

**Prosjektoppgave
i faget
FY3114 Funktionelle Materialer**

*

Magnetisk Lagring

*

Kim Vidar Bakken
Einar Stiansen



Innledning	3
Sammendrag	3
Teori.....	5
Ferromagnetisk Tilstand.....	5
Hysteresse	6
Vekselvirkende Krefter	8
Landau-teori	9
Kritiske Fluktuasjoner	11
Praktiske teknikker for magnetisk lagring.....	12
Skrivehodet.....	12
Disken.....	13
Lesehodet	14
AMR.....	14
GMR.....	16
”Merged-head”	16
Magneto-optisk lagring	17
Fremtid	20
Perpendikulær skriving	21
Litteraturliste.....	24

Innledning

I lagringsenheter i for eksempel en datamaskin, er all informasjon representert av to tall, "0" og "1" (det binære tallsystem). Ved å utsette ferromagnetiske materialer for et ytre felt vil den indre magnetiseringen i ferromagneten innrette seg etter det ytre feltet. Ved å svitsje mellom to permanente tilstander, kan disse tilstandene kunne fungere som "0" og "1". På denne måten kan vi få lagret informasjon i for eksempel en datamaskin. Disse fysiske prinsippene bak lagring av informasjon ved magnetisk minne skiller seg ikke mye fra de originale på 1950-tallet, men optimalisering av signal-støy ratio har stadig blitt bedre og bedre. Fysisk lagringstetthet har økt med et enormt tempo de siste årene. Dette er på grunn av at man i den senere tiden har utviklet metoder for å deponere tynne sjikt av halvledende materialer og at man har funnet materialsammensetninger som tåler gjentatte overskrivninger. Ved magneto-optisk minne har man også fått bedre lasere, linser og strømkilder. Dette er også viktige faktorer som reduserer støyen i signalene. Denne enorme utviklingen har hatt stor betydning for den industrielle utvikling, forskning, den vanlige mannen i gata m.m. Men hvor lenge vil denne utviklingen fortsette? Har denne optimaliseringen nådd sitt maksimum? Gjennom denne oppgaven skal vi prøve å gi svar på disse spørsmålene. Vi vil først se nærmere på de fysiske prinsippene bak magnetiske lagringsenheter, og til slutt diskutere den historiske utviklingen for magnetisk lagring og hvordan framtidsbildet kan antas å se ut.

Sammendrag

Det finnes materialer der magnetiseringen holder seg stabil etter at det ytre feltet er skrudd av. Disse kaller vi *ferromagnetiske* og brukes ofte til å danne permanente magneter. For en kritisk temperatur T_c (Curie-temperaturen), vil det ferromagnetiske materialet være selvstabiliserende uten tilstedeværelse av et ytre magnetfelt. Men ved å minimere Gibbs frie energi kan vi finne to ikke-forsvinnende verdier av magnetiseringen M , hvor man oppnår selvstabilisering også for temperaturer under T_c . Lagring av informasjon i magnetisk minne er i dag vanlig i datamaskiner og lignende utstyr. Informasjonen blir lagret ved at små nålliknende partikler i lagringsenheten blir magnetisert i en ønskelig retning. Enheten er igjen delt inn i områder (bits) som inneholder et stort antall av partikler. Disse områdene kan magnetiseres uavhengig av hverandre. Informasjonen lagres nå ved at man definerer de to mulige magnetiseringsretningene til å være henholdsvis "1" og "0". For å unngå at deler av disken som ligger i en viss avstand fra skrivehodet påvirkes, bør vi velge en ferromagnet med

en rektangulær hysteresekurve. Dette gjør at vi lettere kan skille mellom de to tilstandene som representerer "0" og "1", og systemet blir mindre sårbart for støy, som alltid inntreffer ved elektriske signaler. I tillegg bør man velge et kompromiss mellom et materiale som er vanskelig å avmagnetisere, slik at man unngår å påvirke enheten under avlesning, og samtidig et energibesparende materiale som krever lite strøm for å magnetiseres i ønsket retning. Lagringsenheten består derfor som regel av et magnetisk hardt materiale (ofte Fe_2O_3). De fysiske prinsippene bak lagring av informasjon ved magnetisk minne er omtrent de samme som de originale på 1950-tallet, men optimalisering av signal-støy ratio har stadig blitt bedre og bedre. Når vi har nådd grensen for hvor mye informasjon som kan lagres i et ferromagnetisk materiale, må vi se oss rundt etter alternative løsninger. Den første av to nærliggende metoder til å ta over, er å opprettholde antallet partikler i hver bit ved å gjøre biten "dypere". Dette krever en overgang fra longitudinell magnetisering av disken til perpendikulær. Den andre metoden er å skrive i et materiale med større koersivitet, noe som vil gjøre det mer motstandsdyktig mot spontant termisk spin-flip. Så hvilken teknikk vil da være toneangivende i framtiden? Fujitsu har satset på magneto-optisk lagring, en tredje teknikk som er veletablert på markedet. Denne bygger på at det magnetiske materiale kan magnetiseres ved å bestråle det magnetiske materialet, når man når en kritisk temperatur. Dette er en teknikk med stort potensial for høy lagringstetthet og liten slitasje. Toshiba og Hitachi har vurdert kostnadsaspektet som viktigst, og dermed satset på konvensjonelle harddisker med magnetisk faseskift. Det er grunn til å tro at begge teknikkene vil leve videre, men kapre ulike deler av markedet. Uansett hvilke metoder som satses på i framtiden er det ingen umiddelbar oppfølger etter magnetisk lagring. Man nærmer seg en superparamagnetisk grense uansett hvilken skriveteknikk man anvender og paradigmeskifte hva gjelder ikke-volatil lagring.

Teori

Ferromagnetisk Tilstand

For paramagnetiske og diamagnetiske materialer er magnetiseringen avhengig av et ytre magnetisk felt. Dersom det ytre magnetiske feltet forsvinner, vil også magnetiseringen forsvinne. I motsetning til slike materialer fins det materialer der magnetiseringen holder seg stabil også etter at det ytre feltet er skrudd av. Denne typen materiale kaller vi *ferromagnetisk* og brukes ofte til å danne permanente magneter [1]. Som vi vet vil naturen alltid foretrekke den laveste energitilstanden. Dermed ville det være hensiktsmessig at elektronene i et materiale ordner seg slik at deres spinn og magnetiske dipolmomenter m_s , er parallelle. Dette er bare delvis riktig i den virkelige verden. Dersom alle de magnetiske dipolene hadde rettet seg etter hverandre ville vi fått et enormt magnetfelt. I virkeligheten vil ikke den spontane innretningen skje gjennom hele materialet, men innenfor mindre magnetiske områder eller *domener* (ofte kalt *Weiss-domener*), der alle de magnetiske dipolene er parallelle. Et materiale består typisk av mange slike domener. For vanlig jern kan disse domenene variere i volum mellom 10^{-12} og 10^{-8} m³ [2]. Det magnetiske feltet innenfor et domene kan være svært stort, men den totale magnetiseringen kan like gjerne være lik null (se figur 1).

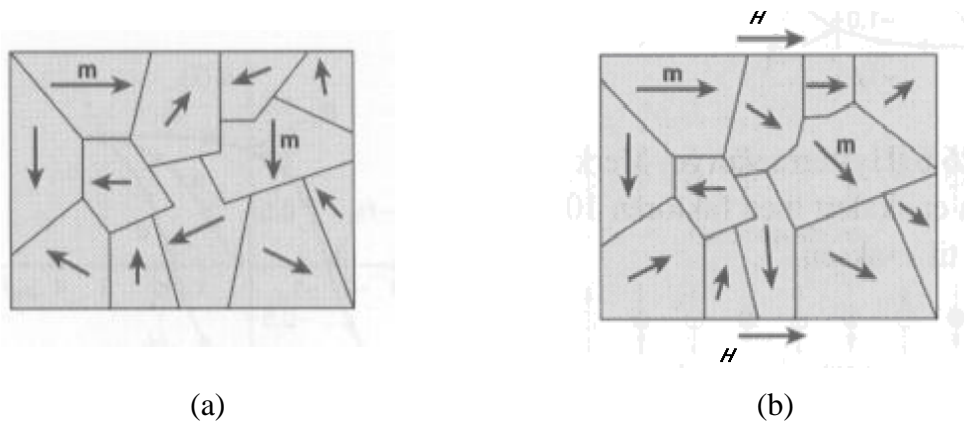


Fig. 1 Magnetiske domener i et ferromagnetisk materiale. Her ser vi a) uten og b) med et ytre magnetfelt H [1].

Ved ytre påvirkning av et magnetisk felt, kan de magnetiske dipolene i hvert domene forandre seg på to forskjellige måter. I det ene tilfellet vil domenet få en spontan innretning nærmere den ytre feltretningen, mens i det andre tilfellet vil områder med magnetisering tilnærmet parallelle med det ytre feltet øke i størrelse på bekostning av nabo-områdene.

Hysteresese

For et varierende ytre felt H vil den totale magnetiseringen i materialet følge en karakteristisk hysteresekurve. I figur 2 ser vi hysteresekurven for magnetiseringen i en tyntfilmdisk for et varierende ytre felt. Etter at det ytre feltet er skrudd på, og ved gradvis økning, vil også magnetiseringen øke inntil den når maksimalverdien M_s . Dersom vi ønsker å få den totale magnetiseringen til å forsvinne, må vi utsette ferromagneten for et ytre magnetisk felt H_c , som er rettet i motsatt retning av den initiale feltretningen. Videre må vi øke det ytre feltet ytterligere for å oppnå en maksimal magnetisering i motsatt retning av den opprinnelige magnetiseringen.

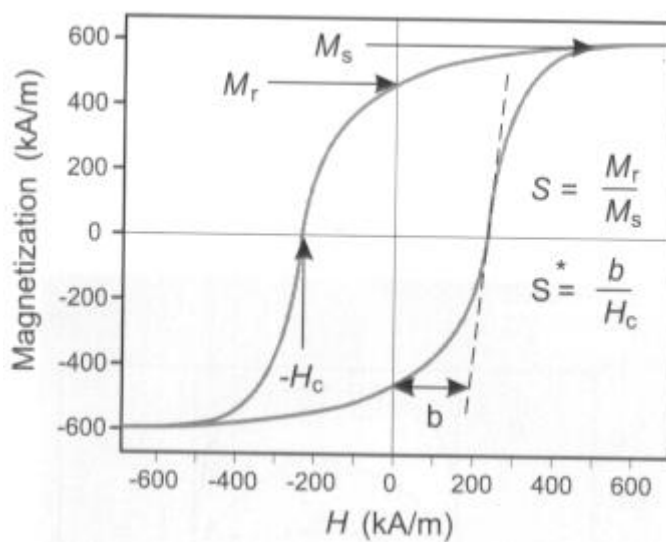


Fig. 2 Hysteresekurven for magnetiseringen i en tyntfilmdisk [3].

På denne måten får vi små domener med magnetisering i retning nedover eller oppover, og kan representere "1" og "0" i det binære tallsystemet som benyttes i datamaskinsystemer. For å unngå at deler av disken som ligger i en viss avstand fra skrivehodet påvirkes, bør vi velge en ferromagnet med rektangulær hysteresekurve. Dette gjør at vi lettere kan skille mellom de to tilstandene som representerer "0" og "1", og systemet blir mindre sårbart for støy som alltid inntreffer i sammenheng med elektriske signaler. Ser vi på figur 1 er det derfor ønskelig at det er definert en klar differanse mellom $+M_r$ og $-M_r$, noe som tilsvarer $S = M_r / M_s \approx 1$. I tillegg bør man velge et kompromiss mellom et materiale som er vanskelig å avmagnetisere, slik at man unngår å påvirke enheten under avlesning, og samtidig et energibesparende materiale som krever lite strøm for å magnetisere i ønsket retning. Dette tilsvarer $S^* = b / H_c \approx 1$. Lagringsenheten består derfor som regel av et magnetisk hardt materiale (ofte Fe_2O_3). Som nevnt tidligere, vil ferromagnetiske materialer deles opp i flere

domener for å minimalisere systemets totalenergi. Hvordan dette har seg ser vi ut i fra figur 3.

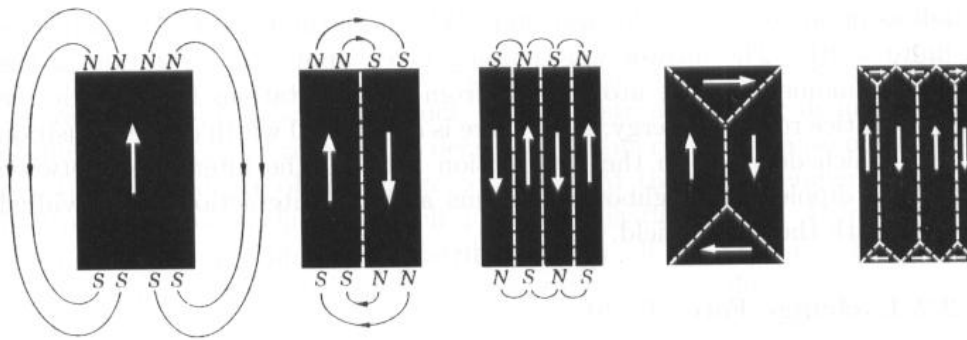


Fig. 3 Minimalisering av magnetisk energi ved oppdeling av stadig flere domener [2].

Et ferromagnetisk materiale som kun består av ett domene genererer et magnetisk felt rundt materialet, som innehar magnetisk energi. De magnetiske feltlinjene går fra den magnetiske nordpolen (N) til den magnetiske sørpolen (S). Hvis prøven er delt inn i to domener, vil det bli en kortere vei for det magnetiske feltet gjennom feltlinjene. Denne besparelsen øker enda mer etter hvert som domenestrukturen blir mer tilpasset og optimalisert. Dette resulterer i en betydelig reduksjon av systemets totale energi. Ut fra dette kunne man trukket slutninger om at finest mulig domeneinndeling vil være mest hensiktsmessig. Slik er det derimot ikke, da forming av grenser mellom to domener ikke kan oppnås uten å bruke energi. Endringen av orientering av to naboatomer skjer ikke brått, men derimot på en kontinuerlig måte med en viss utstrekning. Grensen mellom to domener med felt rettet i motsatt retning kalles for *Bloch-vegg* (se figur 4) [7].

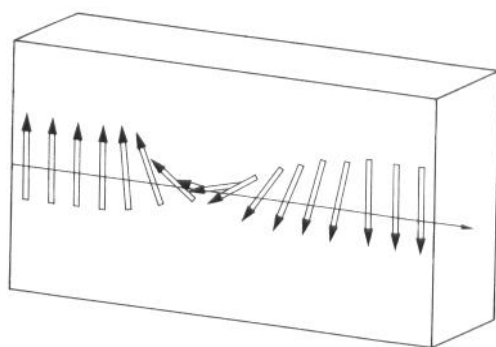


Fig. 4 Bloch-vegg i et magnetisk materiale [2].

Man kan da spørre seg hvorfor et slikt overgangsområde har en bestemt utstrekning. Svaret på dette ligger i at en rotering av det magnetiske momentet i atomene bort fra den foretrukne orienteringen i krystallen, krever en viss energi. Derfor vil det være en optimal utstrekning på

overgangsområdet, som avhenger av interaksjon mellom magnetiske dipoler i naboatomer og i tillegg interaksjon mellom hver enkel dipol [2].

Vekselvirkende Krefter

Man kunne anta at den paramagnetiske susceptibiliteten κ , i ferromagnetiske materialer har sitt utspring fra magnetiske dipoler, og innretter seg etter det ytre magnetiske feltet i tråd med Boltzmann statistikk. Det er også nærliggende og anta at selvstabilisering oppnås dersom κ når en kritisk verdi ved faseovergangen. Men ved en enkel beregning kan vi se at dette ikke kan være tilfellet. Det kan vises at den paramagnetiske susceptibiliteten er gitt ved (se kap. 2.3, G. Strobl):

$$\kappa \approx \mu_0 \frac{\rho \langle m_z \rangle}{B} = \mu_0 \rho \frac{g^2 J(J+1) \mu_B^2}{3k_B T} \quad (1.1)$$

der ρ betegner antall paramagnetiske (permanent magnetisk dipol) atomer per enhetsvolum, m_z er magnetiseringskomponenten i z-retning (samme retning som det ytre feltet) og B er totalt magnetisk felt. g -faktoren bestemmes ut i fra [4]:

$$g = \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (1.2)$$

der L , S og J er kvantetallene for henholdsvis bandedreieimpuls, spinn og sammensatt dreieimpuls ($J = L+S$). Bohr-magnetonet μ_B er definert som

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (1.3)$$

der e er elementærladningen og m_e er elektronmassen. For atomer med isotropisk elektronskall gjelder følgende sammenheng [2]:

$$\kappa \approx \mu_0 \frac{M}{B} \quad (1.4)$$

og vi får dermed følgende uttrykk for magnetiseringen:

$$M = \rho M = \rho \frac{g^2 J(J+1) \mu_B^2}{3k_B T} B \quad (1.5)$$

Fra $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$ får vi at selvstabilisering forutsetter at

$$B = \mu_0 M \quad (1.6)$$

som igjen leder til betingelsen

$$\mu_0 \rho \frac{g^2 J(J+1) \mu_B^2}{3k_B T_c} = 1 \quad (1.7)$$

Det viser seg imidlertid at denne betingelsen ikke kan gjelde for ferromagnetiske materialer, da venstresiden av (1.7) typisk har verdier rundt 10^{-2} . Heisenberg gir oss løsningen ved å betrakte fenomenet rent kvantemekanisk. Vekselvirkende krefter mellom spinnene til naboatomer oppstår og er så sterke at spinnene innrettes etter hverandre. I denne teksten går vi ikke i dybden på hvordan dette foregår, men nevner at endring av orientering av fermioner, i dette tilfellet elektronpar, ikke kan skje uten energetiske konsekvenser. I ferromagnetiske materialer er disse energiforandringene store, slik at det er en energetisk fordel med parallelle spinnorienteringer. Interaksjonsenergien mellom to nabospinn \mathbf{S}_a og \mathbf{S}_b kan uttrykkes som

$$E_{ab} = -\alpha (\mathbf{S}_a \cdot \mathbf{S}_b) \quad (1.8)$$

der styrken er definert ved koeffisienten α . α øker omvendt proporsjonalt med temperaturen, og ved Curie-temperaturen T_C , nåes grenseverdien for selvstabilisering. For temperaturer under T_C , er ikke lenger spinnene uniformt fordelt over hele krystallen, men har foretrukne orienteringer innen hver domene. For å beskrive hvordan denne foretrukne orienteringen og oppbyggingen av en permanent magnetisering forekommer, når man nærmer seg Curie-temperaturen, brukes Landau-teori som vi skal se nærmere på i neste avsnitt.

Landau-teori

Som vi har nevnt tidligere er magnetiseringen i ferromagnetiske materialer temperaturavhengig. Ved å benytte magnetiseringen M som ordensparameter kan vi rekkeutvikle Helmholtz frie energi (f) eller Gibbs frie energi (g) [5]:

$$f(M) = f_0 + \sum_i b_i(T) M^i \quad (1.9)$$

og

$$g(M) = f(M) - \mu_0 H M = f_0 - \mu_0 H M + \sum_i b_i(T) M^i \quad (1.10)$$

Siden en orientering parallelt med en positiv valgt akse er like sannsynlig som en orientering langs den negative akse vil $f(M) = f(-M)$, og derfor vil kun partalls ordensledd bidra i rekka vår. Kraftkonstanten a bestemmer verdien av den 2. deriverte av rekken

$$\frac{\partial^2 f}{\partial M^2}(M=0) = 2b_2 \propto a \quad (1.11)$$

Siden a forsvinner ved Curie-temperaturen og øker lineært over T_C , kan vi nå skrive (1.10) som

$$g = g_0 + \beta(T - T_C)M^2 + b_4M^4 - \mu_0HM \quad (1.12)$$

Her har vi sett bort i fra ledd med orden større enn 4, da disse ikke gir vesentlig bidrag.

I figur 5 ser vi en grafisk framstilling av (1.12) for tre forskjellige temperaturer (a) $T = T_C$, (b) $T < T_C$ og (c) $T > T_C$. Her har vi forutsatt av vi skrur av det ytre feltet og at $b_4 > 0$.

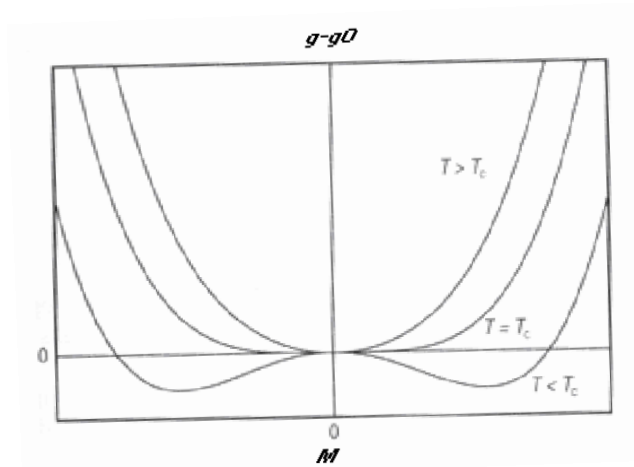


Fig. 5 Andre ordens faseovergang for tre forskjellige temperaturer $T < T_C$, $T = T_C$, $T > T_C$.

Ut i fra figuren over ser vi at for $T > T_C$ er likevektstilstanden oppnådd når $M = 0$, mens for $T < T_C$ har vi ikke-forsvinnende verdier for M hvor man oppnår selvstabilisering. Disse to minimaene representerer selvstabilisering for motsatt rettet magnetisering. For å beregne disse verdiene, minimerer vi Gibbs frie energi:

$$\frac{\partial g}{\partial M} = 0 = 2\beta(T - T_C)M + 4b_4M^3 \quad (1.13)$$

Vi får dermed følgende likevektsverdi for permanent magnetisering:

$$M_{eq}^2 = \frac{\beta(T_C - T)}{2C_4} \quad (1.14)$$

eller

$$|M_{eq}| \propto \sqrt{T_C - T} \quad (1.15)$$

som ofte kalles kvadratrotloven. Temperaturavhengigheten av magnetiseringen i nikkel i ferromagnetisk fase er skissert grafisk i figur 6, her sammenlignet med kvadratrotloven fra

Landau-teori (1.15). Vi ser at observerte resultater stemmer godt overens med Landau-teori, bortsett fra nær Curie-temperaturen. Avvikene i denne temperaturregionen skal vi se nærmere på i neste avsnitt.

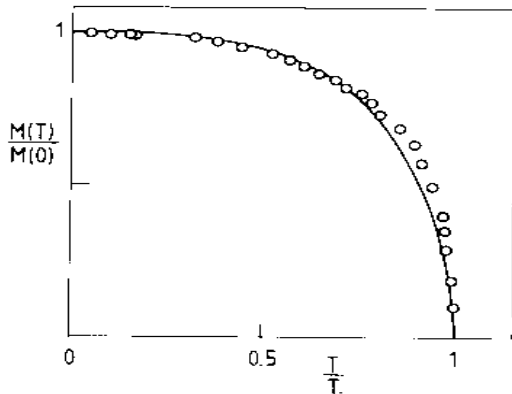


Fig. 6 Temperaturavhengigheten av magnetiseringen i nikkell i ferromagnetisk fase [2].

Kritiske Fluktasjoner

I området nær Curie-temperaturen har vi en faseovergang til den ferromagnetiske fasen. Disse faseovergangene klassifiseres som første eller andre ordens, der førsteordens faseovergang har null spontan magnetisering når $T > T_C$, og et karakteristisk hopp i magnetisering når $T < T_C$. Andre ordens faseoverganger har derimot kontinuerlig magnetisering fra null magnetisering når $T > T_C$, deretter økende magnetisering etter hvert som T avtar under Curie-temperaturen. Ved nærmere undersøkelse av fig. 6 kan vi se systematiske avvik mellom målte resultater og Landau-teori nær Curie-temperaturen. Slike avvik finner man alltid ved 2.ordens faseoverganger, og Landau-teori er ikke gjeldende innenfor disse små temperaturregionene. Dette kan forklares med at gjenopprettende krefter som virker i materialet når vi skrur av det ytre magnetiske feltet, blir mindre etter hvert som vi nærmer oss Curie-temperaturen. I denne temperaturregionen kan magnetisering forekomme uten påvirkning fra et ytre felt. Forklaringen på dette er rett og slett termiske fluktasjoner. Det vil det oppstå regioner med individuelle foretrukne spinnorienteringer. Disse er ikke stabile, der levetiden avhenger av de svake, men fortsatt tilstedeværende, gjenopprettende kreftene. Dersom disse fluktasjonene blir dominerende vil M få mindre betydning, og Landau-teorien mister mening. Selv om Landau-teori ikke er gjeldende nær Curie-temperaturen, kan vi like vel beskrive situasjonen teoretisk med renormaliserings-gruppeteori som utnytter at systemet ikke lenger har en karakteristisk lengdeskala. I denne oppgaven går vi ikke i detalj på denne teorien, men nevner at når vi nærmer oss Curie-temperaturen vil hver spinnorientering være så ustabil at

fotografiske bilder ikke gir oss noe informasjon. Systemet må nå beskrives statistisk, der man antar at hvert domene innehar magnetisering av alle størrelser, og at dette også er gjeldene ved økende/avtagende skala.

Praktiske teknikker for magnetisk lagring

Vi skal nå se på prinsippene bak selve lagrings- og avlesingsprosessen for magnetiske disk. Designen skiller seg prinsipielt ikke mye fra den brukt på gamle magnetbåndspillere, vi føler det dermed tilstrekkelig å betrakte moderne teknikker for magnetisk lagring på harddisk, men minner likevel om at det finnes flere, idag lite brukte, metoder for magnetisk lagring. Kan som eksempel nevne floppy-disker i forskjellige utgaver og magnetbånd.

Skrivehodet

Vi ser en enkel skisse av et skrivehodet i figur 7, selve hodet er laget av et magnetisk mykt ferritmateriale (permalloy, $NiFe$, $CoNiFe$) som omslutter en spole. Legg merke til at det er en åpning mellom øvre og nedre ”pol” på hodet, slik at når det går en strøm i spolen vil det skapes et randfelt i denne åpningen som brukes til å permanent magnetisere harddisken (evnt. båndet). Ved å skifte strømretningen i spolen vil man bytte retningen på feltlinjene, og man vil kunne prege disken med den motsatte magnetiske polarisasjonen.

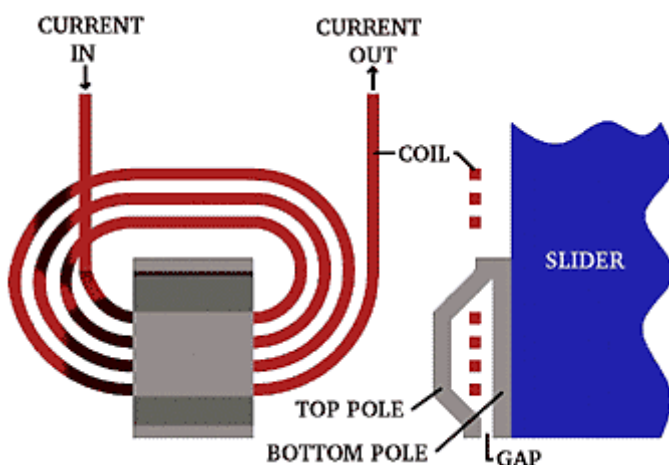


Fig.7 Her har vi en skjematisk illustrasjon av et skrivehodet, fra front og fra siden. Legg merke til gapet mellom ”top pole” og ”bottom pole”, der vi vil få et randfelt.

Disken

Informasjonen blir lagret ved at små nålliknende partikler i disken blir magnetisert i en ønskelig retning. Disse partiklene er $0,1-0,5\mu m$ store og avsatt på et ikke magnetiserbart substrat. Partikler av denne størrelsen er så små at de består av ett enkelt magnetisk domene som er magnetisert langs den største aksen i partikkelen (easy-axis of magnetization). Disken er igjen delt inn i områder, bits, som inneholder et stort antall av de nevnte partiklene. Disse områdene kan magnetiseres uavhengig av hverandre av skrivehodet. Åpningen i skrivehodet er av samme størrelsesorden som bitsene slik at magnetfeltet blir konsentrert ned i på den ønskede bit. Informasjonen lagres nå vet at man definerer de to mulige magnetiseringsretningene til å være henholdsvis "1" og "0".

Det er viktig at disken består av et magnetisk hardt materiale (ofte Fe_2O_3), det vil si har en tilnærmet rektangulær hysteresekurve. På denne måten vil det være en veldefinert feltstyrke som skal til for å skape den magnetiske innretningen på disken, dermed magnetiseres ikke de deler av disken som ligger en viss avstand fra skrivehodet. Det vil også være vanskelig for disken å avmagnetiseres, da dette krever et stort kontrafelt eller høy (Curie)temperatur.

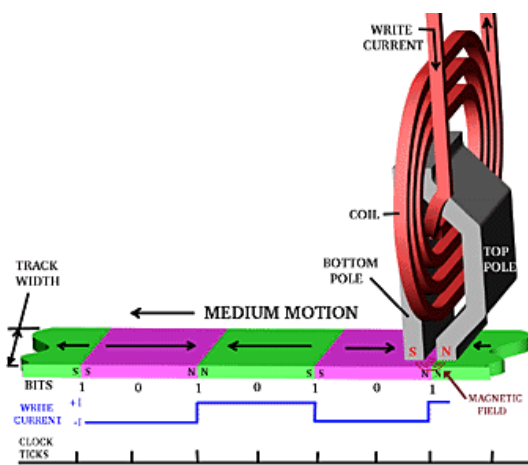


Fig. 8 Skrivehodet med magnetiserbar disk under. Vi ser domenene er indikert ved forskjellig farge, legg igjen merke til randfeltet som når ned i disken.

Ønsket om å produsere disken i et materiale som er motstandsdyktig mot spontan eller stimulert avmagnetisering, det vil si i et materiale med stor koersivitet, stiller også krav til at skrivehodet klarer å generere et kraftig nok magnetfelt. Tradisjonelt ble skrivehoder som sagt laget kubiske ferriter, som er myke. Men saturasjons magnetiseringen er ikke så stor at kraftige felt oppstår. I moderne hoder dekkes derfor åpningen i ferrithodet med et mikrometer

tykt metalllag bestående av aluminium, jern og silisium. Denne Metal-In-Gap (MIG) teknikken åpner for en høyere saturasjons flukstetthet, som igjen betyr god evne til å skrive i materialer av høy koersivitet. Dette er helt avgjørende med tanke på kravet om stadig høyere lagringstetthet på diskene.

Lesehodet

Tidligere ble informasjonen på disken avlest ved hjelp av den samme induktive prosessen som skrev den. Men etter som bitsene ble mindre ble feltstyrken tilsvarende svak og tilslutt ikke praktisk avlesbar. Idag er skrive- og lesehodet to separate instrumenter der sistnevnte i stor grad baserer seg på anisotropisk- eller gigantisk magnetoresistans (henholdsvis AMR og GMR). Magnetoresistans er en relativ endring i ledningsevne hos ferromagnetiske materialer ved henholdsvis ytre felt til stede og null felt, det vil si;

$$\xi = \frac{R_H - R_0}{R_0} = \frac{\Delta R}{R_0}$$

Som vi skal se er opphavet til denne effekten forskjellig i de to tilfellene i den grad de er forstått.

AMR

AMR forklares på ulike måter i de forskjellige kildene. I [8] hevdes det at endringen i resistans kommer av at elektronenes bane i metallet avbøyes av Lorentzkraften (klassisk Halleffekt). I [9] presiserer de at denne forklaringen ikke kan beskrive en så stor endring i resistans som man faktisk observerer. Her viser de til en artikkel av Kondo fra 1962 [18] som forklarer AMR ved at s elektronene, som er ansvarlig for ladningstransporten, spres av 3d elektronene ved en spinn-banekoblingseffekt. Dersom en påtrykker et ytre magnetfelt vil metallet magnetiseres ved at 3d elektronskyen deformeres, dermed påvirker dette også ledningsevnen ved at spredningstverrsnittet reduseres i retningen perpendikulær med feltet. PC Hemmer antyder i [3] en forklaring lik den først nevnte, som er ansvarlig for den transversale ($\vec{B} \perp \vec{j}$) magnetoresistansen. Det er derimot ikke gitt noen forklaring på den longitudinale effekten. Antar derfor at det ikke er noen etablert anerkjent teori for opphavet til AMR. Relativ endring ξ er typisk av størrelsesorden 0,02 for ferromagnetiske materialer og legeringer av slike.

Informasjonen leses av fra disken ved at lesehodet bringes nært innpå den magnetiserte disken. I lesehodet går det en konstant kontrollstrøm slik at spenningen over denne strømsløyfen vil variere ettersom motstanden i sløyfen varierer med det ytre magnetfeltet (som altså er gitt av den pregede disken). Spenningsignalet vil nå tilsvare den lagrede informasjonen, samt elektrisk støy som alltid er til stede ved signalbehandling.

Hovedfokus utviklingen av magnetisk lagring har hele tiden vært å komprimere så mye informasjon som mulig på liten plass. Dette medfører også problemer for avlesningsteknikken da magnetfeltet fra nærliggende domener også influerer AMR-hodet. En måte å bøyte på denne støyen fra nabobits er å skjerme AMR-hodet slik at det i så stor grad som mulig kun magnetiseres av det ønskede bitet. Vi ser av figur (#) hvordan AMR-hodet og strømsløyfen befinner seg mellom to skjermingsplater.

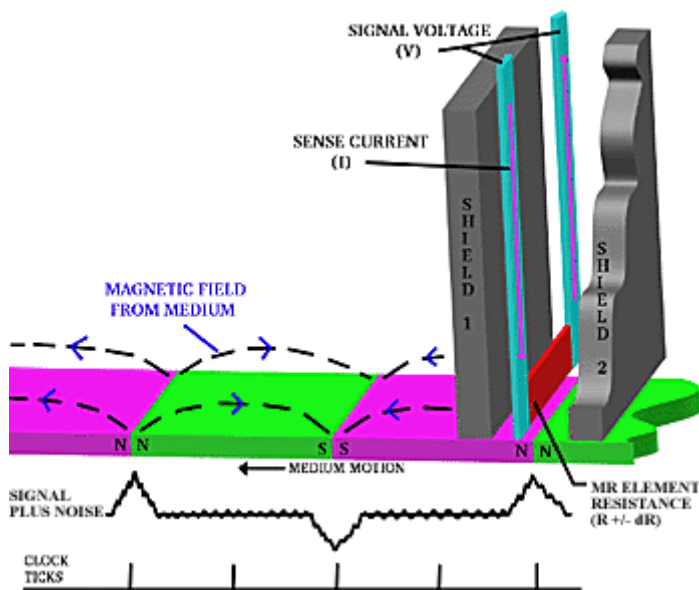


Fig.9 skjerming av AMR elementet for forbedret signal-støy ratio.

AMR-lesehoder var den dominerende avlesningsteknikken store deler av 90-tallet. Mer moderne lesehoder har tatt i bruk det som kalles "giant magnetoresistive materials", ofte forkortet GMR –materialer.

GMR

Årets Nobelpris i fysikk ble tildelt A. Fert og P. Grünberg for oppdagelsen av denne effekten. Den opprinnelige artikkelen [19] påviste GMR i en sandwich av antiferromagnetisk koblet jern og krom. I anvendelser av GMR bruker man tynne lag av et magnetisk materiale lagvis med et ikke-magnetiserbart materiale. Avhengig av tykkelsen på de ikke-magnetiserbare lagene, vil de magnetiske lagene koble antiferromagnetisk eller ferromagnetisk. Tykkelsen velges slik at koblingen er antiferromagnetisk, den store resistansen fremkommer da ved at spinn-opp elektroner blir spredt av områder med spinn-ned magnetisering og vice versa. GMR effekten fremkommer ved å påtrykke et ytre felt som er kraftig nok til å overvinne den antiferromagnetiske koblingen. Nå vil de magnetiserbare lagene innrette seg ferromagnetisk etter det ytre feltet, elektroner med passende spinn kan da bevege seg gjennom materialet med minimal spredning.

Teknikken for avlesning er helt tilsvarende den overnevnte, men den relative endringen i resistans for materialer av denne typen er så mye som 0.20. Dette betyr at slike lesehoder vil kunne lese et svakere magnetfelt, og likevel vil det registrerte signalet ha en god informasjonstøy ratio.

I 1994 ble det for første gang observert det man i ettertid har kalt ”colossal magnetoresistans” i manganitt. Ved et påtrykt ytre magnetfelt ser man endringer i resistans på så mye som 50%, noe som i prinsippet åpner for stadig større informasjonstetthet på lagringsdiskene. Men for CMR-materialer kreves det meget store felt for å registrere denne endringen i motstanden, så det er ikke funnet noen praktisk anvendelse for slike materialer når det kommer til magnetisk lagring.

”Merged-head”

Vi har sett at moderne teknikker for magnetisk lagring krever separate instrumenter for avlesning og skriving. I en harddisk befinner begge disse seg som ett integrert instrument ytterst på en bevegelig arm, figur 10, som kan posisjonere det kombinerte hodet, som befinner seg i enden av armen, over disken.

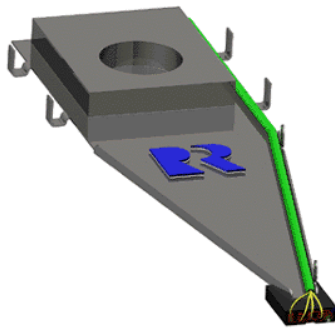


Fig.10 Posisjoneringsarm til skrive/lese-hodet.

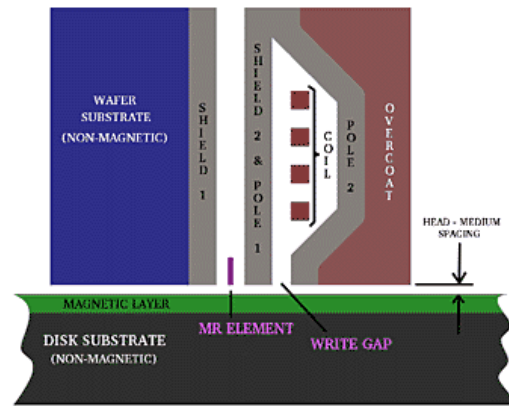


Fig.11 Det kombinerte lese-skrivehodet

Et typisk eksempel på denne ”merged-head” teknikken sees i figur 11, her deler skrivehodet og lesehodet et magnetiserbart lag. Den ene polen i skrivehodet fungerer samtidig som skjerming for MR-elementet.

Magneto-optisk lagring

For kompletthet er det på sin plass å nevne magneto-optisk teknikk. Denne krever ingen kontakt mellom disk og lese/skriveinstrument, noe som gir fordelen av liten slitasje. Samtidig åpner teknikken for lagringstetthet av samme størrelsesorden som konvensjonell magnetisk lagring.

I et MO (magneto-optisk) medium blir termomagnetiske egenskaper utnyttet under skriveprosessen. Et magnetisk lag med homogen magnetisering i én retning blir bestrålt av en laserpuls til materialet når en høy nok temperatur for å oppnå motsatt orientering på magnetiseringen (såkalt thermally assisted writing). For at dette skal være mulig forutsettes det at det magnetiske laget har en lavere koersivitet H_c , enn det påvirkede feltet H_b . På denne måten får vi små domener med magnetisering i retning nedover eller oppover, og kan representere "1" og "0" i det binære tallsystemet. Dette fungerer på samme måte som vi har nevnt tidligere ved "rene" magnetiske lagringseenheter styrt av elektriske strømmer (figur 12)

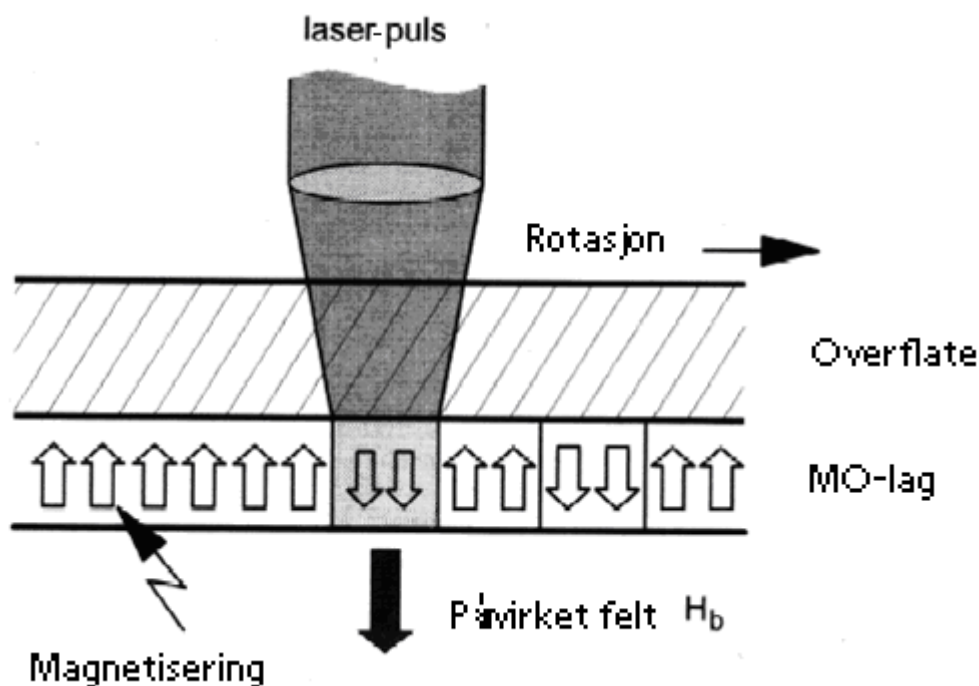


Fig. 12 Prinsippet med magneto-optisk opptak [6]

For å lese av informasjon i et MO medium benyttes magneto-optisk Kerr-effekt (MOKE) [2]. Når polarisert lys bestråler et materiale med magnetisering M , vinkelrett på overflaten som bestråles, vil polariseringen i det reflekterte lyset bli elliptisk med en liten tilt (Kerr-rotasjon) (se fig. 8). Kerr-rotasjonen og eksentriteten er proporsjonale med magnetiseringen (Polar-Kerr effekt). På denne måten kan man transformere Kerr-rotasjonen og Kerr-eksentriteten over til lysintensitetsverdier som korresponderer med binær informasjon, som de ulike domeneene representerer.

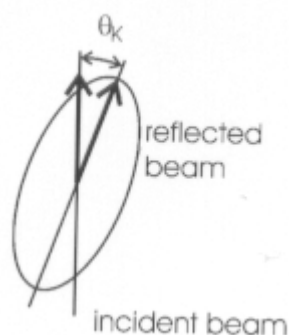


Fig. 13 Polariseringen av det reflekterte lyset blir elliptisk med en liten tilt (Kerr-rotasjon) [2].

For skriving og avlesning opererer laseren i høy- og lavenergimodus. Ved avlesning kreves mindre lysintensitet på laseren, siden vi ønsker å unngå å påvirke magnetiseringen. Polar

Kerr-effekt benyttes i avlesningen og er sensitiv m.h.p. magnetiseringskomponenten som ligger vinkelrett på overflata. Her bør det også nevnes at i magnetiske tynnfilmer ligger magnetiseringsretningen i filmplanet og ikke vinkelrett på overflata. I figur 14 ser vi et snittbilde av en magneto-optisk disk. Overflaten består av et polykarbonat med tykkelse på 1.2 mm. Undersiden av polykarbonatet består av vekselvis forhøyninger og furer (fig. 14 (a)). Denne vekselvise strukturen er nødvendig for fokusering av laserstrålen og for å skille domeneområdene når informasjon lagres/avleses. Den magnetiske informasjonen blir vanligvis skrevet på de forhøyde områdene. Dybde på furene er omtrent på 100 nm, mens bredden på forhøyningene er 1.6 μm på en standart MO-disk. Et detaljert beskrivelse av lagene i et magneto-optisk lagringsmedium er vist i figur 14 (b). Hoveddelen er det meget tynne magneto-optiske laget (25 nm) av TbFeCo, hvor de magnetiske domene blir laget. På grunn av at Tb er lettoksiderende og sensitiv for korrosjon, er MO-laget beskyttet på begge sidene av Si_3N_4 som beskytter mot vann og luft. I tillegg fungerer SiN -lagene som antireflekerende beskyttelse og fører til bedre avlesningssignal. For ytterligere forbedring av avlesningssignalet inneholder lagringsmediet et aluminiumslag som reflekterer lyset som slippes gjennom, slik at strålen går gjennom MO-laget nok en gang.

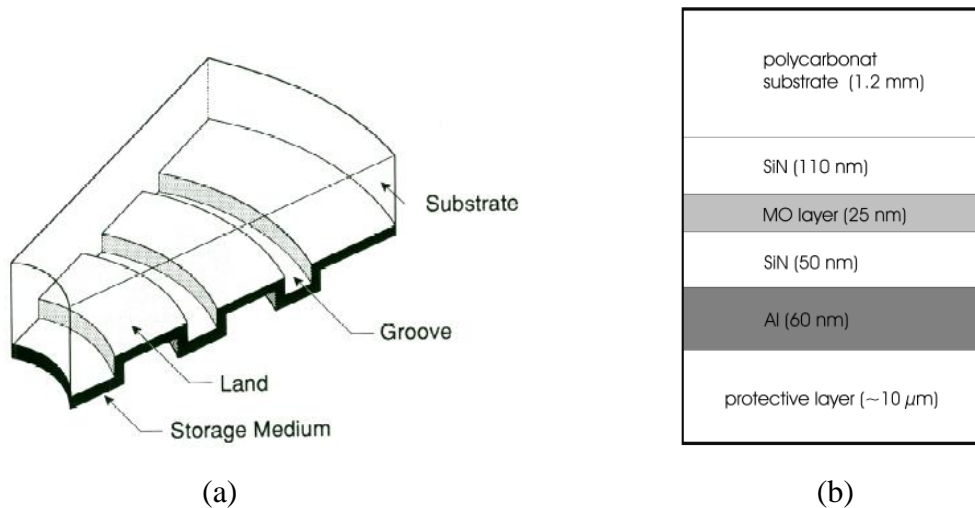


Fig. 14 (a) Tverrsnitt av en magneto-optisk disk. (b) Lagdeler i en magneto-optisk disk.

Fremtid

Den fysiske lagringstettheten øker nå i et historisk raskt tempo, se figur 15. Denne utviklingen har i stor grad vært mulig takket være utviklingen av MR-lesehoder.

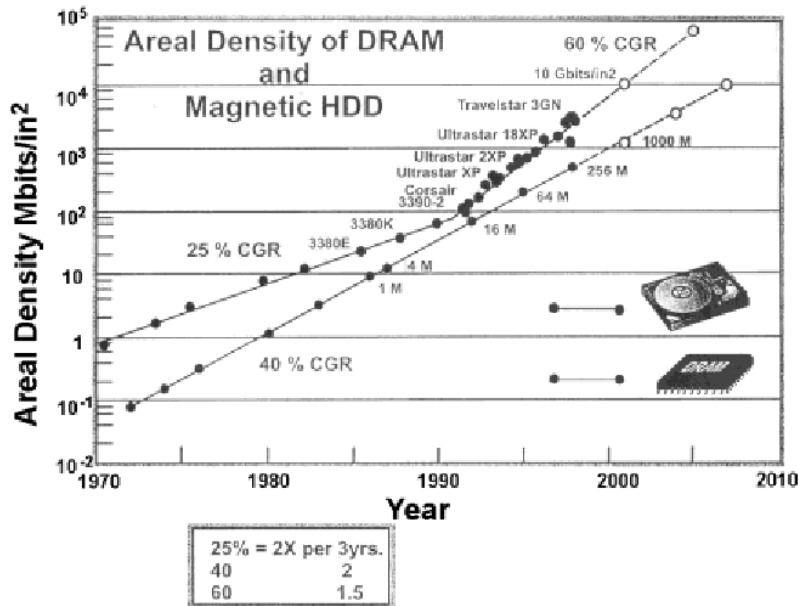


Fig.15 Historisk utvikling av lagringstettheter i harddisker og RAM-brikker. Harddisker øverst. Legg merke til akselerasjonen i utviklingen med innføringen av MR-lesehoder [15].

Racet mot stadig tettere lagring vil derimot også kreve fysisk mindre bits. For å opprettholde en tilstrekkelig signal-støy ratio må hver bit minst inneholde noen hundre partikler. For å minske størrelsen på bitsene må derfor også partiklene bli mindre, men det finnes en grense for hvor små vi kan gjøre partiklene før de blir termisk ustabile. Dette fenomenet, kjent som superparamagnetisme kommer av en forsvinnende koersivitet for partikler under en kritisk størrelse. Partikler kan dermed spontant ”flippe” magnetisering og degenerere informasjonen. Første estimat av den superparamagnetisk grense var 40Gbits/inch², men ikke lenge etter dette estimatet ble litt over 50Gbits/inch² demonstrert i laboratorium. Dagens estimat ligger på mellom 100-200Gbits/inch² takket være utviklingen av bedre feiloppbyggende koder som opprettholder signal-støy forholdet selv om antallet magnetiserte partikler er mindre.

Dog er det lett å spørre seg hvor lenge man kan holde på å optimalisere denne lagringsmetoden som prinsipielt ikke skiller seg mye fra de originale harddiskene fra 1950-tallet. Det er to metoder for utbedring av harddisker, som fremfor alt skiller seg ut som aktuelle for nær fremtid. Den første er å opprettholde antallet partikler i hver bit ved å gjøre biten ”dypere”. Dette krever en overgang fra longitudinell magnetisering av disken til

perpendikulær. Den andre metoden er å skrive i et materiale med større koersivitet, noe som vil gjøre det mer motstandsdyktig mot spontan termisk spinn-flip. Dette vil også medføre at det vil bli tilsvarende vanskelig å skrive i materialet, løsningen på dette kan være å bruke et materiale med en temperaturavhengig koersivitet. I et materiale med fallende koersivitet med økt temperatur, vil en kombinasjon av samtidig oppvarming og ytre felt muliggjøre å skrive i det ellers vanskelig pregbare materialet (En teknikk helt analog med magneto-optisk skriveteknikk allerede drøftet). Den ønskede egenskapen er observert i flere nanokrystallinske materialer som SiO_2 belagt $Ni_{75}Fe_{25}$, men teknikken er ikke i kommersiell bruk enda.

Perpendikulær skriving

Når det gjelder teknikken med perpendikulær magnetisering av bitsene krever det en annen design enn den vi til nå har betraktet. Det første man legger merke til er det magnetisk myke underlaget under informasjonslaget på disken. Dette laget leder lett magnetfluksen fra det nå spisse skrivehodet. Dette gjør at det danner seg et kraftig felt under skrivehodet som magnetiserer disken, feltet følger så underlaget og kommer opp i skrivehodet med mye mindre flukstetthet. Dermed magnetiseres kun biten under spissen på skrivehodet. Avlesingen baserer seg på samme teknikk som før med et AMR eller GMR hode. Algoritmen for signaltolkningen må derimot også modifiseres da den perpendikulære magnetiseringen gir et annerledes karakteristisk signal enn den horisontale.

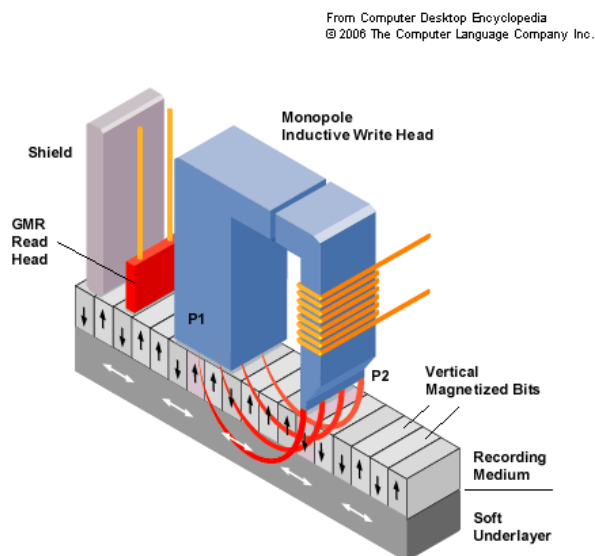


Fig. 16 Et lese/skrivehode for perpendikulær skriving.

Det kan ved første øyekast virke som om perpendikulær skriving åpner for meget større lagringstettheter enn det horisontal skriving gjør. Faktum er at med dagens finslepne teknikk på horisontal skriving kommer de to ganske likt ut. Hovedgrunnen til dette er at relativ lite utvikling er gjort på perpendikulær skriving sammenliknet med motparten. I en verden der lagringstetthetene grovt sett dobles hver attende måned har ikke de store firmaene tatt seg råd til den tapte tiden det ville innebære og legge om fokuset totalt til perpendikulær skriving. Likefullt er det klart at denne teknikken har potensialet til å overgå horisontal skriving i lagringstetthet med tiden.

Hvilken teknikk?

Det ser ut til at de store produsentene har delte meninger om hvilken teknikk som vil være toneangivende i framtiden. Fujitsu har satset på magneto-optisk lagring på grunn av teknikkens store potensiale for høy lagringstetthet og liten slitasje. Toshiba og Hitachi har derimot vurdert kostnadsaspektet som viktigst, og satset på konvensjonelle harddisker med magnetisk faseskift. Det er grunn til å tro at begge teknikkene vil leve videre, men kapre ulike deler av markedet. Magnetooptisk som teknikken som råder arkivering og storskala lagring der pris er av mindre betydning, og magnetisk faseskift-disk(horisontal/perpendikulær) råder det kommersielle markedet.

Som vi ser av figur 16 er potensialet fremdeles stort for videreutvikling av magnetisk lagring, men man har hele tiden skjøvet den paramagnetiske grense foran seg, -ikke på noen måte passert den. Det er denne grensen som definerer den absolutte grense i figuren.

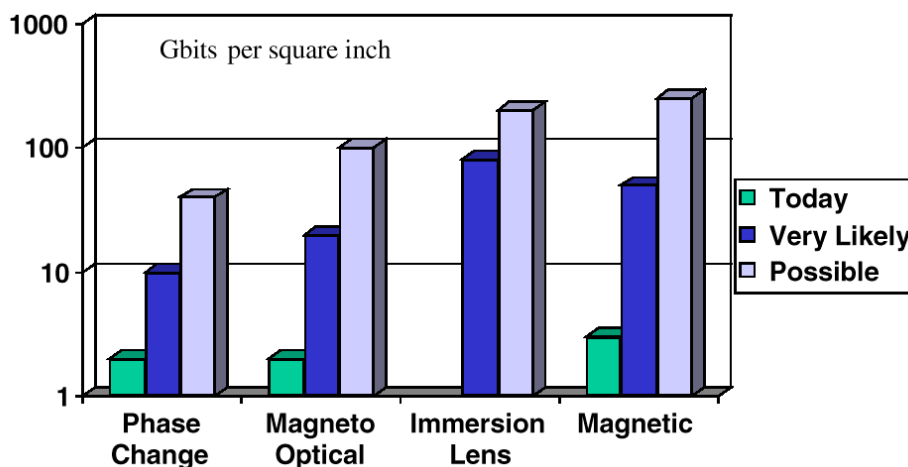


Fig.16 Framtidsutsikter for lagringstettheter. Vi ser at det er fremdeles et stort potensiale for utvikling! [15]

Det er derfor all grunn til å tro at utviklingen vi ser i figur 15 vil flate ut innen overskuelig framtid. Som det har blitt presisert er denne utflatingen et resultat av at man nærmer seg den praktiske grense for informasjonspakking på magnetiske disk; vi kan derfor stå overfor et paradigmeskifte hva angår ikke-volatil lagringsteknikk. Magnetisk lagring kan ha utspilt sin rolle slik vi kjenner den. Det ser derimot ut til at det ikke finnes noe ny teknologi på det nåværende tidspunkt som står klar til å bli masseprodusert i den skala det kommersielle markedet krever, men det mangler ikke på forskningsprosjekter som har som mål å skape den nye generasjons lagringsteknikker. Vi kan nevne holografisk minne, ”nanodots” og preging av selve krystallstrukturen i et materiale. Dette er noen av teknikkene som har potensiale til å bære IT-samfunnets behov for masselagring i fremtiden, hvilke teknikker som faktisk vil bli anvendt gjenstår å se.

Litteraturliste

1. G. Strobl: *Condensed Matter Physics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2004
2. R. Waser: *Nanoelectronics and Information Technology*, Wiley-VCH 2005
3. P.C. Hemmer: *Faste Stoffers Fysikk*, Tapit Forlag 1987
4. E. Lillestøl, O. Hunderi, J.R. Lien, *Generell fysikk for universiteter og høyskoler, Varmelære og Elektromagnetisme*, Universitetsforlaget 2001
5. D. A. Porter, *Phase Transformations in Metals and Alloys*, Nelson Thornes Ltd. 2001
6. K. Röhl, *Progress in Magneto Optical Recording*, Cambridge Univ. Press, Cambridge 1995 .
7. S. Elliott, *The Physics and Chemistry of Solids*, John Wiley & Sons 1998
8. R. Hummel, *Electronic Properties of Material*, Springer 2005
9. N. Spaldin, *Magnetic Materials; Fundamentals and Device Applications*, CUP 2003
10. <http://www.usbyte.com/common/MOsystems.htm>
11. http://www.bellmicro.com/partners/linecard/suppliers/hitachi-global/PMR_white_paper_final.pdf
12. <http://www.aps.org/publications/apsnews/200103/forefronts.cfm>
13. http://en.wikipedia.org/wiki/Disk_read-and-write_head
14. <http://www.infomrt.com/readrite/magbasic.html>
15. <http://www.wtec.org/loyola/hdmem/toc.htm>
16. <http://www.fujitsu.com/downloads/MAG/vol42-1/paper18.pdf>
17. <http://www.research.ibm.com/journal/rd/443/thompson.html>
18. J. Kondo, *Anomalous Hall effect and magnetoresistance of ferromagnetic metals*, Prog Theor. Phys., **27** 772, 1962
19. M.N. Baibich, J.M Broto, A Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G.Creutzet, A.Friedrich, J. Chazelas. *Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices*. Phys. Rev. Lett., **61** 2472, 1988