunk, ami lehetővé teszi az egészen kicsi és az egészen nagy jelek erősítését is, azaz nagyobb ellenállás-változást tudunk így érzékelni. Kijelzőül az iskolai demonstrációs V/A-mérő szolgálhat, hisz a maximálisan kijelzett feszültség 10 V!



- P_1 kimeneti 0 szint beállításához
- P_2 mérőhid kiegyenlítéséhez
- R_x Videoton komputerből kiemelt pergésmentesített Hall- kapcsoló érzékelője ($R_x \geq 100 \Omega$)

11. ábra.

A mérőműszer rendkívül érzékeny. A TANÉRT-nél kapható rudmágnes terét már 4-5 cm-ről érzékeli, és a mágnes egészen kis térbeli mozgásaira is nagy feszültség-változásokkal reagál.

5. ÖSSZEFOGLALÁS

A makroszkopikusan észlelhető mágnességet visszavezethetjük az elektronok és atomok (ionok) mágneses sajátságaira. A diamágneses hatásnál "indukált atomi áramok" által létrehozott mágnességről beszélhetünk. A paramágneses viselkedésnél az atomokban meglevő kis mágneses dipólusoknak a mágneses tér irányába való befordulása eredményezi a mágneses hatást.

A ferromágnesség jelensége azon alapul, hogy a ferromágneses anyagokban — a kvantummechanika törvényeivel leírható okok miatt — már eleve mágnesesen rendezett tartományok, domének találhatóak, és a külső mágneses tér ezeket a doméneket rendezi.

Az anyagok mágneses viselkedésére vonatkozó fenti felosztás inkább viselkedést, konkrét állapotot jelez, és nem az anyagok tényleges csoportosítását jelenti. Diamágneses hatás ui. pl. minden anyagban fellép, csak az esetleg jelenlevő erősebb para- vagy ferromágneses hatások esetén nem észlelhető. A ferromágneses anyagok makroszkopikussá rendezett szerkezete is felbomlik az anyagra jellemző magas hőmérsékleten, s ekkor a ferromágnesesnek nevezett anyagok is már csak paramágneses tulajdonságokat mutatnak.

Ferromágneses anyagokban a doméneket elválasztó doménfalak mozgását a rácshibák akadályozzák, a domének növekedése, a tér irányába való befordulása ugrásszerűen megy végbe (Barlchausen-hatás). Ugyancsak a rácshibák miatt rajzolódik ki megfelelő mérőkapcsolásban az oszcilloszkóp ernyőjére az anyagok mágnesezhetőségére jellemző hiszterézisgörbe, amely a felmágnesező tér H térerősségének függvényében ábrázolt, jellegzetes, záródó B mágnesesindukció-görbe.

Lapos, széles vezetőkben észlelhető jól a Hall-hatás: az áram irányára merőleges mágneses térben a vezető két szélé között feszültség lép fel (Hall-feszültség), amely egyenesen arányos az átfolyó áram erősségével, a mágneses indukcióval és fordítottan arányos a vezető szélességével:

$$U_H = R_H \frac{IB}{d} .$$

Az anyagra jellemző R_H Hall-együttható értéke félvezetőkre sokkal nagyobb, mint fémekre, ui. R_H -ra a következő összefüggés érvényes:

$$R_H = \frac{1}{Nec} ,$$

ahol N a vezetőben levő töltéshordozók száma (s ez kicsi a félvezetőknél); e az elemi töltés; c a fénysebesség.

TARTALOMJEGYZÉK

| | |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Bevezetés | 3 |
| (1.) A mágnesség atomi magyarázata | 5 |
| 1.1. Diamágnesség | 5 |
| 1.2. Paramágnesség | 5 |
| 1.3. Kollektív mágnesség | 6 |
| 1.3.1. Külső, mágneses tér nélküli (spontán) mágnesezettség | 6 |
| 1.3.2. A doménszerkezet kialakulása | 7 |
| 1.3.3. A doménszerkezetű testek mágnesezése . | 9 |
| 1.3.4. A telítettségi mágneses indukció hő- mérsékletfüggése | 11 |
| 1.3.5. Magnetostrikció | 12 |
| (2.) Alapkísérletek | 14 |
| 2.1. A Barkhausen-hatás bemutatása | 14 |
| 2.2. A doménfalak eltolódásának szemléltetése | 14 |
| 2.3. A mágneses hiszterézisgörbe bemutatása | 15 |
| 2.4. A magnetofonszalag átmágnesezése | 16 |
| 2.5. A magnetostrikció kimutatása | 17 |
| (3.) Hall-feszültség mérése aluminiumban. Az egy atomra jutó töltéshordozószám és a töltéshordozók sebes- sége | 20 |
| 4. Félvezetős mágnesestérerősség-mérő | 25 |
| 5. Összefoglalás | 27 |

Ára: 1,50 Ft