Institutt for fysikk, NTNU
TFY4155/FY1003: Elektrisitet og magnetisme
Vår 2007, uke 7

Mandag 12.02.07

Materialer og elektriske egenskaper

Hovedinndeling av materialer med hensyn på deres elektriske egenskaper:

- Ledere: Metaller. Atomenes ytterste elektron(er) er *fri* til å bevege seg gjennom lederen. Eksempler: Cu, Al, Ag etc.
- Isolatorer: Alle elektroner er *bundet* til atomene. Eksempler: glass, plast etc.

  Videre:
- Halvledere: Er isolator ved $T = 0$ (dvs null temperatur), men enkelte elektroner frigjøres ved $T > 0$. Viktige materialer i elektroniske komponenter (f.eks. dioder, transistorer). Eksempler: Si, Ge, GaAs.

  Dessuten:
- Superledere, Plasma, Elektrolytter etc.

Kommentar: Metaller er *gode* elektriske ledere. Endel andre materialer (som f.eks. grafitt) er *dårlige* ledere. Senere i kurset, i forbindelse med elektrisk strøm og elektriske kretser, skal vi tallfeste dette ved hjelp av materialets *elektriske ledningsevne*. Isolatorer som plast, glass og tre har veldig liten elektrisk ledningsevne. Den er riktignok ikke eksakt lik null, men mange størrelsesordener mindre enn for metaller. Mer om dette senere.

I dette kurset skal vi kun ta for oss ledere og isolatorer. En isolator kalles også for et *dielektrikum*. Vi ser først på elektriske ledere.

Elektriske ledere
[FGT 23.4; YF 21.2, 22.5; TM 21.2, 22.5; AF 25.5; LHL 19.2, 19.8; DJG 2.5]

I forelesningene beviste vi følgende 7 viktige resultater hva angår elektrisk felt, potensial og fordeling av netto ladning på en elektrisk leder i *elektrostatisk likevekt*:

1. Inne i lederen er $\boldsymbol{E} = 0$.
2. Det er null netto ladning inne i lederen.
3. All netto ladning fordeler seg på overflaten av lederen.
4. På lederens overflate står det elektriske feltet normalt på overflaten.

5. Hele lederen, både inni og på overflaten, har samme verdi av det elektriske potensialet V, dvs lederen er et *ekvipotensial*.

6. På lederens overflate er det elektriske feltet $E = \sigma/\varepsilon_0$, der σ er ladning pr flateenhet på lederens overflate.

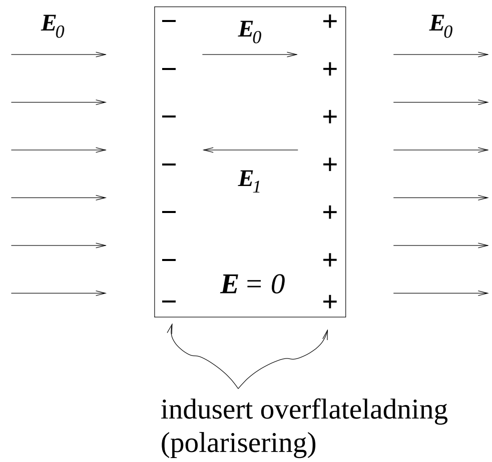
7. En leder med et (tomt!) hulrom har $E = 0$ inne i hulrommet og all netto ladning på den ytre overflaten. (Dette gjelder selvsagt ikke dersom vi har netto ladning inne i hulrommet, f.eks. en punktladning.)

Kommentar: Vi brukte Gauss' lov til å bevise at all netto ladning må fordele seg på lederens overflate. Vi kunne også ha argumentert for dette resultatet med utgangspunkt i *energien*, nemlig at netto ladning må plassere seg slik at systemets potensielle energi blir minimal. Nå er det vel ikke intuitivt opplagt at lavest energi oppnås med all netto ladning på overflaten? Kanskje vi kunne "tjene" noe på å fordele litt av ladningen utover lederens *volum*? Vel, det er altså *ikke* tilfelle. Enhver elektrisk leder, uansett størrelse og form, vil alltid ha lavest potensiell energi når all netto ladning fordeler seg på overflaten.

Tirsdag 13.02.06

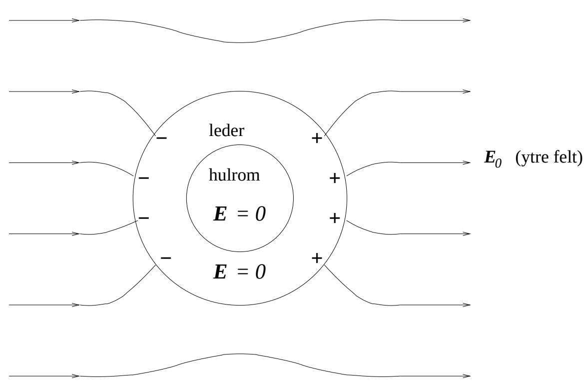
Leder i ytre felt

Et ytre felt $\boldsymbol{E}_0$ påvirker fri ("mobile") ladninger i lederen med elektrisk kraft. Endel av disse ladningene beveger seg til lederens overflate slik at *indusert felt* $\boldsymbol{E}_1$ akkurat kansellerer ytre ("påtrykt") felt: $\boldsymbol{E}_1 = -\boldsymbol{E}_0$. Dermed blir totalt elektrisk felt $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 + \boldsymbol{E}_1 = 0$ inne i lederen, slik vi har bevist at det må være.



Leder med hulrom i ytre felt

Elektrostatisk felt inne i hulrom i leder plassert i ytre felt $\boldsymbol{E}_0$ er lik null:



Dvs: Inne i hulrommet har vi elektrostatisk *skjerming* mot det ytre feltet.
For å være sikker på perfekt skjerming, må vi ha et "ekte" hulrom, dvs et avgrenset volum, som f.eks. inne i en fotball. I praksis får vi veldig god skjerming selv med åpninger inn til hulrommet, jfr faradayburet som dere bruker på laben. Andre eksempler er bil og fly.

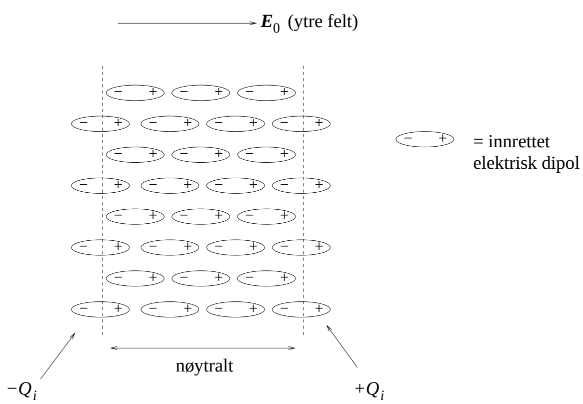
Merk at den elektriske lederen skjermer et *ytre* felt slik at $E = 0$ inne i (det tomme) hulrommet, mens det omvendte ikke er tilfelle: Lederen skjermer ikke feltet fra en eventuell ladning inne i hulrommet. Da blir $E \neq 0$ både inne i hulrommet og utenfor lederen, men selvsagt $E = 0$ inne i lederen. (Se øving 7.)

Elektrisk polarisering. Dielektrika.
[FGT 25.5, 25.6; YF 24.4, 24.5; TM 24.5, 24.6; AF 25.6, 25.7; LHL 20.5; DJG 4.1]

Isolator: Ingen mobile (frie) ladninger (men *bundne* ladninger)
Dielektrikum: Polariserbar isolator

Plasseres et dielektrikum i et ytre elektrisk felt $\boldsymbol{E}_0$, får vi innretting av (molekylære) elektriske dipoler langs $\boldsymbol{E}_0$, jfr øving 6, oppgave 4. (Eventuelt: Polarisering internt i atomer og upolare molekyler som i utgangspunktet har null elektrisk dipolmoment.)

Netto (makroskopisk) effekt av det ytre feltet:
Forskyvning av bundne ladninger



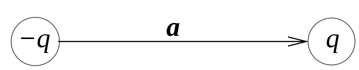
$\pm Q_i$ = indusert nettoladning på isolatorens overflater

Polarisering = dipolmoment pr volumenhet:

$$\boldsymbol{P} = \frac{\boldsymbol{p}}{V}$$

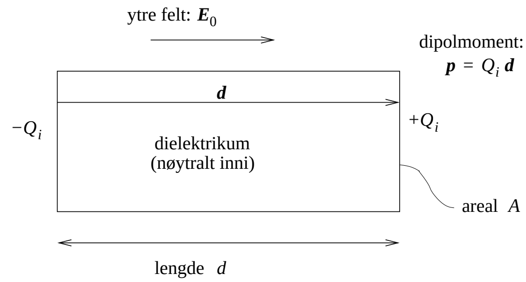
Elektrisk dipolmoment (repetisjon!):

$$\boldsymbol{p} = q\boldsymbol{a}$$



Kommentar (ikke pensum): I noen materialer vil det være energetisk gunstig at de atomære (evt molekylære) elektriske dipolene peker i samme retning, selv *uten* påvirkning fra et ytre felt. Slike *ferroelektriske* krystaller vil typisk ha en *ordnet fase* med $P \neq 0$ så lenge temperaturen T ikke overstiger en såkalt *kritisk temperatur* T_c. Det forskes aktivt på ferroelektriske materialer i flere grupper på Gløshaugen, ved Institutt for fysikk, Institutt for materialteknologi og Institutt for elektronikk og telekommunikasjon.

Dielektrikum i ytre felt $\boldsymbol{E}_0$:



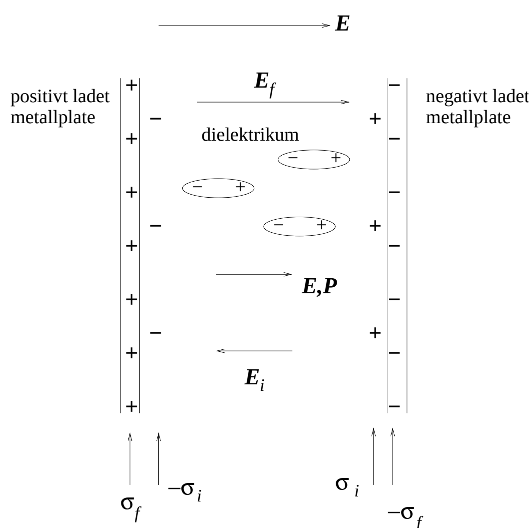
Volum: $V = Ad$
Tetthet av indusert overflateladning: $\sigma_i = Q_i/A$

Dermed:
Totalt dipolmoment: $p = |\boldsymbol{p}| = Q_i d = \sigma_i A d = \sigma_i V$
Polarisering: $P = |\boldsymbol{P}| = p/V = \sigma_i$

Generelt: $\boldsymbol{P} \cdot \hat{n} = P_\perp = \sigma_i$
($\hat{n}$ = flatenormal, $P_\perp$ = komponenten av $\boldsymbol{P}$ som står normalt på overflaten)

Elektrisk forskyvning.
[FGT 25.6; YF 24.6; TM 24.6; AF 25.8; LHL 20.5; DJG 4.3]

Bruker idealisert system som vi har sett på før:
Motsatt ladede metallplater (uendelig store), nå med dielektrikum i mellom:



Fri ladning pr flateenhet på metallplatene: σ_f
... som genererer elektrisk felt mellom platene: $E_f = \sigma_f/\varepsilon_0$ (null felt utenfor platene)
Indusert ladning pr flateenhet på overflaten av dielektrikum: σ_i
... som genererer elektrisk felt mellom platene: $E_i = \sigma_i/\varepsilon_0$
Totalt felt mellom platene: $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_f + \boldsymbol{E}_i \quad \Rightarrow \quad E = |\boldsymbol{E}| = E_f - E_i = (\sigma_f - \sigma_i)/\varepsilon_0$

Netto ladning på overflatene: $\pm\sigma = \pm(\sigma_f - \sigma_i)$
... som genererer totalt felt mellom platene: $E = \sigma/\varepsilon_0 = (\sigma_f - \sigma_i)/\varepsilon_0$, OK!

Vi har: $\sigma_i = P =$ polariseringen i dielektrikumet (= dipolmoment pr volumenhet)

Dermed:

$$\sigma_f = \sigma + \sigma_i = \varepsilon_0 E + P$$

Vi ser altså at tettheten av *fri* ladning σ_f er knyttet til kombinasjonen $\varepsilon_0 E + P$. I endel tilfeller, f.eks. i endel eksperimenter, er det nettopp den frie ladningen vi har kontroll over. Med dielektrikum til stede er det derfor ofte *hensiktsmessig* å "referere til" vektorfeltet

$$\boldsymbol{D} \equiv \varepsilon_0 \boldsymbol{E} + \boldsymbol{P}$$

$\boldsymbol{D}$ kalles *elektrisk forskyvning*.

Her:

$$D = |\boldsymbol{D}| = \sigma_f$$

Generelt (som vi også fant for $\boldsymbol{P}$):

$$\sigma_f = \boldsymbol{D} \cdot \hat{n} = D_\perp$$

der $D_\perp$ er normalkomponenten av den elektriske forskyvningen.

Vi skal i neste uke se at vi har en Gauss' lov også for den elektriske forskyvningen $\boldsymbol{D}$. Denne kan vi benytte oss av i problemer der vi kjenner den frie ladningen, men ikke den induserte ladningen knyttet til polariseringen av dielektriske medier som er til stede.