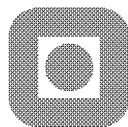


# Oppgave 3    Lab i TFY4180

## *Magnetisk felt og fluks*

Institutt for fysikk, NTNU



## 1. Innledning.

Kontroll av statiske og tidsavhengige magnetfelt er viktig i vitenskap og teknologi. I de fleste tilfellene er det ønskelig å generere et felt av en bestemt styrke og med en bestemt orientering. Dette skjer i praksis ved å sende en stasjonær strøm gjennom et spolesystem. En aktuell problemstilling av motsatt type er å skjerme ute et magnetfelt, f.eks. jordfeltet.

Et magnetisk felt som varierer i tid genererer alltid en et varierende elektrisk felt, og motsatt. Magnetisme og elektrisitet er altså gjensidig avhengige fenomener.

I denne oppgaven skal du få erfaring med å måle statiske magnetfelt med en *Hall-probe*. Dette instrumentet er eksempel på et *magnetometer*, også kjent som teslameter eller gaussmeter. Tidsavhengige felt skal studeres ved å måle induert spenning med et oscilloskop. I tillegg skal du se hvordan magnetiske effekter kan brukes til å bygge en elektrisk motor.

## 2. Magnetisk fluks

Magnetfeltet beskrives med *vektor*-feltet  $\mathbf{B} = \mathbf{B}(\mathbf{r})$ . Vektorfeltet heter magnetisk flukstetthet, men kalles av historiske årsaker også magnetisk induksjon. La oss for illustrasjonenes skyld sammenligne  $\mathbf{B}$  med feltet  $n\mathbf{v}(\mathbf{r})$  der  $n$  er en partikkeltetthet og  $\mathbf{v}(\mathbf{r})$  er hastigheten til partiklene. Antall partikler som pr. tidsenhet strømmer gjennom et flateareal  $d\mathbf{A}$  er gitt ved skalarproduktet  $n\mathbf{v} \cdot d\mathbf{A}$  og kalles *partikkelfluksen*. Størrelsen  $n\mathbf{v}(\mathbf{r})$  er *flukstettheten*. Hvis det ikke er kilder, eller sluk, for partiklene må like mange gå inn i et lukket volum som ut av volumet.

I analogi med dette kan en definere en fluks  $\Phi_B$  for magnetfeltet. Maxwell-likningen  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  kan skrives på integralformen

$$\Phi_B \equiv \oiint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0 \quad (1)$$

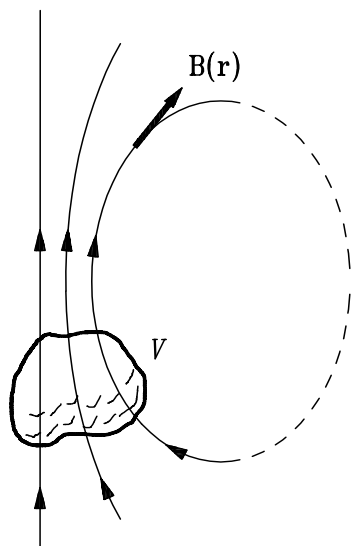


Fig. 1 Skisse av magnetiske feltlinjer. Like mange går *inn* i volumet  $V$  som *ut* av volumet.

Fra matematikkundervisningen kjenner du divergens-teoremet til Gauss. Det er dette som er benyttet for å utlede (1). Overflateintegralet i (1) går over volumet  $V$  i fig.1. Siden enheten for  $\Phi_B$  er Wb, eller weber, blir dimensjonen for  $\mathbf{B}$  lik  $\text{Wb}/\text{m}^2$  dvs. tesla, forkortet T. Likning (1) viser at like mange flukslinjer går inn i det lukkede volumet  $V$  som ut av volumet. Magnetiske feltlinjer er derfor alltid *lukket*. (Se fig. 1.) Likningen uttrykker i virkeligheten at en eksperimentelt aldri har klart å påvise eksistensen av magnetiske monopoler, dvs. magnetiske ladninger, som kan fungere som kilde eller sluk for feltlinjene<sup>1</sup>.

Vi avslutter denne summariske gjennomgangen med en beskrivelse av magnetisk induksjon. Utgangspunktet er Faradays lov på differensiell form

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2)$$

som ved hjelp av Stokes' teorem kan omformes til

$$\varepsilon \equiv \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{d\Phi_E}{dt} \quad (3)$$

Den elektromotoriske kraften er identisk med linjeintegralet for det elektriske feltet.

<sup>1</sup> Dette er i markert kontrast til situasjonen for det *elektrostatiske* feltet. I vakuum lyder som kjent Gauss' lov

$$\oiint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = \frac{Q}{\varepsilon_0}$$

Her er  $Q$  total (elektrisk) ladning innesluttet av integrasjonsflaten. Hver enkelt feltlinje kan tenkes å ende opp på, eller stråle ut fra, en av delledningene til  $Q$ , og *elektriske* feltlinjer er ikke lukket!

### 3. Magnetostatikk.

Ampères lov er et uttrykk for at *elektriske* ladninger i bevegelse alltid er ledsaget av et magnetfelt. Ved stasjonære forhold gjelder i vakuum<sup>2</sup>

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (4)$$

Her er  $\mathbf{J}$  lik stømtettheten, dvs. antall ladninger som går gjennom et infinitesimalt flatestykk pr. tidsenhet og pr. areal. Vakuumpermeabiliteten er gitt ved  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Wb}\cdot\text{m}/\text{A}^2$ . Stokes' teorem gir

$$\iint \nabla \times \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} \equiv \oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \mu_0 \iint \mathbf{J} \cdot d\mathbf{A} \equiv \mu_0 I \quad (5)$$

der  $I$  er total strøm innenfor integrasjonsveien for linjeintegralet.

Det kan vises at feltet fra en generell strømlederkonfigurasjon kan beregnes ved hjelp av Biot-Savarts lov

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint \frac{d\mathbf{s} \times \mathbf{r}'}{r'^2} \quad (6)$$

Her er  $\mathbf{r}'$  en vektor som går fra strømelementet i  $d\mathbf{s}$  til feltpunktet.

Ved å bruke (5) som en snarvei kan vi raskt finne feltet rundt en lang rett leder i vakuum. Etter (6) må feltet være orientert i asimutal retning (dvs normalt radiell retning). Ved å legge integrasjonsveien langs en sirkel (se fig. 2a) med radius  $r$  rundt lederen får vi  $B \cdot 2\pi r = \mu_0 I$ , dvs.  $\mathbf{B} = \mu_0 I (2\pi r)^{-1} \hat{\mathbf{e}}_\theta$  der enhetsvektoren refererer til den asimutale retningen. Likn. (5) kan brukes som en snarvei også når lederen vikles opp til en spole med  $N$  viklinger fordelt over en lengde  $L$ . Dersom  $L$  er veldig stor samtidig som  $N/L$  er konstant, viser det seg at magnetfeltet langt fra endene er tilnærmet uniformt inne i spolen og tilnærmet null utenfor spolen. Vi nytter dette som en tilnærmelse og legger integrasjonsveien som vist i fig. 2b. Vi får  $B \cdot l = \mu_0 IN(L)^{-1}$  (Merk at  $NI(L)^{-1}$  er antall viklinger innenfor integrasjonsveien), som gir  $\mathbf{B} = \mu_0 IN(L)^{-1} \hat{\mathbf{e}}_z$  med enhetsvektoren i akseretningen.

<sup>2</sup> Maxwell påviste at (4) er ufullstendig ved raske tidsvariasjoner, f. eks. høye frekvenser. Hans korreksjonsledd er alt annet enn uinteressant siden det viste seg å være ansvarlig for utsendelse og absorpsjon av radiobølger, for eksempel.

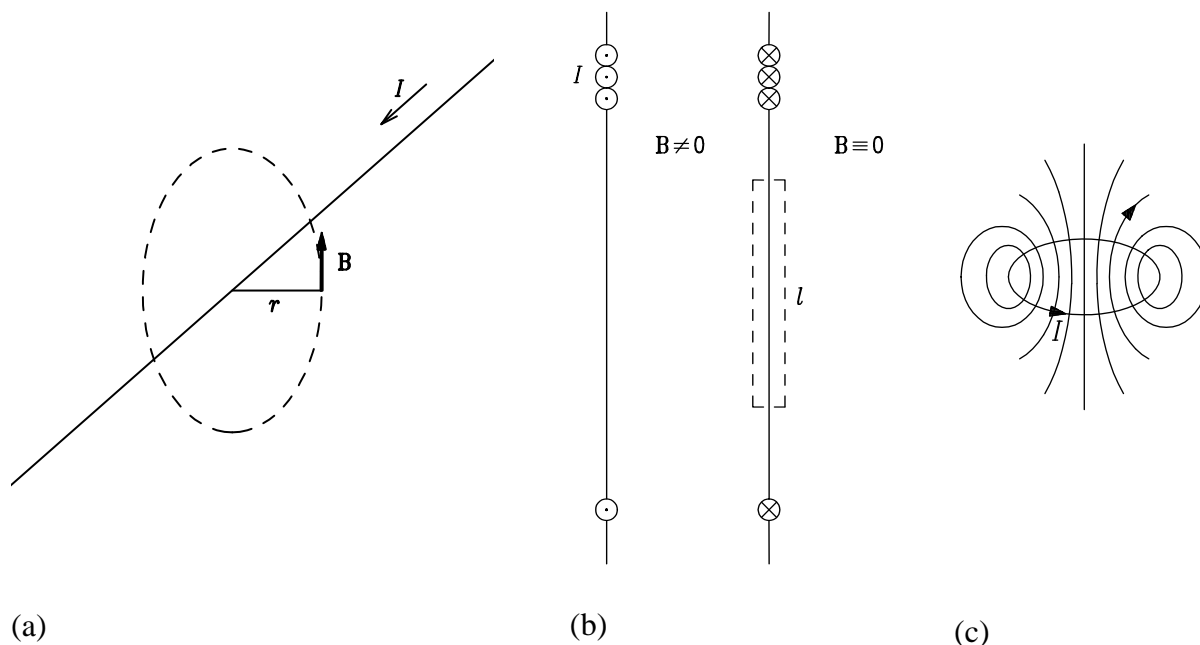


Fig 2 (a) Integrasjonsvei for å beregne feltet rundt en rett leder. (b) Integrasjonsvei for beregning av felt i lang spole. (c) Felt (skjematisk) rundt strømsløyfe.

Ved å bruke (6) kan feltet fra en kort spole beregnes. Det viser seg at hvis  $N = 1$ , dvs. en enkelt strømsløyfe, kan feltet i posisjonen  $\mathbf{r}$  for store avstander skrives

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3(\mathbf{m} \cdot \hat{\mathbf{r}})\hat{\mathbf{r}} - \mathbf{m}}{r^3} \quad (7)$$

Her er  $\mathbf{m} = I\pi a^2 \hat{\mathbf{e}}_z$  der  $a$  er radius til strømringsen som antas å ligge i  $xy$ -planet (Se fig 2c), og der  $\mathbf{m}$  er det magnetiske dipolmomentet. Feltlinjene har samme romlige fordeling som de elektriske feltlinjene rundt en elektrostatisk dipol. Legg merke til at en vilkårlig strømkonfigurasjon alltid kan tenkes bygd opp av bidrag fra mindre strømsløyfer. Et magnetfelt kan derfor uttrykkes ved en sum av dipolmomenter. For eksempel kan det ytre feltet fra en spole eller en stavmagnet ved store avstander oppfattes som en superposisjon av felter fra mange magnetiske dipoler stablet oppå hverandre. I denne grensen kan en lang spole oppfattes som et tynt rør som transporterer magnetisk fluks langs røraksen. I "nordpolsenden" spres flukslinjene symmetrisk utover i rommet, mens de samles i "sørpolsenden" til spolen.

Jordfeltet ligner på feltet som ville oppstå hvis det var begravet en enorm stavmagnet i jordens indre. Dette forklarer hvorfor feltlinjene på høye breddegrader er nesten vertikale. Jordfeltet i Norge er ca. 0.05 mT. (1 T tilsvarer  $10^4$  gauss.) Magnetisk sørpol ligger i Hudson Bay-området, Kanada.

### 3. Kraft på ledere

En ladet partikkel i bevegelse i et elektrostatisk og magnetostatisk felt utsettes for Lorentzkraften

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (8)$$

der  $q$  er partikkelladningen. Magnetfelt utsetter også *strømledere* for en kraft. Kraftpåvirkningen på et infinitesimalt strømsegment er

$$d\mathbf{F} = I d\mathbf{s} \times \mathbf{B} \quad (9)$$

Total kraft på en leder kan finnes ved å integrere (9) over hele lederen. Det er lett å overbevise seg om at et magnetfelt utsetter en strømspole for et dreiemoment  $\boldsymbol{\tau}$ . Det er vist i forelesningene at

$$\boldsymbol{\tau} = \mathbf{m} \times \mathbf{B}. \quad (10)$$

Som et enkelt eksempel ser vi på situasjonen i fig. 3. La vinkelen mellom (den lange) spolen og feltretningen være  $\varphi$ . Strømmen  $I$  som går i de  $N$  spoleviklingene tilsvarer strømmen

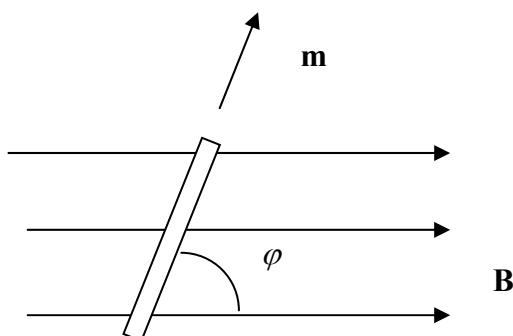


Fig. 3. Tynn spole i magnetfelt. Dreiemomentvektoren peker etter (10) inn i papirplanet.

i  $N$  dipoler, og dreiemomentet på spolen blir etter (10) lik  $\tau = NmB \sin \varphi$  (der  $m = I\pi a^2$ ). Feltet vrir spolen slik at  $\mathbf{m}$  og  $\mathbf{B}$  blir parallelle.

Dette kan utnyttes til å omsette elektrisk energi til mekanisk energi. I *synkron* motorer varierer det ytre feltet syklisk på en slik måte at rotasjonen alltid er med (eller mot) urviseren. I *asynkron* motorer svitsjes strømmen i to retninger slik at dreiemomentet også her har samme fortegn.

#### 4. Magnetiske materialer.

Et materiale sies å være magnetisk hvis et antall ( $n$ ) mikroskopiske, orienterte dipoler pr. volumenhet er tilstede i materialet. Hvis alle dipolene har samme retning er den magnetiske dipoltettheten, eller magnetiseringen, definert ved  $M = nm$ , med dimensjon A/m. Når magnetisering oppstår spontant sies materialet å være *ferromagnetisk*<sup>3</sup>.

Hvis magnetiseringen øker når et ytre magnetfelt påvirker materialet har vi *paramagnetisme*. I slike tilfeller er det den kontrollerbare spolestrømmen – den "makroskopiske" strømmen – som sørger for opplinjering av de opprinnelig uorienterte mikroskopiske dipolene.

Merk at de mikroskopiske dipolene ikke forveksles med hvirvelstrømmer, for eksempel i transformator kjerner. I prinsippet er (4) fortsatt gyldig så lenge vi passer på at strømtettheten på høyre side i tillegg til spolestrømmen også inkluderer de induerte mikroskopiske bidragene. En enklere løsning er å skrive likningen på en form som gjør at vi bare trenger å operere med makroskopiske strømtettheter (Se for eksempel referanse 1,2 eller 3):

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (11)$$

Her er  $\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}$ , der  $\mathbf{H}$  er magnetisk feltstyrke, også kalt den magnetiske intensiteten, med dimensjon A/m, og  $\mu_r$  er relativ magnetisk permeabilitet. Legg merke til at selv om  $\mathbf{B}$  er det fundamentale feltet – det er f. eks.  $\mathbf{B}$  som inngår i uttrykket for Lorentz-kraften – så er det bare  $\mathbf{H}$  som kan kontrolleres direkte ved hjelp av en strømkilde. Dette er bakgrunnen for at magnetiseringen er definert ved  $M = \chi_m H$ , der  $\chi_m$  står for den magnetiske susceptibiliteten. Ligning (11) er basert på

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}). \quad (12)$$

Det følger at  $\mu_r = 1 + \chi_m$ . Enkelte materialer har en meget høy permeabilitet. Legeringen kjent under navnet my-metall kan ha  $\mu_r = 10^5$ .

Hvis et magnetisk materiale benyttes som kjerne i en lang spole og argumentene som ble brukt for å regne ut feltet gjentas med (11) istedet for (4) får vi  $\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r IN(L)^{-1} \hat{\mathbf{e}}_z$ , dvs. en forsterkning med en faktor lik  $\mu_r$ .

#### 5. Måling av magnetfelt

##### *Hallproben*

Det er utviklet mange typer magnetometre som er mer eller mindre følsomme. I våre målinger skal vi benytte en hallprobe. Instrumentet består essensielt av en strømkilde som sender en konstant strøm gjennom en halvleder. Halvlederen har typisk utstrekning noen mm<sup>2</sup>, og har et bestemt antall  $n$  frie ladningsbærere pr. volumenhet. Proben plasseres i magnetfeltet som skal måles. Når ladningsbærerne, elektroner i vårt tilfelle, med ladning  $e$  beveger seg med hastighet  $\mathbf{v}$  i et magnetfelt  $\mathbf{B}$  blir de bøyd av til den ene siden av lederen. Avbøyningen fører til at det blir flere elektroner på avbøyningssiden. Det bygges derved opp et elektrisk felt  $\mathbf{E}$

<sup>3</sup> Merk at en korrekt behandling av mikroskopiske dipoler ikke kan gjøres ved klassisk fysikk, men må gjøres kvantemekanisk.

som står vinkelrett på både magnetfeltet og retningen til den elektriske strømmen. Når dette elektriske feltet er sterkt nok til å hindre flere elektroner i å bevege seg til siden inntreer det en likevekt, se fig. 4a.

Spenningen  $V_H$  som feltet setter opp kalles for hallspenningen og kan finnes fra uttrykket for Lorentzkraften, likning (8), ved å kreve at  $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \mathbf{0}$ . Siden  $E = V_H/b$ , der  $b$  er bredden på lederen, og strømmen er  $I = nevbd$  får vi at  $V_H = BIR_H/d$  der hallkonstanten er definert ved  $R_H = 1/(ne)$ . Gjennom en kalibreringsprosess kan sammenhengen mellom målt hallspenning og magnetfelt etableres, og utlesningsenheten for spenning graderes direkte i tesla eller gauss.

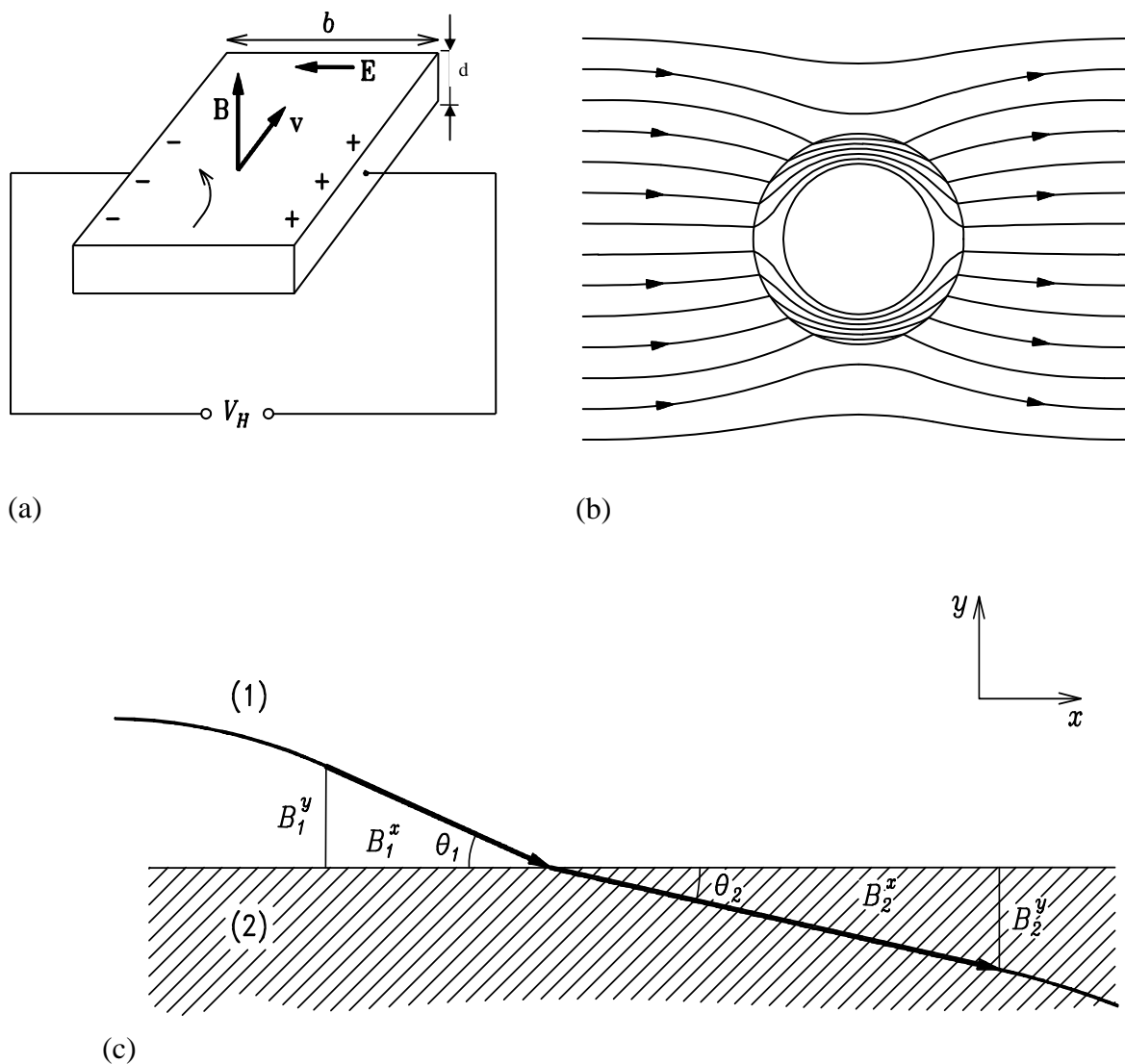


Fig. 4 (a) Hall-probe. Den krumme pilen viser avbøyningsretningen til elektronene. (b) Nullfeltkammer. (c) Grenseflatebetingelser for  $\mathbf{B}$ .

Selve målesonden til en hallprobe kan være enten plan eller sylinderformet. I det første tilfellet måles alltid den komponenten som står normalt planet. I det siste tilfellet måles den aksiale komponenten. Å kartlegge det lokale magnetfeltet fullt ut i forbindelse med f.eks malmløsing innebærer at tre feltkomponenter må finnes.



### Nullfeltkammeret

Kalibreringsprosedyren krever at spenningen kan nulles ut i et magnetfeltfritt rom. Vi avslutter med å vise hvordan et slikt rom (fig. 4b) kan konstrueres. I fig. 4c er det vist en feltlinje som går fra vakuum (1) inn i et magnetisk materiale (2) med permeabilitet  $\mu_r$ . Materialet utgjør veggen i nullfeltkammeret. Fra Maxwells ligninger for stoff kan det vises (se f.eks. referanse 4) at normalkomponenten til  $\mathbf{B}$  er lik på begge sider av en overflate, dvs. for den ytre overflaten til kammerveggen har vi:  $B_1^y = B_2^y$ . Når vi ikke har makroskopiske strømmer følger det også fra Maxwells ligninger at parallellkomponenten til  $\mathbf{H}$  er bevart. Det gir for den ytre kammerveggen  $B_1^x = B_2^x / \mu_r$ . La nå vinkelen mellom feltlinjen og overflatenormalen være lik  $\varphi = \pi/2 - \theta$ . Siden  $\tan \varphi_{1,2} = B_{1,2}^x / B_{1,2}^y$  finner vi at  $\tan \varphi_2 = \mu_r \tan \varphi_1$ . Ved bruk av høypermeabilitetsmaterialer som f. eks. my-metall betyr dette at feltlinjene avbøyes så sterkt at kammervolumet blir tilnærmet feltfritt.

## 6. Forhåndsoppgaver.

- 1 I en del elektriske apparater som barbermaskiner, hårtørrere og lignende kan strømmen komme opp i størrelsesorden 1 A. *Anslå* (grovt) størrelsesordenen på magnetfeltet som en person utsettes for når han beveger seg i nærheten av (f.eks. 10 cm fra) en rett leder med strøm 1 A. Sammenlikn med jordfeltet.
- 2 Et ytre magnetisk felt danner  $5^\circ$  med overflatenormalen til en mymetall-plate. Estimer hvor mye feltlinjene bøyer av ved inntrengning i materialet.
- 3 Magnetfeltet fra en kort spole med  $N$  viklinger kan langt fra spolen sees på som summen av magnetfeltet fra  $N$  strømsløyfer. La  $R_m$  være gjennomsnittsradius for spolen. Vis at feltet langs spoleaksen tilnærmet kan skrives

$$B(x) = \frac{\mu_0 NI}{2R_m} \left[ 1 + \frac{x^2}{R_m^2} \right]^{-\frac{3}{2}}. \quad (14)$$

Det er antatt at  $x$  er avstanden langs spoleaksen fra spolens sentrum og at  $x$  er meget større enn lengden av spolen.

Tips: Bruk Biot-Savarts lov og regn først ut feltet for *en* strømsløyfe.

Dersom du trenger med hjelp, se f.eks. referanse 5 (læreboka).

- 4 Denne forhåndsoppgaven skal ikke utføres av dem som har den så tidlig at Faradays lov ikke er forelest. Det er likevel nødvendig å gjøre seg kjent med betydningen av symbolene som inngår i ligning (15) nedenfor. Denne oppgaven kan også falle vanskelig om Faradays lov er forelest. Gjør likevel et forsøk på oppgaven, ved å ta utgangspunkt i Faradays lov på integralform. Veilederen vil hjelpe deg med det du ikke får til selv.

En kort spole med  $N_2$  viklinger og radius  $r_m \ll R_m$  plasseres med sentrum et sted på aksene til spolen fra oppgave 3 over. Vinkelen mellom spoleplanene er  $\theta$ . Anta at en trekantspanning med amplitude  $V_0$  og periode  $T$  setter opp en strøm i den største spolen. Det induseres da en spenning i den lille spolen. Kall vinkelfrekvensen for  $\omega$ , resistansen

for i den største spolen for  $R_S$  og induktansen for  $L_S$  og tilsvarende for den lille spolen  $R_L$  og  $L_L$ .

Vi antar:

- Frekvensen er så liten at  $\omega L_S \ll R_S$  og  $\omega L_L \ll R_L$  for alle fourierkomponenter  $\omega$  som gir vesentlig bidrag.
- Tilbakevirkning på spenningen i den største spolen fra den induserte spenningen i den minste, kan neglisjeres.

Vis at den induserte spenningen i den minste spolen da tilnærmet er gitt ved:

$$V(x) = \pm \frac{2\mu_0\pi r_m^2 N_1 N_2 V_0 \cos\theta}{R_m R_S T} \left[1 + \frac{x^2}{R_m^2}\right]^{-\frac{3}{2}}. \quad (15)$$

## 7. Obs før du starter med laboratorieoppgavene!

Det legges vekt på forståelse av grunnleggende prinsipper. Forsøk å jobbe rolig og metodisk. Vi forventer at du sitter ut hele labtida. Det er *ikke* et krav at alle oppgavene utføres. Stress ned.

- Bruk garderobehyllene. Sett ryggsekker til side. Spising og drikking er dessverre ikke tillatt inne på laben
- Utstyret og instrumentene du skal bruke må behandles meget forsiktig. Dette gjelder spesielt teslametersonder, motorbørster og kontakter.
- Det er livsfarlig og absolutt ikke tillatt å plugge bananledninger i nettkontakter.
- Strømmen til motorspolene, statorer og rotor, må holdes under 0,9A. Bruk strømbegrensningsmuligheten på strømforsyningene. Ikke la spolestrømmen gå i lengre tid, spesielt ikke når motoren står i ro.
- Rydd opp etter deg før du går. Slå av alle instrumenter. Sett alt utstyr tilbake i samsvar med fotografiet på labplassen.

## 8. Laboratorieoppgaver

- 1 Sett deg inn i bruk av teslameteret. (**Vær forsiktig med instrumentet, spesielt probene!**) Kalibrer og nullstill instrumentet. Bruk den flate proben. Bruk utlagte kompass eller jordfeltet til å finne ut hvilken vei proben må holdes for at den skal gi positivt utslag på teslameteret når feltlinjene du måler på har positiv retning. (Husk at magnetisk sørpol ligger i Hudson Bay-området i Canada.)

- 2 Mål strøfeltet noen steder rundt arbeidsplassen din. Kommenter resultatet. Forsøk så å finne en omtrentlig verdi for den vinkelen jordfeltet danner med horisontalplanet. Hold deg unna magnetiserbare materialer. (Jordfeltet er svakt og det kan være litt vanskelig å utføre målingene. Dersom batteriene begynner å bli svake, kan det lønne seg å benytte nettspenning som kilde her.)
- 3 Send en strøm gjennom den største av de tre utlagte spolene. Husk å notere strømstyrken i journalen. Mål magnetfeltet rundt spolen og lag en enkel skisse av feltet (ved hjelp av feltlinjer) i et plan gjennom spoleaksen.

I et separat diagram skal du vise feltstyrken langs aksene som går gjennom sentrum av spolen og som står loddrett på spoleplanet. Plott inn usikkerhetsstolper som viser usikkerheten både for  $B$  og  $x$ . Sammenlign de eksperimentelle resultatene dine med teori ved å plote ligning (14) i det samme diagrammet ( $N=200$ ,  $R_m=10,5$  cm). Får du overensstemmelse innenfor usikkerheten?

- 4 Sett deg tilstrekkelig inn i bruk av oscilloskopet og funksjonsgeneratoren. Bruk den lavohmige utgangen på funksjonsgeneratoren. Skru ned utgangsspenningen før du slår på og av funksjonsgeneratoren og før av- og tilkopling av spoler inklusive motorspolene. **Pass nøye på at du ikke kobler signalet fra signalgeneratoren til jord gjennom oscilloskopet. Merk at overgangene fra BNC til banan er merket GND (for jord) ved den ene pluggen.**

Observer induert spenning i de to minste spolene generert fra den største. Bruk både sinus- og trekantspenning i den ytre spolen. Kontroller at forholdet mellom induerte spenninger i de to små spolene stemmer med forholdet mellom antall viklinger i de samme spolene. Kontroller også at induert spenning varierer med vinkelen mellom spolene som gitt i ligning (15).

Velg så trekantsignal, en av spolene, en gitt vinkel (f.eks.  $\theta = 0^\circ$ ) og en så liten frekvens at lign. (15) er tilnærmet gyldig og mål induert spenning i den lille spolen når den flyttes langs aksene til den store. Plott verdiene inn i et diagram som funksjon av spoleavstand  $x$ . Sammenlign de eksperimentelle resultatene dine med teori ved å plote lign. (15) inn i det samme diagrammet. (Husk at første del av uttrykket er en konstant. Verdien av denne kan settes til din eksperimentelle verdi for  $V(0)$ .)

- 5 Lag en oppkobling for en elektrisk likestrømsmotor (asynkron mode). Benytt to likespenningskilder. Skaff deg oversikt over strøm- og feltretninger. Forklar kort virkemåten, diskuter spesielt rotasjonsretning og hastighet. Lag også en oppkobling der en likespenningskilde er tilstrekkelig. Her skal det brukes en seriekobling, ikke parallellkobling.
- 6 Bygg en vekselstrømsmotor (synkron mode). Forklar også her kort prinsippet for virkemåten. Likespenningskilde skal fortsatt brukes til å sette opp det permanente magnetfeltet. NB! Pass på at ikke rotoren blir for varm så isolasjonen smelter.
- 7 Hvilken av oppkoblingene ovenfor fungerer som en universell motor, dvs en motor som går på både veksel- og likestrøm? Begrunn svaret og forsøk.

## 9. Referanser

- 1 Arne Mikkelsen: Notat 4: MAXWELLS LIKNINGER, Notat utlagt på hjemmesiden til fag TFY4180 FYSIKK ved NTNU, vår 2006.
- 2 E. Lillestøl, O. Hunderi og J. R. Lien: Generell fysikk for universiteter og høyskoler. Bind 2. Kap 26.
- 3 D. S. Griffiths: Introduction to Electrodynamics, Prentice Hall, New Jersey (1999), chapter 6.3.1 and 7.3.5.
- 4 D. S. Griffiths, op.cit., chapter 7.3.6.
- 5 H. D. Young and R. A. Freedman: University Physics, 12<sup>th</sup> Edition, Addison-Wesley, New York (2007), chapter 28.5.

Johannes Bremer 1999

Revidert 18.03.03: HFH, EOL, KAS

Revidert 05.02.04: AKB, JAH, KAS

Revidert 12.02.06: AKB, JAH, KAS

Revidert 28.06.07: AKB, KAS