Elektromágnesség tételek

Damokos Kristóf
Fizika BSC

2009. június 28.

1. Elektrosztatika, az elektromos töltés fogalma, térerősség, fluxus, potenciál

Két féle állapot létezik:

-pozitív
-negatív

Az azonosak taszítják, az ellentétesek vonzzák egymást.
A töltésmennyiség jele: Q

Coulomb-kísérlet: Két töltött gömb közti vonzóerőt vizsgálta, az egyiket egy elforduló tengelyre rögzítve a másikat egyhelyben tartva, mivel a gömböknek nem tudjuk biztosan ugyan azt a pontját meghatározni, az eredmény bizonytalan, de szemléletes. Absztrakt verzióban ponttöltéseket vizsgálunk, azok távolsága jól definiállható.

Coulomb törvény:
$F \sim \frac{1}{r^2}$
$F \sim \frac{Q_1 Q_2}{r^2}$
$\frac{gcm}{s^2} = \frac{[Q]^2}{cm^2}$
$[Q] = g^{\frac{1}{2}} cm^{\frac{3}{2}} s^{-1} (= 1Gauss)$
$F = 910^9 \frac{Q_1 Q_2}{r^2}$
$[Q] = C$
Ez azt jelenti, hogy 2 db 1 C töltésű részecske 910^9 erővel vonzza egymást.
$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q_1 Q_2}{r^2}$
ε_0 a vákum permeabilitása

Szuperpozíció elve:
Egy Q töltésre ható eredő erő megeggyezik a többi töltés és közte fellépő erők összegével.
$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \Sigma_{i=0}^{n} \frac{QQ_i}{(r-r_i)^2}$

Az elektromos térerősség:
$\frac{F}{Q} = E$
n töltés létrehoz egy elektromos teret, az ebbe helyezett Q töltésre $F = EQ$ erő hat. Az elektromos térerősséget erővonalakkal jellemezhetjük az erővonalak töltésből indulnak ki és töltésben érnek véget, vagy a végtelenbe tartanak. A sűrűségük arányos a térerősséggel. Faraday kísérletek (gríz és ricinus olaj) egy és két ponttöltésre, két vezető között illetve egy vezető és egy ponttöltés között.

Csúcshatás:
A térerősség a felület görbületével egyre nő. Az elektromos térerősség zárt felületre vett integrálja a fluxus (Φ).
$\Phi = \oint EndA$
$dA = ndA$
$\oint EndA = \oint EdA$

Gauss-tétel:
Ha a ponttöltés a felület belsejében van:

$\oint EdA = \frac{Q}{\varepsilon_0}$
Ha a felületen kívül van:
$\oint EdA = 0$

2. Az elektrosztatika két alaptörvénye

Gauss- törvény:

$\oint EdA = \frac{\Sigma Q_i}{\varepsilon_0}$
Felület belsejében:

$\oint EdA = 0$
Belül a térősség 0, kívül megeggyezik azzal, mint ha az összes töltés a gömb közepén helyezkedne el.
ϱ töltéssűrűségű gömbre:

$\varrho = \frac{\Delta Q}{\Delta V}$
$\oint EdA = |E| 4\pi r^2 = \frac{Q}{\varepsilon_0} = \varrho \frac{4\pi R^3}{3} \frac{1}{\varepsilon_0}$
a gömbön kívül, és

$\oint EdA = |E| 4\pi r^2 = \varrho \frac{4\pi r^3}{3} \frac{1}{\varepsilon_0}$
a gömbön belül

Nyugvó töltések esetén egy megadott vonal mentén egy töltést a-ból b-be mozgatni W munkába kerül.

$W = \oint Eds$
$\int qEds = \int Fds$
Zárt görbe mentén az energia megmaradás törvényéből is egyértelműen következik, hogy ezen munkának 0-nak kell lennie. Mivel ha bármely zárt görbe mentén munkát végeznénk a másik irányban azon végighaladva energiát nyernénk a semmibő.

$\oint Eds = 0$
Ebből következik, hogy ha $\oint Eds = 0$, akkor az erőtér konzervatív.

$\int_{G_1} Eds = \int_{G_2} Eds$
Akármilyen úton haladva a-ból b-be ugyan annyi munkát kell elvégeznünk. Az elektrosztatikus tér konzerválja a részecske kinetikus és potenciális energiájának összegét.

$E = -grad\Phi$
$E = -\nabla\Phi$
$\Phi = \frac{Q}{4\phi\varepsilon_0} \frac{1}{r}$

Ekvipotenciális felület:
Az ekvipotenciális felület minden pontjában merőleges rá a térerősség. A Φ pedig minden pontjában állandó.

$-\int Eds = \Delta\Phi = 0 \Rightarrow E_t = 0$

3. Elektrosztatikus tér fémekben

Az elektromos töltés egyensúj esetén a vezetők külső felületén helyezkedik el. A térerősség a vezető belsejében mindenütt zérus, a felületen pedig arra merőleges.

Homogén vezető felülete ekvipotenciális felület.

A töltések eloszlása a vezető felületén álltalában nem egyenletes, azaz $\eta = \frac{dQ}{df} \neq$áll. ($\eta =$felületi töltéssűrűség)

Csúcshatás:
A térerősség a felület görbületével egyre nő. (Segner-kerék)

Elektromos térben elhelyezett vezető módosítja az elektromos teret, mivel felületén az elektronok polarizálódnak, saját tere lesz a vezetőnek is, a szuperpozíció elve alapján a kialakuló tér az eredeti tér és a polarizált vezető együttes tere.

Vezető gömb potenciálja:
A gömb felületén (homogén térben) a Q töltés egyenletesen oszlik el, azaz $\eta = \frac{Q}{4\pi R^2}$. Egy R sugarú gömb potenciálja a P pontban, r R távolságban olyan, mint ha az egész Q töltés a gömb középpontjában helyezkedne el.

$U_P = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{r}$
A gömb felületén és bármely belső pontjában a potenciál:

$U = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{R}$
Ezekből következtetve a E térerősség:

$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{r^2}$
ha r R, és

$E = 0$
a gömbön belül.

4. Elektrosztatikus tér szigetelők jelenlétében, dielektrikumok polarizációja

A szigetelőkben a töltések nem tudnak elmozdulni, de felületén a molekulák polarizálódhatnak, egyes molekulái rendelkezhetnek dipólmomentummal. Dielektrikumon belül a töltések összege zérus.

$$\Sigma Q_p = \oiint \sigma_p dA = -\oiint fndA = -\oiint fdA$$
$$\oiint EdA = \frac{\Sigma Q_{sz}}{\varepsilon_0} - \frac{1}{\varepsilon_0}\oiint pdA$$
$$\oiint (\varepsilon_0 E + p)dA = \Sigma Q_{sz}$$
$$\oiint DdA = \Sigma Q_{sz}$$

$\varepsilon_0 E + p = D$
Ahol D a dielektromos eltolás vektor

$\oint Eds = 0$
χ az elektromos szuszceptibilitás, ez fejezi ki a dielektrikum polarizálhatóságát.

$p = \chi\varepsilon_0 E$
D és E között a következő összefüggés áll fönt:

$D = \varepsilon_0 E + \chi\varepsilon_0 E = (1+\chi)\varepsilon_0 E = \varepsilon\varepsilon_0 E$
ahol ε a dielektromos állandó

$D = \frac{Q}{A}$
$E = \frac{D}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{Q}{\varepsilon\varepsilon_0 A} = \frac{U}{d}$
$w = \frac{1}{2}DE$
$\oiint \varepsilon(r)\varepsilon_0 EdA = \Sigma Q_{sz}$
$div(\varepsilon(r)E(r)) = \rho_{sz}$

5. Kapacitás, kondenzátorok, energiasűrűség

Két ellentétes töltésű vezető között nyilvánvalóan feszültség (U) van. Ezt a feszültséget a negatív töltésűlemeztől a pozitív töltésűre mozgatás közben elvégzett munkából kaphatjuk meg ($\int E_s ds$). Ha a két lemezen a $|Q|$-t meg kétszerezzük a térerősség is és ez;által a munka is kétszeresére nő, ebből rögtön látjuk, hogy Q ĂŠs U között egyenes arányosság van:

$Q = CU$
ahol C a kondenzátor kapacitása, mértékegysége:

$[C] = \frac{As}{V} = F$ (Farad)
Vezető gömb kapacitása:

$C = 4\pi\varepsilon_0 R$
Ez alapján a föld kapacitása (a Földet itt egy 6370 km sugarú gömbnek tekintve):

$708\mu F$

Egy kondenzátor lemezei közötti tér homogén (a lemezek méretéhez képest egymáshoz közel helyezkednek el és nem a kondenzátor széleinél vizsgáljuk a teret). Ekkor a térősség nagysága:

$E = \frac{\eta}{\varepsilon_0} = \frac{Q}{\varepsilon_0 f}$
Kapacitása $U = Ed$ és $C = \frac{Q}{U}$ alapján:

$C = \frac{\varepsilon_0 f}{d}$
azaz a lemezek távolságával (d) fordítottan, a felületükkel (f) pedig egyenesen arányos.

Gömbkondenzátor két lemeze közti P pontban a térerősség (ha P a gömbök középpontjától r távolságra van és a belső gömb töltése $+Q$ a külső pedig le van földelve, azaz töltése $-Q$):

$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{r^2}$
Gauss-tétel($\oint EdA = \frac{Q}{\varepsilon_0}$) segítségével megkapható az erővonalak száma, ennek R-től R'-ig vett integráljából a gömbkondenzátor kapacitása:

$C = 4\pi\varepsilon_0\frac{R'R}{R'-R}$
Egymagában álló gömb kapacitása ($R' \to \infty$):

$C = 4\pi\varepsilon_0 R$
Feltöltött kondenzátor energiája:

$W = \int_0^Q \frac{Q'dQ'}{C} = \frac{1}{2}\frac{Q^2}{C}$
Ha E térerősség, akkor az elektrosztatikai tér energiasűrűsége:

$w = \frac{\varepsilon_0}{2}E^2$

6. Egyenáram, Ohm törvény, ellenállás fizikai eredete fémekben

Az elektromos áram:
Töltéshordozók mozgása két egymáshoz képest különböző potenciálú hely között, a potenciál kiegyenlítése céljából.
Folytonos áramot fenntartani valamilyen feszültség- illetve áramforrás segítségével tudunk. Az áram közvetlen és közvetett hatásai: mágneses-, hő-, kémiai- (vízbontás) ĂŠs fényhatás. Az áram erőssége (I):

$I = \frac{dQ}{qt}$
Időegység alatt áramló töltés mennyisége.
Mértékegysége:

$[I] = \frac{C}{s} = A$ (Amper)

Ohm törvény:
Egy vezetőben folyó áram erőssége, ha a külső feltételek állandóak, egyenesen arányos a két vége közti feszültséggel:

$I = \frac{U}{R}$, esetleg $I = UG$
ahol R az ellenállás, G pedig $\frac{1}{R}$ azaz a vezetőképesség. Az ellenállás mértékegysége:

$[R] = \frac{V}{A} = \Omega$ (ohm)
A vezetőképesség mértékegysége:

$[G] = S$ (siemens)

Egynes vezető ellenállása egyenese arányos a hosszúságával és a ϱ anyagi minőségre jellemző fajlagos ellenállással, fordítottan pedig a keresztmetszetével:

$$R = \varrho \frac{l}{A}$$

Az Ohm-törvény differenciális alakja:
Vezető belsejében lévő pontban az áramsűrűség az ottani t'ererősség és a fajlagos vezetőképesség szorzatával egyenlő.

$$J = E\sigma (= \frac{E}{\varrho})$$

J tere forrásmentes, azaz:

$$\oint Jdf = 0$$

Fémek vezetése, ellenállása:
Legegyszerűbben a folyadékban lévő mozgással lehet azonosítani, ahol a részecskék, esetünkben az elektronok, surlódnak és úgy haladnak előre. Ez alapján az elektron az eE mozgatóerő hatására mozogna, az $eE = \alpha v$ egyenletnek megfelelően, ekkor a sebessége:

$$v = \frac{e}{\alpha} E$$

Viszont az elektron esetében ez csak átlag sebesség, mert a pontos mozgása a fémrácsot alkotó ionokkal való ütközések következtében rendszertelen.
A fémek fajlagos vezetőképessége az elektronok koncentrációjával, mozgékonyságával és az elemi töltés szorzatával egyenlő.

$$\sigma = n\mu e$$

7. Elektrolízis, Faraday törvények

Elektrolit (másodfajú vezető):
Savak, sók és bázisok vizes oldatai, más folyadékokkal képzett oldataik illetve olvasztott és szilárd sók és bázisok, amelyekben az áram áthaladása valamilyen kémiai változással kapcsolatos. Az elektrolitba az áram két elektródán át jut be, amelyiken az áram belép az elektrolitba (a pozitív) az anód, amelyiken át elhagyja azt, az a katód.
Az elektrolitban az oldott anyag ionokra bomlik szét, a pozitív töltéssel rendelkező kationok a katód, míg a negatív anionok az anód felé tartanak, amint elérték a velük ellentétes töltésű elektródot elveszítik töltésüket és különféle másodlagos folyamatok során kiválnak.

Faraday-törvények:

Az elektródon kiváló anyag arányos az áram erősségének és az áthaladás idejének a szorzatával, vagyis a $Q = It$ töltéssel:

$$m = KIt = KQ$$

ahol K az adott anyag elektrokémiai egyenértéke.

Különböző anyagok elektrokémiai egyenértékei úgy aránylanak egymáshoz, mint az egyenértéksúlyaik, ahol az egyenértéksúly az A atomsúly és a z vegyérték hányadosa.

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{\frac{A_1}{z_1}}{\frac{A_2}{z_2}}$$

A Faraday-állandóval ($F = \frac{1}{K}$) a Faraday-törvények egyesítve:

$$m = \frac{It}{F}$$
$$F = 96500\frac{Cz}{Ag}$$

8. Vezetés folyadékokban, idegen térerősség

A folyadék akkor képes vezetni, ha mozgóképes töltéshordozókat tartalmaz.

Elektrolit (másodfajú vezető):
Savak, sók és bázisok vizes oldatai, más folyadékokkal képzett oldataik illetve olvasztott és szilárd sók és bázisok, amelyekben az áram áthaladása valamilyen kémiai változással kapcsolatos. Az elektrolitba az áram két elektródán át jut be, amelyiken az áram belép az elektrolitba (a pozitív) az anód, amelyiken át elhagyja azt, az a katód.
Az elektrolitban az oldott anyag ionokra bomlik szét, a pozitív töltéssel rendelkező kationok a katód, míg a negatív anionok az anód felé tartanak, amint elérték a velük ellentétes töltésű elektródot elveszítik töltésüket és különféle másodlagos folyamatok során kiválnak.

9. Félvezetők vezetése, a p-n átmenet, félvezető áramköri elemek, dióda, tranzisztor

A félvezetők olyan kristályos anyagok, amelyek fajlagos elektromos vezetőképessége a fémek és a szigetelők azonos értékei közé esnek (fémek: $\sigma \approx 10^4 - 10^6 \frac{1}{\Omega cm}$, szigetelők: $\sigma \approx 10^{-22} - 10^{-10} \frac{1}{\Omega cm}$). Vezetőképességük a hőmérséklettel nő, és erőssen függ a szennyezettségüktől. A szennyezés következtében vezető félvezetőket két csoportra bonthatjuk, az egyik a lyuk vezetők azaz a p típusú félvezetők, ahol a 4 vegyértékű félvezetőt 3 vegyértékű elemmel szennyezzük ezŕt a kristályban egy elektronhiány, lyuk keletkezik, itt a lyuk mint ha pozitív töltésű részecske lenne vezeti az áramot. A másik csoport az n típusú félvezetők, itt a 4 vegyértékű félvezetőt 5 vegyértékű elemmel szennyezzük, itt elektron többlet keletkezik ezért képes vezetni. Egy félvezetőről legegyszerűbben a Hall-effektussal tudjuk eldönteni, hogy a p vagy az n típusú félvezető-e.
Hall-effektus: Ha egy felületére merőleges B mágneses térben elhelyezkedő vékony femlemezen egyik irányban I áram folyi át, akkor a fémlemez haránt irányú középvonalának végpontjai között feszültséget mérhetünk.

P-N átmenet:
A p-n átmenetet legegyszerűbben egy félvezető két féle szennyezésevel érhetjük el, pl

egy germánium lap egyik oldalára indium- a másikra pedig antimon csatlakozót helyezünk és hőkezelés után késsz is a diódánk. A pozitív áram folyását tekintve a p→n irányban (nyitó irány) nagyságrendekkel több áram folyik, mint az n→p (záró) irányban.

Tranzisztor:
p-n-p tranzisztor:
A legkisebb p rész az emitter, a következő n szakasz a bázis és a harmadik p a kollektor. Az emitter és a bázis közötti külső nyitó irányú feszültség hatására az emitterből (p típus) lyukak hatolnak a bázisba, innen a kollektorba diffundálnak, ebből következően az emitteráram szabályozza a kollektoráramot, ha a kollektor-bázis feszültség az emitter-bázis feszültség sokszorosa, akkor az emitter vezérlőjelének agy erősítése érhető el. n-p-n tranzisztor:
Ugyan az, csak másik irányú áramokkal és elektronok diffundálásával.

10. Tranzisztoros erősítő

A táp egy ellenálláson keresztül a Kollektorra van kötve a bemenő jel a bázisra az emitter, pedig egy ellenálláson át a földre. a kimenő jelet a kollektorról vesszük (az ellenállás után).
A két szinusz jel egymással egyenesen arányos, de van egy π fázistolás a kettő között.

$U'_{be} = U_{be}(I'_b) + R_e I'_e$
$U'_{ki} = U_T - R_c I'_c$
Ha az emitteráram sokkal nagyobb mint a bázisáram akkor a tranzisztortól független az erősítés.

$A = \frac{\Delta U_{ki}}{\Delta U_{be}} = -\frac{R_c \beta}{R_b + (\beta+1) R_e}$ Tf.:$R_e \approx R_b$

$A = -\frac{R_c}{R_e}$

11. Kirchoff-törvények, ablak módszer használata

Kirchoff első törvénye (Csomóponti törvény):
Egy csomópontba befolyó áramok összege megegyezik az onnan kifolyó áramok összegével.

$\sum_{j=1}^{n} I_j = 0$

Kirchoff második törvénye (hurok törvény):
Egy hálózat bármelly zárt áramkörében az $\sum_{k=1}^{n} R_k I_k$ feszültségesések összege megegyezik a $\sum_{k=1}^{n} \varepsilon_k$ elektromotoros erők összegével, ha a választott körüljárásnak megfelelő előjellel ellátjuk az egyes tagokat.

$\sum_{k=1}^{n} R_k I_k = \sum_{j=1}^{n} \varepsilon_j$

12. Magnetosztatika, a mágneses indukcióvektor és fluxus fogalma

Mágneses szempontból csak dipólus létezik
H a mágneses térerősség.

Mágneses indukcióvektor (B):

$B = \frac{\mu_0}{4\pi}[3\frac{m_r r}{r^5}r - \frac{m_r}{r^3}]$
$M = m_1 \times B$
$\oiint EdA = \dfrac{\sum Q}{\varepsilon_0}$
$\oiint E_d dA = 0$
$\oiint BdA = 0$
$[B] = \frac{Vs}{m^2}$
Áram járta vezető alatt a mágnestű kitér.

$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$
$\oint Bds = \int \frac{\mu_0 I}{2\pi r}|ds| = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}2\pi r = \mu_0 I$

Mágneses indukciófluxus:
A mágneses indukcióvonalak sűrűsége:

$\Phi = \int Bdf$

13. Gerjesztési és Biot-Savart törvény

Ampère féle gerjesztési törvény:
A mágneses térerősségnek egy g zárt görbe egyszeri körüljárásánál vett integrálja egyenlő a görbe által határolt f felületen áthaladó áramok algebrai összegével

$\oint Hds = I$
Vagy:

$\oint Bds = \mu_0 \iint IdA$
$\oint Bds = |B|2\pi r = \mu_0 I$
Tekercs belsejében:

$B = \mu_0 \frac{NI}{l}$
Toroid belsejében:

$B = \mu_0 \frac{NI}{l}$

Biot-Savart törvény:
Az Ids áramelem által a P pontban létesített mágneses térerősség:

$dH = K\frac{I[dsr]}{r^3}$
A teljes vezető által keltett H térerősség az elemi dH-k integrálja.

14. Lorentz-erő, áram-áram kölcsönhatás, töltés mozgása elektromos és mágneses térben

Lorentz-erő:
B mágneses térben v sebességgel mozgó töltésre ható erő.

$F_{Lorentz} = Q[vB]$
Vezetőben folyó I áram esetén:

$F = I \times B$
Két vezető az általuk keltett mágneses téren keresztül hat egymásra. Párhuzamos vezetők, ha az áram azonos irányban folyik bennük vonzzák, míg ha ellentétes akkor taszítják egymást. Ebből látható az is, hogy a tekercs menetei közt is vonzó hatás lép fel, ha a tekercsben áram folyik (Roget-spirál).
Két egyenes vezető közt fellépő erő:

$dF = I_2 ds_2 \mu_0 H = I_2 ds_2 \mu_0 \frac{I_1}{2\pi r}$
Ha a 2 vezetőt egy merev egységnek tekintjük, akkor a rá ható erő:

$F = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I_1 I_2 l}{r}$
Köráram mágneses momentuma:

$H = \frac{Ir^2}{2R^3}$
Egy a tengelyen a kör középpontjától R távolságra lévő P pontban. Azaz a H mágneses tér éppen megfelel egy $m = \mu\mu_0 If$ mágneses momentummal rendelkező mágnes terének. Ezen eredményt könnyen általánosíthatjuk nf menetfelületű tekercs mágneses terére is, ahol $m = \mu\mu_0 Inf$. Ezt az m-et szokás a tekercs (hurok) mágneses momentumának is hívni.

15. Az anyag mágnesen tulajdonságai, mágnesezettség, mágneses térerősség bevezetése

Mágneses indukció az anyag belsejében:
A vezetőt körülvevő molekulák mágneses momentuma által létrehozott B mágneses tér indukál feszültséget a vezetőben.

$\oint Bdf = 0$
$B = B_0 + B'$

Mágnesezettségi vektor:
Az anyag mágnesezettségét a térfogategységének mágneses momentumával jellemezhetjük.

$M = \frac{\sum_{AV} p_n}{\Delta V}$

Mágneses térerősség:
H $\rightarrow$mágneses térerősség vektor

$rotB = rotB_0 + rotB'$
$rotB_0 = \mu_0 J$
$rotB' = \mu_0 J_{mol}$
$rotB = \mu_0 (J + J_{mol})$
$rotH = J$
ahol

$H = \frac{B}{\mu_0} - M$

$\int_f rotH df = \int_f J df$
$\oint M dl = \int_f j df = \sum_k I_k$
ha a g görbe által határolt f felületet átmetszve áramok folynak.

Vákumban egyenes vezeő H tere

$M = 0$
$\Downarrow$
$H = \frac{B}{\mu_0}$
$B = \frac{1}{2}\mu_0 \pi r$
$H = \frac{1}{2\pi}\frac{1}{r}$

Mágneses szuszceptibilitás és permeabilitás:
Egy anyag mágnesezettsége függ a térerősségtől.

$M = \chi_m H$
$H = \frac{B}{\mu_0} - M \rightarrow H = \frac{B}{\mu_0} - \chi_m H$
$H = \frac{B}{\mu_0(1+\chi_m)}$
$(1 + \chi_m)$-et nevezzük mágneses permeabilitásnak: μ_r

$H = \frac{B}{\mu_0 \mu_r}$
$\mu_0 \mu_r$ pedig abszolút permeabilitásnak nevezzük: μ

16. Diamágnesség, paramágnesség, ferromágnesség: doménszerkezet

Diamágnesség:
A diamágneses anyagok szuszceptibilitása az anyagra jellemző állandó, a H térerősségtől és a hőmérséklettől független. Általában $\chi 10^{-6}$ nagyságrendű negatív szám, ebből következik, hogy μ 1-nĂŠl alig kisebb, pozitív szám.

Paramágnesség:
A paramágneses anyagok szuszceptibilitása szintén a térerősségől független, de a hőmérséklet hövekedésével csökken. $\chi 10^{-5} - 10^{-6}$ nagyságrendű, ezért μ 1-nél valami-

vel nagyobb szám.

$CHI = \frac{\chi}{\rho}$
$\chi = \frac{C}{T}$ (Curie-törvény)

$CHI = \frac{C}{T-\theta}$ (Curie-Weiss törvény)

Ferromágnesség:
Ugyanakkora H térerőssëg mellett a ferromágneses anyagokban több nagyságrendel nagyobb az M mágnesezettség mint a többi anyagban. χ száznál, μ pedig 1000-nĂŠl jóval nagyobb. A mágnesezettség itt függ a H-tól és az anyag mágneses "előéletétől" is. H növelésével M csak egy bizonyos határig (mágneses telítődésig) nő.
Ferromágneses anyagokból permanens mágnesek készíthetők, a Curie-pont átlépésekor (anyagra jellemző hőmérséklet) az erős mágneses tulajdonságukat elveszítik, onnantól paramágnesesek. Ferromágnességet csak szilárd anyagok mutatnak. A térerősség csökkentésekor ugyanon térerősséghez nagyobb mágneses indukció tartozik, mint a térerősség növelésekor.

DomĂŠnszerkezet:
A ferroelektromos kristály olyan makroszkópikus tartományokból, doménekből áll, amelyek az ionok elrendeződése miatt, külső elektromos tér nélkül is polarizációval, dipólmomentummal rendelkeznek. Külső tér hatására háromféleképpen rendeződhetnek: ferroelektromos, antiferroelektromos és ferrielektromos anyagokká.
$\Uparrow\Uparrow\Uparrow\Uparrow$
$\Uparrow\Uparrow\Uparrow\Uparrow$
$\Uparrow\Uparrow\Uparrow\Uparrow$
$\Uparrow\Uparrow\Uparrow\Uparrow$
ferroelektromos
$\Uparrow\Downarrow\Uparrow\Downarrow$
$\Uparrow\Downarrow\Uparrow\Downarrow$
$\Uparrow\Downarrow\Uparrow\Downarrow$
$\Uparrow\Downarrow\Uparrow\Downarrow$
antiferroelktromos
$\Uparrow\downarrow\Uparrow\downarrow$
$\Uparrow\downarrow\Uparrow\downarrow$
$\Uparrow\downarrow\Uparrow\downarrow$
$\Uparrow\downarrow\Uparrow\downarrow$
ferrielektromos

17. Elektromágneses indukció, mozgási és nyugalmi indukció, Lenz-törvénye. örvényáramok

Elektromágneses indukció:
A mágneses térben lévő vezető, amikor azon áram folyik, elmozdul, ha a vezetőt a mágneses tér irányára merőlegesen elmozdítjuk, akkor a vezetö végei közt áramot mérhetünk. Az indukált áram erőssége az elmozdulás sebességétől függ. Zárt vezetőhurokhoz vagy tekercshez mágnesrudat közelítve ugyancsak áramot mérhetünk, a tekercsnél minél nagyobb a menetszám annál nagyobb az áram. Ugyancsak feszültség indukáló-

dik egy tekercsben, ha hozzá másik (áramjárta) tekercset közelítünk és egy hurokban is, ha a mágneses teret a hurok síkjára merőleges tengely körül forgatjuk.

Lenz-szabály:
Az indukált áram mindíg olyan irányú, hogy az indukciót létesítő változást akadályozza. Ez az energiamegmaradás elvéből egyenesen következik.

Faraday féle indukciós törvény:
Minél gyorsabban változik az indukciófluxus (Φ), annál nagyobb az I áram.

$U_i = -\frac{d\Phi}{dt}$
$I_i = -\frac{1}{R}\frac{d\Phi}{dt}$
Ahol R a zárt kör teljes ellenállása.
Tekercsben keletkező mágneses tér:

$H = \frac{nI}{l}$
Ahol I az átfolyó áram, n a menetszám, l pedig a tekercs hossza.

Indukció mozgó vezetőkben:
Lorentz-erő:

$F = Q[vB]$
Az indukált feszültség:

$U_i = Bvl$ (Neumann-törvény)

Indukció nyugvó vezetőkben:
Az időben változó mágneses tér a környező vezetőben E elektromos teret kelt.
Indukciós törvény:

$\oint_g E_s ds = -\frac{d}{dt}\int_f B_n df$
Ahol g a lineáris vezető alkotta zárt görbe, f pedig az ez álltal határolt tetszőleges felület. Az indukált feszültség független a g belső ellenállásától, ebbő következik, hogy fluxusváltozás esetén vákumban és vezetőben is elektromos tér keletkezik.

Maxwell 2. egyenlete:
Időben változó mĂĄgneses tér vonalait zárt elektromos erővonalak veszik gyűrű szerűen körül. Azaz időben változó mágneses tér maga körül elektromos örvényteret létesít.

$\oint_g E_d ds = -\int \frac{\partial B_n}{\partial t} df$

Örvényáramok: Azok az indukált áramok, amelyek kť vagy három irányban kiterjedt vezetőkben indukálódnak. A Lorentz-erő illetve a mágneses tér változását kísérő elektromos örvénytér a fémes vezetőkben az elektronokat zárt görbék mentén mozgásba hozza. Ezek az áramok a Lentz-törvény szerint az indukciót erősen akadályozzák, másrészrő igen nagy hőhatással járnakĂł.

18. Kölcsönos indukció, önindukció, tekercsek induktivitása, mágneses energiasűrűség

Kölcsönös indukció:
Az az indukciójelenség, amikor egy zĂĄrt vezetőben vagy tekercsben egy másikban fellépő áramerősségváltozás hatására feszültség indukálódik. $\Phi_2 \sim I_1$

$\Phi_2 = MI_1$
ahol M a kölcsönös induktivitás, ezek alapján a 2. vezetőben az indukált feszültség:

$U_2 = -M\frac{dI_1}{dt}$
A kölcsönös induktivitás mértékegysége:

$[M] = \frac{Vs}{A} \equiv H$(henry)

Önindukció:
Zárt vezetőben vagy tekercsben fellépő áramerősség változáskor a vezetőben feszültség indukálódik. A vezetőben I áram H mágneses tere folytán átmenő fluxus:

$\Phi = LI$
L (önindukciós együttható) a vezető alakjától és a közegtől függ. Ha L állandó, az I megváltozásakor fellépő önindukció:

$U_i = -L\frac{dI}{dt}$

Tekercsek induktivitása:
Egy n menetszámú, f keresztmetszetű, l hosszúságú tekercs induktivitása:

$L = \mu\mu_0\frac{n^2 f}{l}$
Ez a képlet jó közelítéssel megfelel egy $r = \frac{l}{2\pi}$ sugarú torusz alakú tekercsnek is.

Tekercs szerepe az áramkörben:
Nagy induktivitású áramkör bekapcsolás után csak lassa éri el stacionárius értékét, viszont az áramforrás lekapcsolása után is csak lassan tér vissza a zérus helyzetbe.

Mágneses tér energiája:

$U = \frac{1}{2}\mu\mu_0 H^2 V$

Ez alapján a mágneses energiasűrűsége:
állandó μ permeabilitású mágneses tér energiasűrűsége:

$u = \frac{U}{V} = \frac{1}{2}\mu\mu_0 H^2 = \frac{1}{2}HB = \frac{1}{2}\frac{B^2}{\mu\mu_0}$

19. Bekapcsolási jelenségek, RL és RC kör

Be és kikapcsolási jelenségek:
Nagy induktivitású áramkör bekapcsolás után csak lassa éri el stacionárius értékét, vi-

szont az áramforrás lekapcsolása után is csak lassan tér vissza a zérus helyzetbe.
Egy tekercsel párhuzamosan kötött ködfényszóró (aminek 80 V körüli a gyújtási feszültsége) felvillan amikor az áramkörbe kötött 4 V-os telepet egy kapcsolóval megszakítjuk. Ennek az oka, pedig az, hogy gyors megszakításkor nagy "nyitásifeszültség" keletkezik, mer az áramerősségnek nagyon gyorsan kell csökkennie.
Kirchoff II. alapján:

$$U_0 - L\frac{dI}{dt} = RI$$

tekintsük $t = 0$ pillanatban I-t is zérusnak, akkor

$$I = \frac{U_0}{R}(1 - e^{-\frac{R}{L}t}) = \frac{U_0}{R}(1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$$

ahol $\tau = \frac{L}{R}$

Kondenzátor feltöltése és kisülése ohmos ellenálláson át (RC-kör):

$$RI + \frac{Q}{C} = U_0(1 - e^{-\frac{t}{RC}})$$

vagy
$R\frac{dQ}{dt} + \frac{1}{C}Q = U_0$
Ha a bekapcsolás pillanatában $Q = 0$, akkor:

$$Q = CU_0(1 - e^{-\frac{t}{RC}}) \text{ és}$$

$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{U_0}{R}e^{-\frac{t}{RC}}$
A kisüléskor:

$$R\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C} = 0$$

A kisülés alatt a a feszültség és az áramerősség:

$$U_C = \frac{Q}{C} = U_0 e^{-\frac{t}{RC}}$$
$$I = \frac{dQ}{dt} - \frac{U_0}{R}e^{-\frac{t}{RC}}$$

A $\tau = RC$ mennyiség az RC-kör időállandója.

RL-kör:
A táp megszűnése után az R ellenálláson folyó I áram által végzett munka:

$$dW = \epsilon_{ind} Idt = -\frac{d\Psi}{dt}Idt = -Id\Psi$$

ha L =konstans, akkor:

$$dW = -LIdI \text{ mert } d\Psi = LdI$$

a mágneses tér megszűnéséig végzett összes munka:

$$W = -\int_I^0 LIdI = \frac{1}{2}LI^2$$

ebből következően, az I áramot vivő L induktivitású vezető:

$$U = \frac{1}{2}LI^2$$

energiával rendelkezik.

20. Váltóáramú áramkörök, komplex formalizmus, soros RLC kör

Soros RLC kör:
$U = U_0 sin(\omega t)$ periódikusan változó feszültség kényszerrezgéseket okoz egy soros RLC körben. A rezgőkörben folyó I áram:

$$I = I_0 sin(\omega t - \phi)7 + Be^{-\beta t} sin(\omega' t - \psi)$$

a berezgés ideje alatt, utána:

$$I = I_0 sin(\omega t - \phi)$$

ahol $I_0 = \dfrac{U_0}{\sqrt{R^2 + (L\omega - \frac{1}{(C\omega)^2}}}, tg\phi = \dfrac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R}$

21. Elektromágneses hullámok, az eltolási áram, szabad elektromágneses hullámok, Poynting vektor, Hertz kísérletek

Elektromágneses hullámok:
Dróthullám: párhuzamos drótok mellett kialakuló állóhullámok.
Eltolási áram:
A kondenzátorlapok közti váltakozó elektromos tér, ami annyiban áram, hogy mágneses tere van. Feltöltéskor vagy kisüléskor a drótban folyó, időben változó vezetési áramot a szigetelőben folytatódó eltolódási áram zártá egészíti ki. $I_e = I$ Az eltolódási vektor nagysága:

$$D = \frac{Q}{f}$$

Az eltolási áram sűrűge:

$$J_e = \frac{\partial D}{\partial t}$$

Szabad elektromágneses hullámok:
Nyitott rezgőkörben az erővonalak viszonylag messze nyúlnak a kondenzátor fegyverzeteitől, nyitott rezgőkör egyik fajtája a Hertz-féle dipólus. A rúd alaklú diplólus alaprezgésénél a rúd hosszúsága a hullámhossz fele ($l = \frac{\lambda}{2}$).
Egy kettévágott dipólust szikragenerátorral rezget ezért a másik amaikon is sziklákat láthatunk. Vákumban a szabad elektromágneses hullám terjedése vákumban egyenlő a fénysebességgel.

Hertz-kísérlet:
A Az elektromágneses hullám, ugyanúgy mint a fényhullám visszaverődik a fémlapról.
Adó-vevő, elektromágneses sugárnyaláb

Poynting-vektor:
Iránya megadja az energiaáramlás irányát, hossza az energiaáramlás sűrűségét.

$S = EH$ (az egymásra merőleges térerősségek szorzata.

22. Dipólsugárzás, az elektromosságtan áttekintése Maxwell egxenletek alapján

Dipólus sugárzási tere:
A rezgő dipólus által kisugárzott elektromágneses hullámokban az E és H térerősség.

$M = Ql = M_0 sin\omega t$
$I = \frac{dQ}{dt} = I_0 cos\omega t$
ahol:

$I_0 = \frac{\omega M_0}{l}$
H vonalai a dipólus síkjában fekvő koncentrikus körök, az E-vonalak, pedig a dipólus meridiánsíkjában fekvő zárt (vese alakú) görbék.
E és H nagysága:

$\sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0}{\mu\mu_0}} E = H = \frac{I_0 \omega l sin\vartheta}{4\pi cr} sin\omega(t - \frac{r}{c'})$
itt $c' = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$

Maxwell egyenletek:
Az egyenletek az elektromos térerősség (E), az elektromos eltolódás(D), a mágneses térerősség (H), a mágneses indukció (B), az áramsűrűség (J) és az elektromos töltéssűrűség között adnak meg összefüggéseket.

Integrális alak:

$\oint_g H_s ds = \int_f J_n df + \int_f \frac{\partial D_n}{\partial t} df$
$\oint_g E_s ds = -\int_f \frac{\partial B_n}{\partial t} df$
$\oint_f D_n df = \int_V \varrho dV$
$\oint_f B_n df = 0$

Differenciális alak:

$rotH = J + \frac{\partial D}{\partial t}$
$rotE = -\frac{\partial B}{\partial t}$
$divD = \varrho$
$dicB = 0$