

SIF4012 og MNFFY103 høst 2002: Sammendrag uke 45

(Alonso&Finn 26.6-7, 27.1-3)

Amperes lov for H-feltet

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_f$$

Altså: Kurveintegralet av $\vec{H}$ rundt en vilkårlig lukket kurve er lik netto fri (evt. påtrykt) strøm I_f som omsluttet av integrasjonskurven. Med "fri strøm" menes den delen av strømmen som ikke er assosiert med en eventuell magnetisering av eventuelle magnetiske medier som måtte være til stede.

Av ovenstående integralform av Amperes lov for $\vec{H}$ følger, ved hjelp av Stokes' teorem, tilsvarende lov på differensialform:

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j}_f$$

der $\vec{j}_f$ er tetthet av fri strøm (altså fri strøm pr flateenhet, slik at total fri strøm I_f gjennom en flate S er $I_f = \int_S \vec{j}_f \cdot d\vec{A}$).

Magnetisk susceptibilitet og permeabilitet

I lineære medier er magnetiseringen proporsjonal med magnetfeltet. Av historiske årsaker defineres ikke magnetisk susceptibilitet χ_m på tilsvarende måte som elektrisk susceptibilitet χ_e . Istedenfor å skrive $\vec{M} = \chi_m(1/\mu_0)\vec{B}$, som ville ha vært den naturlige magnetiske analogien til $\vec{P} = \chi_e\epsilon_0\vec{E}$, uttrykkes lineariteten ved det "påtrykte feltet" $\vec{H}$:

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \quad \chi_m = \text{magnetisk susceptibilitet}$$

Resten av "kostebinderiet" innføres imidlertid på tilsvarende måte som vi gjorde i forbindelse med elektrisk polarisering:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0(1 + \chi_m)\vec{H} = \mu_0\mu_r\vec{H} = \mu\vec{H}$$

der

$$\mu_r = 1 + \chi_m = \text{relativ permeabilitet}$$

$$\mu = \mu_r\mu_0 = \text{mediets permeabilitet}$$

Typiske tallverdier for magnetisk susceptibilitet:

$$\chi_m \approx -10^{-5} \text{ til } -10^{-4} \quad \text{for diamagnetiske medier}$$

$$\chi_m \approx 10^{-5} \text{ til } 10^{-3} \quad \text{for paramagnetiske medier}$$

$$\chi_m \approx 10^3 \text{ til } 10^4 \quad \text{for ferromagnetiske medier}$$

For en ferromagnet er magnetisk susceptibilitet strengt tatt ikke en veldefinert størrelse, jfr hysteresekurven fra forrige uke. Men dersom vi starter med null magnetisering i null ytre felt, har vi en tilnærmet lineær sammenheng mellom $\vec{M}$ og $\vec{H}$, i hvert fall første gang det ytre feltet skrur på.

Legg merke til den voldsomme effekten av å erstatte luft (med $\mu_{\text{luft}} \approx \mu_0$) med jern (med $\mu_{\text{jern}} \approx 10^3\mu_0$) f.eks. inne i en spole: Med en viklingstetthet $n = 1000 \text{ m}^{-1}$ og en påtrykt strømstyrke $I_f = 2 \text{ A}$ gjennom spoletråden, fås med luft et magnetfelt $B_{\text{luft}} = \mu_0 H = \mu_0 n I_f = 2.5 \text{ mT}$. Fylt med jern fås et magnetfelt $B_{\text{jern}} = 10^3 \mu_0 n I_f = 2.5 \text{ T}$.

Elektrodynamikk: Tidsavhengige E- og B-felt

Faradays induksjonslov: $\mathcal{E} = -\frac{d\Phi_m}{dt}$

Dvs: En endring i magnetisk fluks innenfor ei lukket strømsløyfe resulterer i at det blir induert en elektromotorisk spenning (ems) $\mathcal{E}$ lik fluksendringen pr tidsenhet.

Retningen på $\mathcal{E}$ er gitt ved Lenz' lov:

Indusert ems har retning slik at generert strøm I i strømsløyfa lager et magnetfelt, og dermed en magnetisk fluks Φ_I som *motvirker endringen* $\Delta\Phi_m$ som resulterte i den induserte emsen.

I ei lukket strømsløyfe som befinner seg i et magnetfelt $\mathbf{B}$ og som omslutter et areal S kan vi oppnå en indusert ems $\mathcal{E}$ på flere måter:

- ved at arealet S varierer med tiden t
- ved at strømsløyfa roterer i $\mathbf{B}$ -feltet
- ved at magnetfeltet $\mathbf{B}$ varierer med t

Ettersom magnetisk fluks er $\Phi_m = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{A}$, får vi i alle disse tilfellene en *tidsavhengig* magnetisk fluks

innenfor strømsløyfa. I de to første måtene ble endringen i magnetisk fluks forårsaket av at hele eller deler av strømsløyfa beveget seg i magnetfeltet. Da kunne vi forklare den induserte emsen med utgangspunkt i at det virket en magnetisk kraft $q \mathbf{v} \times \mathbf{B}$ på ladningene i den delen av strømsløyfa som er i bevegelse.

Dersom strømsløyfa ligger i ro i et magnetfelt hvis styrke (eller retning) endres med tiden, observeres også en indusert ems i sløyfa. I dette tilfellet kan den induserte emsen *ikke* forklares ved hjelp av magnetiske krefter på ladningene i sløyfa, ettersom de i utgangspunktet ligger i ro (dvs $\mathbf{v} = 0$). Dermed må vi konkludere med at

et tidsavhengig magnetfelt genererer et elektrisk felt

dvs

$$\frac{d\vec{B}}{dt} \neq 0 \Rightarrow \vec{E}$$