

FIZIKAI MÉRÉSEK

(ÖSSZEVONT LABORATÓRIUMI TANANYAG I.)

SZERZŐK: AZ ELTE TERMÉSZETTUDOMÁNYI KAR OKTATÓI

SZERKESZTETTÉK: HAVANCSÁK KÁROLY, DANKHÁZI ZOLTÁN

LEKTORÁLTA: KEMÉNY TAMÁS



ELTE
EÖTVÖS LORÁND
TUDOMÁNYEGYETEM

Második kiadás, 2022.

Tartalomjegyzék

9. Mágneses szuszceptibilitás mérése (Böhönyey András, Groma István)	2
9.1. Bevezetés	2
9.2. A mérés elmélete	3
9.2.1. Mágneses tér mérése Hall-szondával	5
9.2.2. Hall cella hitelesítése	6
9.3. A mérési összeállítás	7
9.4. Mérőprogram kezelése	7
9.4.1. A mérleg kezelése	10
9.5. A mérés menete	10
9.6. A kiértékelés menete	11
9.6.1. Hitelesítési egyenes	11
9.6.2. A szuszceptibilitás meghatározása	11
9.7. Mérési feladatok	11
9.7.1. Elméleti feladatok	12
9.8. Kitekintés	13
9.8.1. A mágneses szuszceptibilitás mérése Faraday-módszerrel	13
9.8.2. Mágneses terek előállítása	13
9.9. Ajánlott irodalom	14

9. fejezet

Mágneses szuszceptibilitás mérése (Böhönyey András, Groma István)

9.1. Bevezetés

Az anyagok mágneses tulajdonságainak leírására 3 térmennyiséget használunk: a $\mathbf{B}$ mágneses indukció, a $\mathbf{M}$ mágnesezettség, amely az egységnyi térfogat mágneses momentumát adja meg, valamint a $\mathbf{H}$ mágneses térerősség. A három mennyiség nem független egymástól:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M} \quad (9.1)$$

ahol $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Vs}{Am}$. Látható, hogy mivel μ_0 -nek van dimenziója a mágneses indukció és a mágneses térerősség dimenziója az SI mértérendszerben különböző. A mágneses térerősség mértékegysége A/m , míg a mágneses indukcióé $\frac{Vs}{m^2} = T$, amelyet Tesla-ról neveztek el.

Egyszerű esetekben a mágnesezettség jó közelítéssel arányos a mágneses térerősséggel

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H} \quad (9.2)$$

ahol χ -t mágneses szuszceptibilitásnak nevezzük. A 9.1 és 9.2 egyenletek alapján ekkor

$$\mathbf{B} = \mu_0(1 + \chi)\mathbf{H} = \mu\mu_0\mathbf{H}. \quad (9.3)$$

A $\mu = 1 + \chi$ mennyiség szokásos elnevezése relatív permeabilitás.

Az anyagokat mágneses szempontból a következőképpen osztályozzuk:

1. *Diamágneses*nek hívjuk azokat az anyagokat, amelyekre χ kis negatív szám, pl réz esetén $\chi_{Cu} \sim -10^{-6}$. Így tehát $\mathbf{H}$ és $\mathbf{M}$ ellentétes irányú és μ kicsit kisebb, mint 1.
2. *Paramágneses*nek hívjuk azokat az anyagokat, melyekre χ pozitív szám. Habár $T \rightarrow 0$ esetén χ szinguláris lehet, de szobahőmérsékleten a legtöbb anyagra χ kicsi. Például, alumíniumra $\chi_{Al} \sim 10^{-5}$ nagyságrendű. A $\chi > 0$ reláció azt fejezi ki, hogy paramágneses anyagokban $\mathbf{M}$ és $\mathbf{H}$ egyirányú. Tehát μ értéke kissé nagyobb, mint 1.

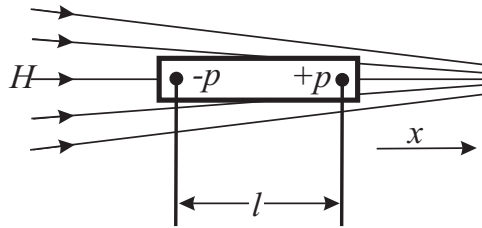
Para- és diamágneses anyagokban a χ jó közelítéssel független $\mathbf{H}$ -tól.

3. *Ferromágneses* anyagokat esetén nincs egyértelmű kapcsolat $\mathbf{M}$ és $\mathbf{H}$ között, $\mathbf{M}$ aktuális értéke függ a minta előéletétől. Az $\mathbf{M}(\mathbf{H})$ összefüggés hiszterézist mutat. Ez az jelenti, hogy a mágnesezettség mágneses tér hiányában is lehet nullától különböző (ez a permanens mágnes). Természetesen itt értelem szerűen a „külső” vagy „gerjesztő”, azaz a végtelenben vett mágneses teret kell tekinteni, mivel $\mathbf{H}$ a minta belsejében ill. a mintán kívül sosem tűnik el. A ferromágneses anyagok elegendően magas hőmérsékleten paramágnessé válnak. Érdekes megjegyezni, hogy ha olyan helyzetből indulunk, hogy mind $\mathbf{M} = 0$ mind $\mathbf{H} = 0$, akkor egy bizonyos határig itt is érvényes, hogy $\mathbf{M}$ és $\mathbf{H}$ arányos egymással, de ekkor χ nagy, akár 1000 is lehet.
4. *Egyéb rendezett mágneses anyagok* Érdekes megemlíteni, hogy a ferromágneses anyagok mellett léteznek még egyéb mágneses anyagok, amelyekben az atomi mágnesek rendezetten helyezkednek el (antiferromágnesség, ferrimágnesség). Ezek részleteivel itt most nem foglalkozunk.

9.2. A mérés elmélete

Kis szuszceptibilitások mérésére a legelterjedtebb az erő-módszer. Ez a módszer az inhomogén mágneses térben a testre ható erő mérésén alapul. Az ezen az elven működő berendezéseket mágneses mérlegeknek nevezik. Két ilyen típusú mérési eljárás ismeretes: a Faraday- és a Gouy-módszer. A laboratóriumban Gouy-módszerrel végzünk méréseket. Ekkor egy hosszú kis átmérőjű rúd alakú mintát lógatunk be egy vízszintesen elhelyezett tekercs mágnespofái úgy, hogy a minta egyik vége a tekercs belsejében van. A következőkben az erő kiszámításának elméleti alapjait foglaljuk össze.

Egy homogén mágneses térbe helyezett mágneses dipólra nem hat erő, csak forgatónyomaték. Azonban ha a tér nem homogén akkor kapunk eredő erőt is. Ezt legegyszerűbben úgy láthatjuk be, hogy a mágneses dipólt felfogjuk úgy mintha egymástól a távolságra elhelyezkedő két egyforma nagyságú, de ellentétes előjelű p pólusból állna, úgy hogy mágneses momentuma $\mathbf{m} = pa$ (lásd 9.1 ábra). Természetesen ez csak egy „hipotetikus” a számolást megkönnyítő felbontás, valójában mágneses monopólus nincsen.



9.1. ábra. Test inhomogén térben

Ekkor az erő i -edik komponense nyilván

$$F_i = -pB_i(\mathbf{r}) + pB_i(\mathbf{r} + \mathbf{a}) \quad (9.4)$$

amely közelítőleg az

$$F_i = \frac{\partial B_i(\mathbf{r})}{\partial r_j} pa_j = \frac{\partial B_i(\mathbf{r})}{\partial r_j} m_j \quad (9.5)$$

alakba írható. Fontos megjegyezni, hogy a végeredmény nem függ attól, hogy pontosan hogyan bontottuk fel a dipólt a két monopólusra. Így a végeredményben nem jelenik meg a hipotetikus monopólus.

Ezután nézzük meg, hogy mi történik ha egy mintát egy tekercs mágneses terébe helyezünk. Ekkor a fentiek szerint dia ill. paramágneses anyag esetében a mágneses tér hatására megjelenik egy mágnesezettség, amely arányos a mágneses térerősséggel (lásd 9.2). Mivel a tér inhomogén a teljes erő az egységnyi térfogatra ható erő integrálja. Ez 9.5 szerint

$$F_i = \int \frac{\partial B_i(\mathbf{r})}{\partial r_j} M_j(\mathbf{r}) dV. \quad (9.6)$$

Felhasználva a 9.2 összefüggés

$$F_i = \chi \int \frac{\partial B_i(\mathbf{r})}{\partial r_j} H_j(\mathbf{r}) dV = \chi \int \mu_0(1 + \chi) \frac{\partial H_i(\mathbf{r})}{\partial r_j} H_j(\mathbf{r}) dV. \quad (9.7)$$

Ha χ -ben csak a lineáris tagokat tartjuk meg akkor a fenti kifejezés

$$F_i = \mu_0 \chi \int \frac{\partial H_i(\mathbf{r})}{\partial r_j} H_j(\mathbf{r}) dV \quad (9.8)$$

alakra egyszerűsödik.

Vegyük fel, úgy a koordináta rendszerünket, hogy az x tengely legyen a függőleges irány, az y tengely pedig legyen párhuzamos a tekercs tengelyével. Minket a mérés szempontjából csak az erő x komponense érdekel. Így

$$F_x = \mu_0 \chi \int \frac{\partial H_x(\mathbf{r})}{\partial y} H_y(\mathbf{r}) dV \quad (9.9)$$

ahol már figyelembe vettük, hogy a tekercsben a $\mathbf{H}$ mágneses térnek az y komponense sokkal nagyobb mint a többi, ezért a j szerinti összegezésben csak az ennek megfelelő tagot tartottuk meg. Végül vegyük figyelembe, hogy a Maxwell egyenletek szerint sztatikus mágneses térre $\text{rot}\mathbf{H} = 0$. Ezért

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{\partial H_y}{\partial x}. \quad (9.10)$$

Így

$$F_x = \mu_0 \chi \int \frac{\partial H_y(\mathbf{r})}{\partial x} H_y(\mathbf{r}) dV = \mu_0 \chi \int \frac{1}{2} \frac{\partial H_y^2(\mathbf{r})}{\partial x} dV \quad (9.11)$$

Feltehetjük, hogy a minta keresztmetszete mentén adott x magasságban a térerősség közel állandó. Ezzel az integrálás

$$F_x = \frac{1}{2} \mu_0 \chi A \int_{x_0}^{x_1} \frac{1}{2} \frac{\partial H_y^2(\mathbf{r})}{\partial x} dx. \quad (9.12)$$

ahol x_1 és x_0 a minta két végének koordinátája. Az integrálás egyszerűen elvégezhető, így

$$F_x = \frac{1}{2} \mu_0 \chi A [H_y^2(x_1) - H_y^2(x_0)] \quad (9.13)$$

Az általunk használt elrendezésben a minta alsó fele kilóg a tekercsből $H_y(x_0) \ll H_y(x_1)$. Ezért

$$F_x = \frac{1}{2} \mu_0 \chi A H_y^2(x_1) \quad (9.14)$$

Mivel a minta helyén „hiányzik” a levegő, ha a minta χ szuszceptibilitása nem különbözik jelentősen a közeg (többnyire a levegő) χ_o szuszceptibilitásától, akkor a közeg hatását figyelembe kell venni. Így a testre ható erő:

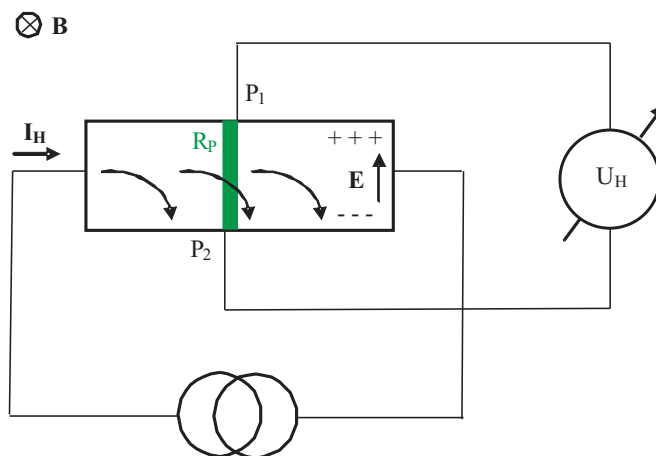
$$F_x = \frac{1}{2}\mu_0(\chi - \chi_o)AH_y^2(x_1) \quad (9.15)$$

ahol $\chi_o = 3,77 \cdot 10^{-7}$ a levegő szuszceptibilitása. Célszerű az erőt a tekercs közepén mérhető B mágneses indukcióval megadni

$$F_x = \frac{1}{2\mu_0}(\chi - \chi_o)AB^2 \quad (9.16)$$

9.2.1. Mágneses tér mérése Hall-szondával

A mágneses tér a Hall-effektus alapján működő Hall-szondával mérhető (9.2. ábra). A



9.2. ábra. A Hall-szonda működési vázlata

Hall-szonda lapkájára merőleges $\mathbf{B}$ térbe helyezzük és a térre merőlegesen $\mathbf{I}$ áramot folyatunk át rajta. Ekkor az áram miatt létrejövő mozgó töltésekre Lorentz-erő hat. A lapka egyik oldalán ezért negatív töltések halmozódnak fel, a másikon oldal pedig pozitívabbá válik. A fenti folyamat során kialakuló $\mathbf{E}$ térerősség végül gátat szab a további töltésfelhalmozódásnak és kialakul egy egyensúly, amikor a lapka áramra merőleges pontjai között U_H feszültséget mérhetünk. Ideális esetben

$$U_H^{idealis} = \frac{R_H}{d} I_H B, \quad (9.17)$$

ahol R_H a Hall-állandó, d a lapka vastagsága, I_H a Hall-áram, B a mágneses indukció nagysága.

Ha azonban, a két potenciál-vezeték, P_1 és P_2 , nincs tökéletesen „szemben”, akkor a Hall-áram, áthaladva a P_1 és P_2 közötti R_P parazita ellenálláson, egy ohmikus U_P parazita-feszültséget hoz létre. Ez a feszültség, mely természetesen nulla térnél is jelen

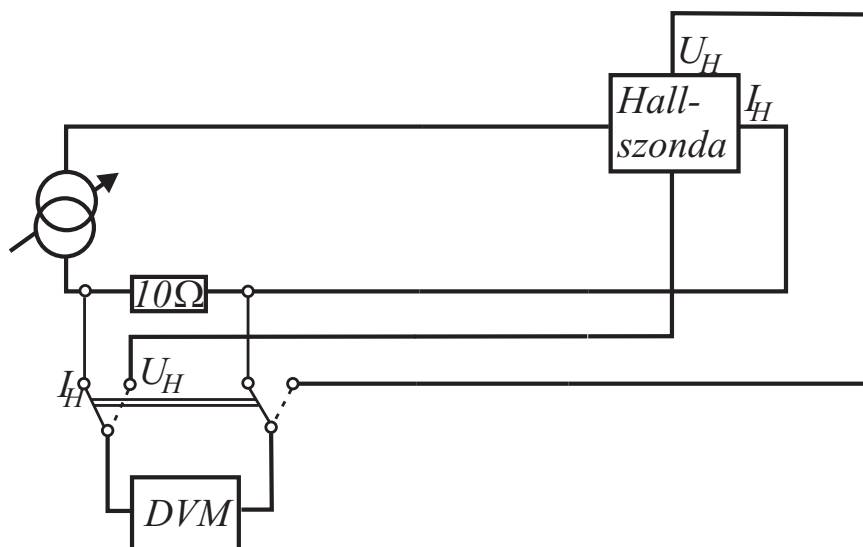
van, hozzáadódik a Hall-jelenségből származó feszültséghez. Tehát, végül, amit mérünk az

$$U_H = \frac{R_H}{d} I_H B + U_P \quad (9.18)$$

ahol $U_P = I_H R_P$.

Ahhoz, hogy a Hall-szondát használni tudjuk a tér mérésére, elegendő, hogy egyértelmű függvénykapcsolat legyen B és U_H között. A parazita-feszültség léte ezen nem változtat, pusztán a $B(U_H)$ hitelesítési egyenes tengelymetszete lesz véges. Megjegyezzük, hogy részben a fent említett parazita feszültség, részben az elektromágneses remanens mágnesessége az oka annak, hogy nulla gerjesztőáram mellett nem nulla a Hall-feszültség értéke.

A mérésünkben alkalmazott Hall-szonda kapcsolási vázlata a 9.3. ábrán látható.



9.3. ábra. A Hall-szonda kapcsolási vázlata

9.2.2. Hall cella hitelesítése

A mérés során a Hall-szondát hitelesíteni kell, amely egy indukciós tekercs és fluxmérő segítségével történik. Az n menetszámú tekercset a mérendő térbe helyezzük úgy, hogy felülete az erővonalakra merőleges legyen. Ha a tekercset kihúzzuk a mágneses pofák közül olyan távolságra, ahol B indukciótér nagysága már nulla, akkor közben a tekercs keresztmetszetén áthaladó mágneses fluxus folyamatosan változik. Az indukciótörvény értelmében a tekercsben $U_i = -d\Phi/dt$ feszültség indukálódik. A tekercs kihúzásának τ idejére integrálva az indukált feszültséget, megkapjuk a teljes fluxusváltozást:

$$-\int_0^{\tau} U_i dt = \int_0^{\tau} \frac{d\Phi}{dt} dt = \Delta\Phi. \quad (9.19)$$

A fluxus változása fluxmérővel mérhető meg. A fluxusmérő lényegében egy műveleti erősítővel megvalósított analóg integrátor, amely az

$$U_f(t) = \frac{1}{RC} \int_0^t \frac{d\Phi}{dt} dt \quad (9.20)$$

feszültséget adja meg az idő függvényében ahol R és C az integrálás „időállandóját” meghatározó ellenállás és kondenzátor. Ezeket ismerve a fluxus időbeni változása $U_f(t)$ mérésével meghatározható.

A mérés során azonban problémát jelent, hogy a műveleti erősítőnek mindig van egy kicsi I_{off} „offset” árama. Ezért a mérés során az RI_{off} időbeli integrálja hozzáadódik az indukált feszültség integráljához, amely megnehezíti a fluxusváltozás meghatározását. Ráadásul az offset áram függ a hőmérséklettől, így értéke nem tekinthető állandónak. Ennek kikompenzálására egy változtatható értékű de időben állandó feszültséget egy analóg összeadó áramkörrel hozzáadunk az indukált feszültséghez.

A fluxusváltozás mérése után B indukció értéke egyszerűen kiszámítható a

$$B = \Delta\Phi / n\bar{F}$$

összefüggés alapján, ahol n a tekercs menetszáma, és $\bar{F}$ az átlagos menetfelület, amelyet az alábbi integrállal számolhatunk ki:

$$\bar{F} = \frac{1}{r_k - r_b} \int_{r_b}^{r_k} \pi r^2 dr = \frac{\pi}{3} \frac{r_k^3 - r_b^3}{r_k - r_b} = \frac{\pi}{3} (r_k^2 + r_k r_b + r_b^2),$$

ahol r_b és r_k a mérőtekercs legbelső és legkülső meneteinek sugarai. A számolásban az alábbi adatokat használjuk: az 1. mérőtekercsnél: $n = 194$, $r_k = 4,8 \text{ mm}$, $r_b = 3,05 \text{ mm}$. A 2-esnél: $n = 194$, $r_k = 4,8 \text{ mm}$, $r_b = 3,15 \text{ mm}$. A sugár hibája $\pm 0,05 \text{ mm}$.

9.3. A mérési összeállítás

A mérés során a mintát a 9.4. ábrán látható elrendezésben inhomogén térbe helyezzük, úgy, hogy a minta egyik vége a tekercs közepében van, másik vége pedig kilóg a mágnesből. Ábrázolva a mágneses indukció négyzetének függvényében a 9.16 szerinti erőt, egyenest kapunk, amelynek meredekségéből, a keresztmetszet ismeretében, kiszámolható a szuszceptibilitás.

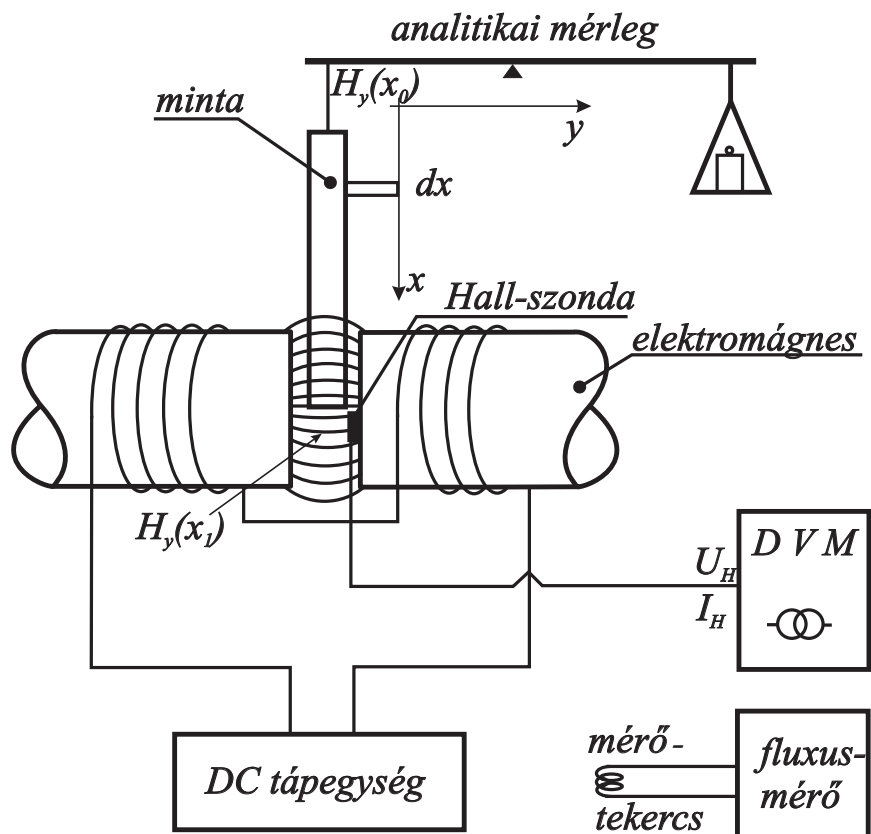
A mágneses teret egy elektromágnessel állítjuk elő kb. 1 cm -es légrésben. Az 1. mérőhelyen levő mágnessel kb. $1,1 \text{ T}$, a 2. mágnessel pedig kb. $0,7 \text{ T}$ a maximálisan elérhető tér. Az elektromágnesset egyenfeszültségű tápegység működteti.

A térerősséget egy Hall szondával mérjük. A térmérő *Hall-szondát* az egyik mágnespórára ragasztottuk fel. A Hall-szonda áramellátását állítható áramgenerátor szolgáltatja. Az I_H Hall-áramot és az U_H Hall-feszültséget digitális feszültségmérővel mérjük.

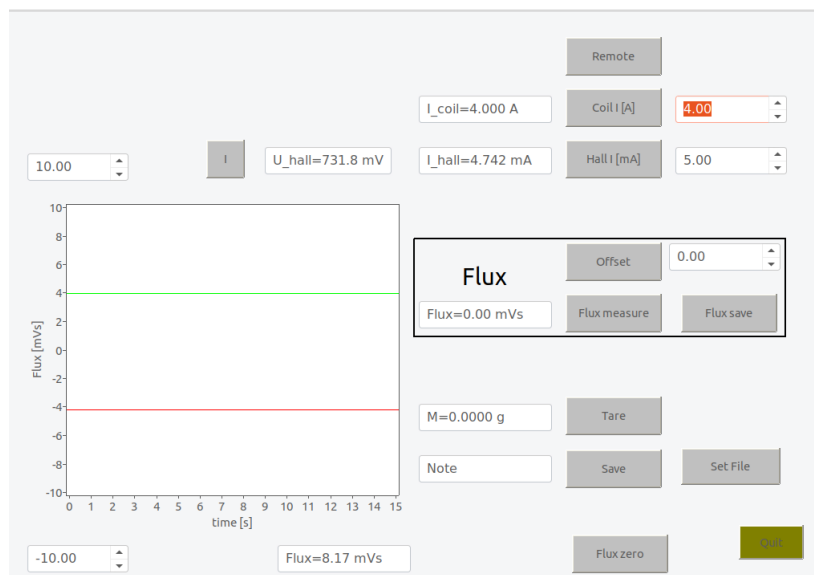
A Hall-szonda feszültségének és a mágneses térnek a kapcsolatát, vagyis a Hall-szonda hitelesítését, egy mérőtekercssel, és a hozzá tartozó fluxusmérő berendezéssel határozzuk meg (részleteket lásd fentebb). Az erőt egy analitikai mérleggel mérjük.

9.4. Mérőprogram kezelése

A mérőprogram a „Susceptibility” utasítással indítható el akár egy terminálból akár az asztalon levő ikonnal. Ezután első lépésként ki kell választani azt a könyvtárat ahova a mérési eredményeket elmentjük. Ha még nincs az ön neve alatt létrehozott könyvtár Neptun kódjával hozza létre és válassza ki azt „munkakönyvtár”-ként”. Ezután az 9.5 ábrán látható kép jelenik meg.



9.4. ábra. Szuszeptibilitás mérése Gouy-módszerrel



9.5. ábra. A mérőprogram

Első lépésként ellenőrizze, hogy a „Remote” mód van-e beállítva (ez a alapértelmezett mód). A tekercs és a hall szonda árama (lásd alább) a vezérlő egységen található pot-méterekkel is állítható ehhez azonban a „Remote” gomb benyomásával „Manual” módba

kell kapcsolni. Azonban ezt nem javasoljuk.

Az elektromágnesek gerjesztő áramát az „Coil I” gomb melletti boxban lehet megadni. A tényleges visszamért áram a szomszédos boxban jelenik meg. Az 1. mérőhelyen levő mágnes maximálisan megengedett gerjesztő árama 7 A , a 2. mérőhelyen lévő mágnesé 4 A .

Itt meg kell jegyeznünk, hogy az áram nagyságának csak technikai jelentősége van; a minta kizárólag a teret érzi, függetlenül attól, hogy ez a tér hogy állt elő. Ráadásul az áram és az indukció értéke között nem is egyértelmű a kapcsolat. A vasmagos tekercsekre jellemző hiszterézis görbe értéke ugyanis függ az előélettől, és az áram változásának irányától!

A mágneses indukció mérésére szolgáló hall szonda áramát a „Hall I” gomb melletti boxba beírva tudjuk beállítani. A tényleges visszamért áram ill. a mért Hall feszültség a szomszédos boxokban jelenik meg. A Hall áram értéke ne haladja meg az 5 mA értéket.

A mérés során két Hall szondát is használunk. Az egyik (I.) fixen be van építve a tekercsbe. A másik a vezérlő egység előlapján keresztül csatlakoztatható mozgatható cella (II.) ami a tekercsben kialakuló mágneses tér helyfüggésének kimérésére szolgál (lásd lentebb). A két cella között a „I./II.” gomb benyomásával lehet váltani.

A program segítségével úgy tudja beállítani a tekercs, a hall szonda áramát ill. az offset feszültséget (lásd alább), hogy a megfelelő boxba beírja a kívánt értéket majd leüti az „Enter” gombot. Azonban lehetőség van az érték beállítására az egérrel is a „fel”, „le” nyilakra kattintva. Ekkor az egér gombjának felengedésével állítódik be tényleges érték.

Megjegyezzük, hogy a „Save” gomb benyomásával az aktuális mérési adatok és beállítások elmenthetők. A file neve az első „Save” megnyomása után adható meg. Azért, hogy az egyes mérési adatokról tudjuk milyen méréshez tartoznak megadhatunk egy azonosítót a „Note” boxban.

A grafikonon látható ábra „jpg” formátumban tetszőleges pillanatban elmenthető a program indításakor megadott könyvtárba. A file neve a pillanatnyi dátumból és időpontból állítódik elő.

Amint korábban említettük a fluxusméréshez használt analóg integrátor offset értékét be kell állítani. Értéke az „Offset” gomb melletti boxban adható meg. Amikor az értéket megadjuk a rendszer kisüti az integráló kondenzátort, így U_f nullára esik le. Az offset feszültséget addig változtassuk amíg a mért feszültségnek megfelelő kijelzett „fluxus” kb. 15 s alatt $1 - 2\text{ mV}$ -s-nál kevesebbet változik.

A fluxus méréséhez helyezzük a mérőtekercset a mágnes pófái közé. Állítsuk be a kívánt tekercsáramot. Ezután a „Flux measure” gomb benyomásával indítsunk el egy mérést. Ez 15 s -ig megméri az $U_f(t)$ feszültséget. Az elindítás után $2 - 3\text{ s}$ után emeljük ki a tekercset majd $8 - 10\text{ s}$ elteltével helyezzük vissza. A mérés befejezésével felrajzódik a mért fluxus az idő függvényében (lásd 9.5 ábra). A függőleges tengely melletti boxokkal beállíthatjuk a tengelyen a kívánt tartományt. Amennyiben a mért görbének még jelentősebb meredeksége van ez eltávolítható a „Slope” gomb melletti boxba beírt érték változtatásával. A mért görbe a „Flux Save” gomb megnyomásával elmenthető.

Ezután a két függőleges vonalat az „induló” és „végső” értékekhez mozgatva a fluxus-változás megjelenik a szomszédos boxban. A vonalak mozgatáshoz mozgassuk az egeret a vonal egy tetszőleges pontjára. Ezután a bal gomb lenyomása közben a vonal az egérrel mozgatható.

A fluxus mérésénél célszerű az alábbiak szerint eljárni: Először a zöld vonalat mozgassa úgy, hogy az az görbe bal oldalán érintse a mért görbét! Ezután a „Slope” gomb

segítségével változtassa a mért görbe meredekségét addig amíg a görbének a tekercs visszahelyezéséhez tartozó része utáni rövid szakasz rásimul a zöld görbére! Végül a piros görbét mozgassa a jel alsó részéhez. Ezzel az eljárással a fluxus igen pontosan meghatározható.

9.4.1. A mérleg kezelése

Az erő mérésére egy Mettler-típusú analitikai mérleget használunk. A mérleg mágneses elven működik, ezért a 2. mérőhelynél, ahol a kiszórt tér nagyobb, és a mérleg közelebb van az elektromágneshez, külön mágneses árnyékolásról kellett gondoskodni.

A mérleg érzékenysége $0,1\text{ mg}$. Ez a kb. 20 mg -os effektus $0,5\%$ -os megméréséhez elegendő. A többi hibaforrás ennél nagyobb hibákat ad a szuszceptibilitáshoz. A mérleggel mérhető legnagyobb tömeg 205 g . A mérleg kezelése nagyon kényelmes. A mérleg összes funkciója egyetlen kapcsolóval beállítható. Ez kapcsoló a kijelző alatti fekete színű kapcsolóléc.

Be- és kikapcsolás: A kapcsolóléc *egyszeri* rövid idejű megnyomására az összes display szegmens felgyullad néhány másodpercre ($8.8\dots8$), majd a készülék automatikusan nullára áll. A kapcsolóléct kissé fölfelé mozgatva a display kikapcsolódik.

Tarázás: A tárazandó tárolóedény, ill. esetünkben a minta behelyezése után nyomjuk a kapcsolóléct, amire a display nullázódik. A maximálisan megengedett terhelés természetesen a kitárazott és a mért (kijelzett) súly összegére vonatkozik. A tárazás a „Tare” gomb benyomásával is elvégezhető, de ez csak a programban kiírt értéket „tárazza” le.

A mérés során a mérleg értékét a mérőprogram kiolvassa. Fontos megjegyezni, hogy időbe telik amíg a mérleg „beáll”. Így ezt külön figyelni kell. A mért tömeg akkor tekinthető „véglegesnek” ha a tömeg előtt eltűnik a „*” jel.

9.5. A mérés menete

Hitelesítés

1. Helyezzük a mágnespofák közé a mérőtekercset.
2. Indítsuk el a fluxus mérést
3. A tekercset tartó állvány billentésével húzzuk ki a térből a tekercset. Eközben ügyeljünk arra, hogy nehogy megsértsük a Hall-szondát!
4. Olvassuk le a fluxusváltozást és a Hall-feszültséget.

A szuszceptibilitás mérése

1. Vegyük szemügyre alaposan a mérési összeállítást! Jegyezzük fel a mérni kívánt minták számát, és mérjük meg átmérőjüket több helyen csavarmikrométerrel!
2. Ellenőrizzük a mérlegen elhelyezett kétdimenziós vízszintjelzőn, hogy a mérleg vízszintes helyzetben van-e. Ha nem, akkor mérleg két hátsó lábán levő szintező csavarral állítsuk a mérleget vízszintes helyzetűre!

3. Akasszuk rá a mintát a mérlegről lenyúló kampóra! Ha a minta hozzáérne valamilyen mágnespofához, akkor óvatosan csúsztassuk arrébb a mérleget!
4. Tegyük fel az elektromágnest borító fedőlapot és ellenőrizzük, hogy a mérleg ajtaja is zárva van-e.
5. Kapcsoljuk be a mérleget! Tárázzuk ki a minta tömegét!
6. Állítsuk be a Hall-áramot!
7. Mérjük kb. 10 pontban az erőt (ill. az F/g értékeket) és a hozzájuk tartozó hallfeszültség értékeket! Jegyezzük fel a gerjesztő áramértékeket is!

9.6. A kiértékelés menete

9.6.1. Hitelesítési egyenes

Az hitelesítés adatait foglaljuk táblázatba. Az oszlopok a mért I , U_H és Φ , és a Φ -ből számolt B . Valamilyen illesztő programmal (pl. Gnuplot) a (B, U_H) pontpárookra illesszünk egy egyenest. Adjuk meg az illesztett (hitelesítési) egyenes egyenletét. Egyúttal becsüljük meg a meredekség és a tengelymetszet hibáját.

9.6.2. A szuszceptibilitás meghatározása

A táblázatunk most a mért I , U_H , F/g értékeket, és a számolt B , B^2 , F értékeket tartalmazza. A B -t a hitelesítési egyenletből számoljuk, a mért U_H értékek behelyettesítésével. Ábrázoljuk az (F, B^2) pontpárolat és illesszünk rá egy egyenest. Az egyenes meredeksége:

$$m = \frac{(\chi - \chi_o)A}{2\mu_o}, \quad (9.21)$$

amelyből a keresett szuszceptibilitás:

$$\chi = \chi_o + \frac{2\mu_o m}{A}. \quad (9.22)$$

A hibaszámításnál ügyeljünk arra, hogy ne csak mechanikusan a (9.22)-ben előforduló meredekség (m) és keresztmetszet (A) statisztikus hibáját tekintsük. A meredekségnek ugyanis most van egy szisztematikus hibája is, ami abból adódik, hogy a B mágneses indukció nagyságát a Hall szonda hitelesítésével határoztuk meg. A hitelesítés hibája szisztematikus hibaként jelenik meg B értékében.

9.7. Mérési feladatok

1. Vegye fel a Hall-szonda Hall-áram Hall-feszültség görbáját egy adott tekercsáram mellett! Legalább 6-8 Hall-áram mellett végezzen mérést!
2. A mérőtekercses fluxusmérés segítségével 5-6 tekercsáram mellett mérje meg a fluxus tekercsáram függését!

3. A hitelesítési görbek alapján, határozza meg a Hall-szondára jellemző R_H/d állandót, és mérési hibáját!
4. Határozza meg az R_H/d állandó értékét, és annak hibáját állandó B indukcióérték mellett, az I_H Hall-áram változtatásával! Vegyük figyelembe, hogy a Hall-szondának véges U_P parazita-feszültsége lehet! Az így kapott R_H/d értéket vesse össze a 3. pont alapján kapott értékkel!
5. Mérje meg egy diamágneses (Cu , plexi, bakelit, grafit) és egy paramágneses (Al) anyag szuszceptibilitását!
6. Mérjük meg a víz szuszceptibilitását! A méréshez használjunk plexi anyagból készült hengeres edényt, amelynek külső mérete megegyezik a tömör anyagból készült minták méreteivel. Végezzünk két méréssorozatot, egyet az üres hengeres mintatartóval, egyet pedig a vízzel töltött mintatartóval! A két mérés során mért $F - B$ adatokat ábrázolva egyeneseket kapunk, amelyek meredeksége rendre m_1 és m_2 . Az (9.1) összefüggés felhasználásával lássuk be, hogy a meredekségek különbsége elegendő tesz az alábbi összefüggésnek:

$$m_2 - m_1 = \frac{(\chi_{viz} - \chi_0)A_b}{2\mu_0},$$

Ahol A_b a hengeres mintatartó belső keresztmetszete. Az összefüggés alapján határozzuk meg a víz szuszceptibilitását.

7. A mérési összeállításhoz tartozó külső Hall-szondával mérjük meg az elektromágnes mágneses terének térbeli eloszlását! Ehhez a mérőprogram „II.” módját kapcsoljuk be! A Hall-szondához mm skála is tartozik, amivel a szonda helyzete meghatározható. A mérést egy egyenes mentén végezzük a mágnespofák átmérőjének meghosszabbítása mentén! Ábrázoljuk a mérési eredményeket. A kapott adatok alapján lássuk be, hogy a szuszceptibilitás mérése során, a minta felső végénél már valóban elhanyagolható a mágneses térerősség nagysága.
8. Ne felejtsük el, hogy a külső (mobil) Hall-szondánknak is lehet valamilyen parazita ellenállása. Ezért a már hitelesített (beépített) szondával hitelesítenünk kell a mobil szondánkat. A hitelesítést elegendő két pontban elvégezni.
9. Vessük össze a labor 1. és 2. mágnesére vonatkozó $B(x)/B_0$ függvényeket, ahol $B(x)$ a 6. feladat során felvett tér-eloszlás, és B_0 a mágnespofák közti homogén tér nagysága. Melyik függvény cseng le gyorsabban, és miért?

9.7.1. Elméleti feladatok

1. Tegyük fel, hogy a mintánk kissé kúpos alakú. Hol mérjük az átmérőt, hogy (9.1)-be írva a legpontosabb szuszceptibilitást értéket kapjuk?
2. Becsüljük meg, hányszorosára növekedne a tér az elektromágnes pólusai között, ha a rést $1cm$ -ről $0.5cm$ -re csökkentenénk. Az elektromágnes paraméterei: $l = 0.9m$, $A = 10\text{ cm}^2$, $\mu = 3000$.

9.8. Kitekintés

9.8.1. A mágneses szuszeptibilitás mérése Faraday-módszerrel

A Gouy módszer előnye, hogy a nem kell meghatároznunk a térgradienst, csak a mágnespólok közötti *homogén* teret kell mérnünk. Hátránya azonban, hogy meglehetősen *nagy*, kb. 10 cm^3 -es *mintára* van szükségünk. Ha a mintánk elég kicsi, hogy a térgradienst a minta egész térfogatán konstansnak tekinthetjük, akkor alkalmazhatjuk a Faraday módszert. Az elméleti részben levezetett (9.8) összefüggésből kapjuk a szuszeptibilitást:

$$F_x = \mu_0(\chi - \chi_0) \frac{\partial H_y}{\partial x} H_y V \quad (9.23)$$

A térgradienst létrehozhatjuk pl. az elektromágnes pólusainak megfelelő kialakításával, vagy homogén teret adó párhuzamos mágnespólok és gradienstekercs alkalmazásával.

A Faraday módszer nem jó abszolút módszer, mivel nehéz pontosan megadni a teret és gradienst a minta helyén. Mindazonáltal *érzékeny módszer a szuszeptibilitás változásra*, és kalibrálható ismert szuszeptibilitású mintákkal, melyeket pl. Gouy módszerrel határozhatunk meg.

9.8.2. Mágneses terek előállítása

Közönséges szolenoidok

A 9.6 ábrán látható szolenoid tere a P pontban

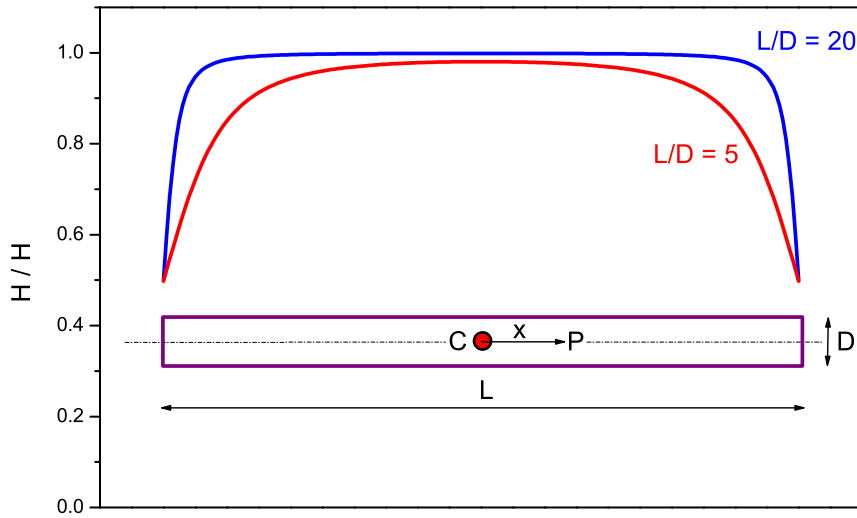
$$H = \frac{nI}{L} \left[\frac{L + 2x}{2\sqrt{D^2 + (L + 2x)^2}} + \frac{L - 2x}{2\sqrt{D^2 + (L - 2x)^2}} \right],$$

ahol I a szolenoidon átfolyó áram és n a menetszám.

Az $L \gg D$ -re – ez a hosszú szolenoid esete –, a C pontban a jól ismert $H_{inf} = nI/L$ összefüggést kapjuk. Bár a tér a szolenoid vége felé haladva erősen csökken, a végeknél épp fele a középpontinak, a középső tartományokban meglepően homogén. például az $L/D = 20$ esetében, a tér a középponttól mért $\pm L/4$ távolságon belül 0.15% -ra homogén, és $L/D = 5$ -nél is ez az érték csak 2% . Rövid szolenoidok homogén tartománya egyébként kitérítendő, ha a végek felé haladva növeljük a menetszámot. Ha növelni akarjuk a teret, előnyösebb n/L növelése több réteg feltekerésével, mint az áramot növelni. Míg H I -vel, a tekercsben disszipált hő $I^2 R$ -rel arányos (R a tekercs ellenállása). Tehát megduplázva a rétegek számát H , R és a keletkezett hő is duplázódik, azonban megkétszerezve az áramot H is kétszereződik, viszont a hő négyszereződni fog. Néhányszor 0.1 T fölött a tekercset általában hűteni kell. A hűtés történhet úgy, hogy a szolenoid vezetéket vízhűtött rézcsőre tekerjük fel, vagy a tekercset huzal helyett rézcsőből alakítjuk ki, melyben hűtővizet áramoltatunk.

A szolenoid tervezésénél különböző, egymásnak ellentmondó szempontok között kell egyensúlyozni:

- A kívánt munkatér meghatározza D -t.
- Az L/D -nek elegendően nagynak kell lennie, hogy a minta teljes hosszán közel homogénnek tekinthessük a teret.



9.6. ábra. A szolenoid tere

- Adott L -re a tér arányos nI -vel, az elektromos teljesítményigény (hőteljesítmény) arányos $R^2 I$ -vel.
- Adott I -nél a tápegység szükséges feszültsége arányos R -rel, mely fordítottan arányos $1/n$ -nel.

Helmholtz-tekercek

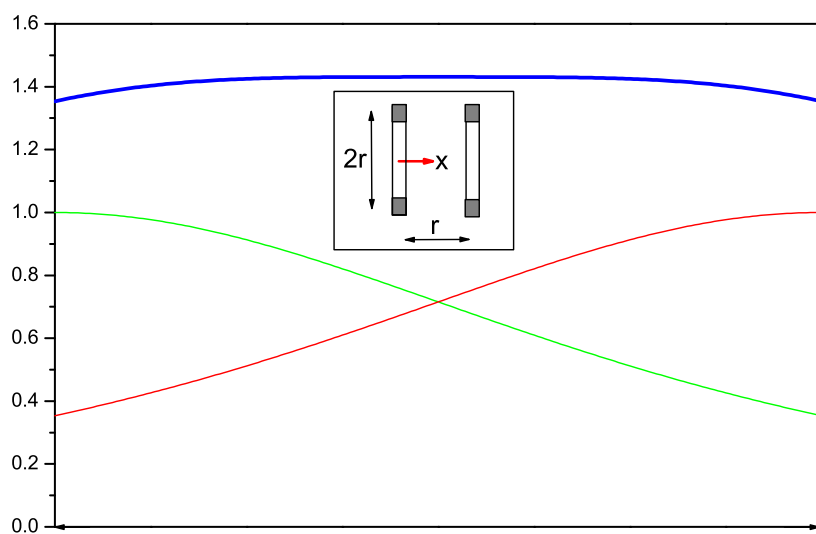
Egy közönséges szolenoidnál sokkal nagyobb térfogaton állíthatunk elő közel homogén teret Helmholtz-tekercekkel. Az elrendezésben két vékony párhuzamos tekercset helyezünk el egymástól olyan távolságra, mely megegyezik közös sugarukkal (9.7. ábra). A tér párhuzamos a tekercsek tengelyével. A tengelyen, az egyik tekercstől x távolságra levő P pontban a teret a következő összefüggés adja:

$$H = \frac{nI}{2r} \left[\left(1 + \frac{x^2}{r^2} \right)^{-3/2} + \left(1 + \frac{(r-x)^2}{r^2} \right)^{-3/2} \right].$$

Az elrendezés nagy előnye még, hogy a munkatár könnyen hozzáférhető. Persze tudnunk kell azt is, hogy azonos teljesítményfelvétel esetén a Helmholtz-tekercs által előállított tér csak néhány százaléka annak, amit egy r hosszúságú szolenoid ad.

9.9. Ajánlott irodalom

1. Budó Ágoston: Kísérleti Fizika II. Tankönyvkiadó, Budapest, 1968.
2. Nagy Károly: Elektrodinamika, Tankönyvkiadó, Budapest, 1968.



9.7. ábra. A Helmholtz-tekercs tere (vastag, kék vonal). Az egyes tekercsek terét vékony vonallal jelöltük. A H_0 az egyik tekercs tere a középpontjában

3. B.D. Cullity: Introduction to magnetic materials. Adison-Wesley publishing company, London, 1972.

A mérésen az utóbbi időben jelentős fejlesztést végeztünk, ezért elképzelhető, hogy rendellenességet tapasztal. Kérjük ezt jelezze a laborvezetőnek, hogy javítani tudjuk.