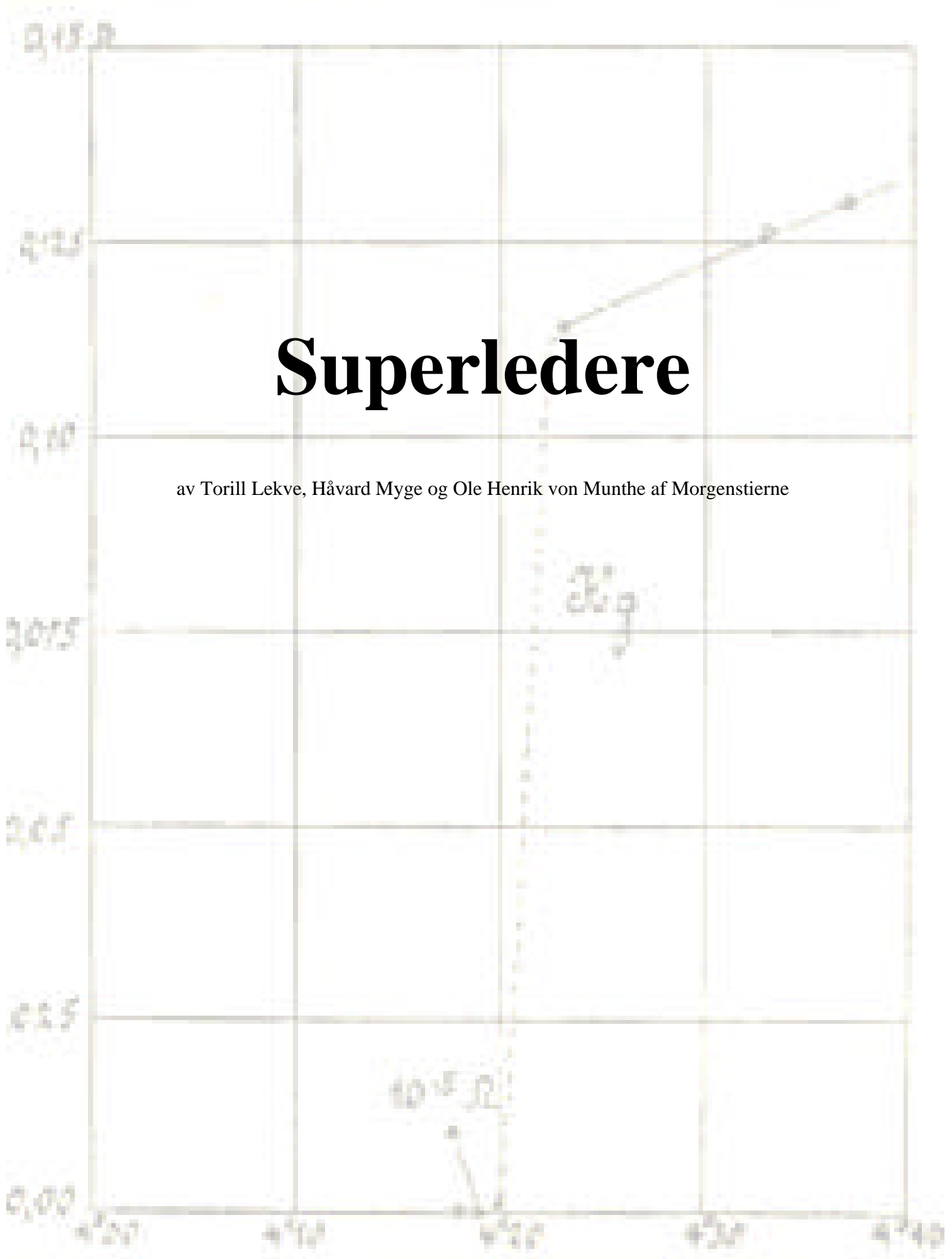


Superledere

av Torill Lekve, Håvard Myge og Ole Henrik von Munthe af Morgenstierne



Innholdfortegnelse

	Side:
Innledning	2
1) Oppdagelsen av superlederen	3
2) Magnetisering	5
• Atomære og nukleære magnetiske momenter	7
• Diamagnetisme	8
• Paramagnetisme	9
• Ferromagnetisme	10
• Hysterese	10
3) Superleder type I	13
• Kritisk magnetfelt	14
• Meissnereffekten	15
• Penetrasjonsdybde	17
• Magnetisering	19
4) BCS teori	22
• Cooper par	22
• Energigap	23
• Koherenslengde	25
5) Superleder type II	27
• Virvelfase	27
• Pinning	31
• Høytemperatur superleder	32
6) Flukskvantisering	37
7) Demonstrasjon av pinning og meissnereffekt	39
8) Anvendelser	44
• Superledende strømkabler	44
• Elektriske supermotorer	45
• Levitasjon	46
• Måling av hjernebølger	47
9) Oppsummering	48
10) Kilder	50

Innledning

Ingen på gruppa vår visste mye om superledere da vi valgte dette tema. Vår kunnskap begrenset seg stort sett til det vi har lest om svevetog i blader som illustrert vitenskap. Vår nysgjerrighet om fysikken bak svevetoga, samt at vi har hatt om vanlige ledere og isolatorer i dette semesteret, gjorde at vi ville skrive om dette. Det viste seg at det var et interessant tema og at det omhandlet mye mer enn svevetog!

I de første kapitlene vil vi se på fysikken og historien bak superledere, så vil vi se på fenomenet i praksis gjennom en demonstrasjon vi fikk på laben, før vi avslutter med å skrive om anvendelser.

Tekstene er skrevet med inspirasjon av kildene det er henvist til på slutten av hvert kapittel. Vi har skrevet kildehenvisning under illustrasjoner vi har kopiert fra andre skriv. De illustrasjonene det ikke er kildehenvisning til har vi lagd selv, med inspirasjon fra teksten. I kapittel 10 har vi en fullstendig referanseliste over kildene.

1) Oppdagelsen av superlederen

For å finne ut hva en superleder er, og forstå hvorfor den er så viktig, finner vi det naturlig å skrive om oppdagelsen av superlederen.

Den nederlandske fysikeren Heike Kamerlingh Onnes klarte i 1908 å fremstille flytende helium. Ingen hadde noensinne klart dette før pga. at helium kondenserer ved en temperatur på 4,2 K. I 1911 prøvde Onnes å fryse ned kvikksølv med flytende helium, med håp om å bevise at motstanden ville forsvinne helt ved det absolutte nullpunkt. Det han oppdaget var meget merkverdig. Som kjent sank resistansen proporsjonalt med temperaturen, men ved en bestemt temperatur (4,15 K) ble motstanden plutselig lik null. Altså måtte man ikke fryse ned metallet til 0 K. Det var åpenbart at dette fenomenet hadde stor praktisk betydning, selv om man på den tida ikke hadde noen teoretisk forklaring. Onnes kalte dette fenomenet for ”superledning”, og fikk i 1913 nobelprisen for oppdagelsen. Denne oppdagelsen var begynnelsen av et fysisk/kjemisk tema som har engasjert fysikere over hele verden i alle år og frem til i dag, og vil sannsynligvis fortsette å gjøre det fremover også.

Det var ingen som kunne komme med en god forklaring på hvorfor superlederen oppførte seg slik som den gjorde ved den kritiske temperaturen T_C . Hans Meissner og Robert Ochsenfeld studerte lenge på superlederens magnetiske egenskaper og fant ut i 1933 et nytt fenomen knyttet til superlederen, den såkalte Meissnereffekten. Dette gikk ut på at når superlederen nådde T_C så skapte den et magnetfelt som var tilsvarende det påtrykte magnetfeltet, men motsatt rettet, slik at magnetfeltet ble lik null inne i superlederen.

Ikke før 24 år senere klarte fysikere å finne en god teoretisk forklaring på superleder-mysteriet. John Bardeen, Leon Cooper og Robert Schrieffer var de som klarte dette ved å fremstille BCS-teorien. Teorien sier at noen av de negativt ladde elektronene i en superleder danner elektronpar, såkalte ”cooperpar”. Disse cooperparene kan ”flyte” langs kanaler som er dannet av den regelmessige strukturen av positivt ladde ioner i materialet. Det er denne ”elektron-væsken” som gjør at metallet er superledende.

Etter BCS –teorien gikk interessen for superlederen ned. Dette kom av at det var veldig dyrt å fremstille flytende helium. I 1986 kom det et nytt gjennombrudd. Georg Bednorz og Alex Müller fant ulike materialer som ble superledere ved 35 K, og i 1987 fant de et keramisk materiale som ble superleder ved 92 K. Etter denne oppdagelsen begynte fysikere igjen å forske på superledere, siden man med så ”høye” temperaturer kunne bruke flytende nitrogen som er mye billigere, i kjølingsprosessen i stedet for helium. Disse nye superlederne ved så mye høyere temperatur, kalles ”høytemperatur superledere”.

Etter 1987 har man forsket mye på superledere, og funnet ut veldig mye om fenomenet. I dag bruker man superledere i forskjellige legeinstrumenter og andre teknologiske innretninger. Dagens ”varmeste” superleder har en kritisk temperatur på 138 K, men det er blitt observert et ”motstandsdropp” ved 150 K på et ukjent keramisk materiale. Man kan derfor håpe på at man snart får en superleder med kritisk temperatur opp mot 150 K.

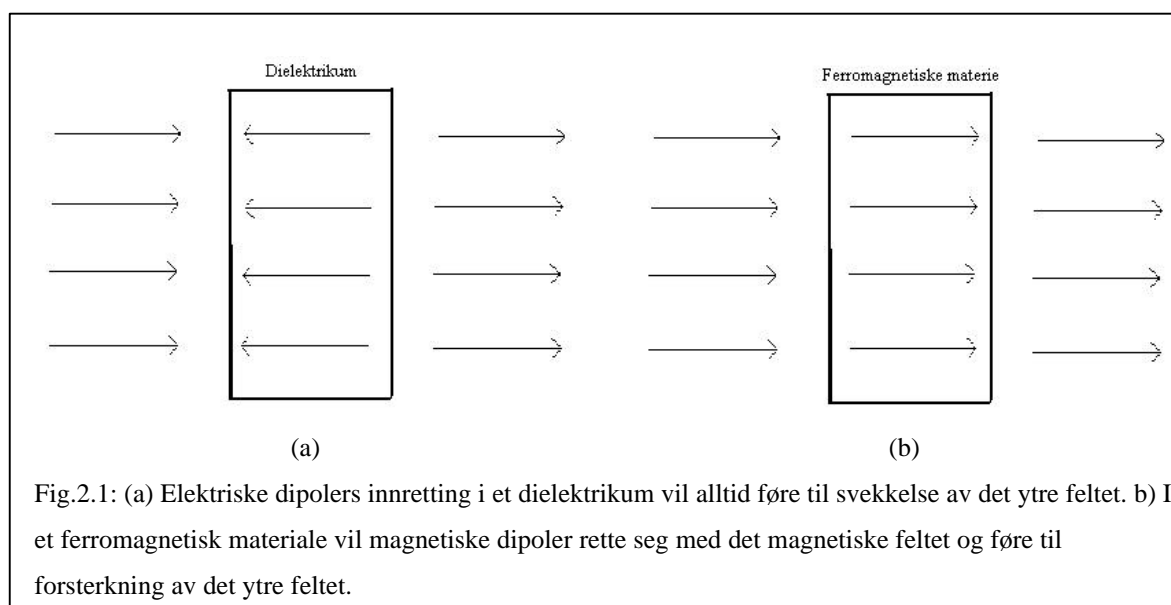
Kilder:

- http://www.nrk.no/programmer/tv/schrodingers_katt/
- Serway, Moses og Moyer; ”Modern Physics”, 1997

2) Magnetisering

De magnetiske egenskapene til superledere er noe av det som gjør superledere så interessante. Vi skal derfor gi en innføring i magnetisme generelt før vi fordyper oss i superledere.

Vi vet at et elektrisk felt fører til innretning av atomære/molekylære elektriske dipoler i et dielektrikum, noe som igjen fører til en svekkelse av det elektriske feltet (fig. 2.1a). Ved å plassere et ferromagnetisk materiale i et magnetisk felt får vi en forsterkning av feltet (fig. 2.1b).



For de fleste materialer vil vi få en svak svekkelse (diamagnetiske materialer) eller en svak forsterkning (paramagnetiske materialer) av det magnetiske feltet. Men med enkelte stoffer (ferromagnetiske) vil vi få en dramatisk forsterkning av feltet. Dette vil vi komme tilbake til senere.

Materialets magnetiske egenskaper karakteriseres ved deres magnetisering (\vec{M}), magnetisk dipolmoment per volumenhet. I likning 2.1 kan vi se at dette er det samme som strømmen delt på lengden av materialet (lengden av materialet i strømmens retning);

$$M = \frac{dm}{V} = \frac{IdA}{ldA} = \frac{I}{l} \quad \text{likning 2.1}$$

Sammenhengen mellom magnetisk felt uten magnetisk materiale (B_0) og magnetisk felt med magnetisk materiale (B) er;

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{M} \quad \text{likning 2.2}$$

Ved hjelp av uttrykket for den magnetiske intensiteten (H) i likning 2.3 kan vi skrive om uttrykket for feltet med magnetisk materiale (likning 2.2) til en sammenheng mellom intensiteten og magnetiseringen (likning 2.4).

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} \quad \text{likning 2.3}$$

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad \text{likning 2.4}$$

For et isotropt homogent materiale vil sammenhengen mellom magnetiseringen og intensiteten være proporsjonal. Dette kan vi se i likning 2.5. Proporsjonalkonstanten definerer vi til å være c_m . Denne er forskjellig fra material til material og blir kalt materialets magnetiske susceptibilitet.

$$\vec{M} = c_m \vec{H} \quad \text{likning 2.5}$$

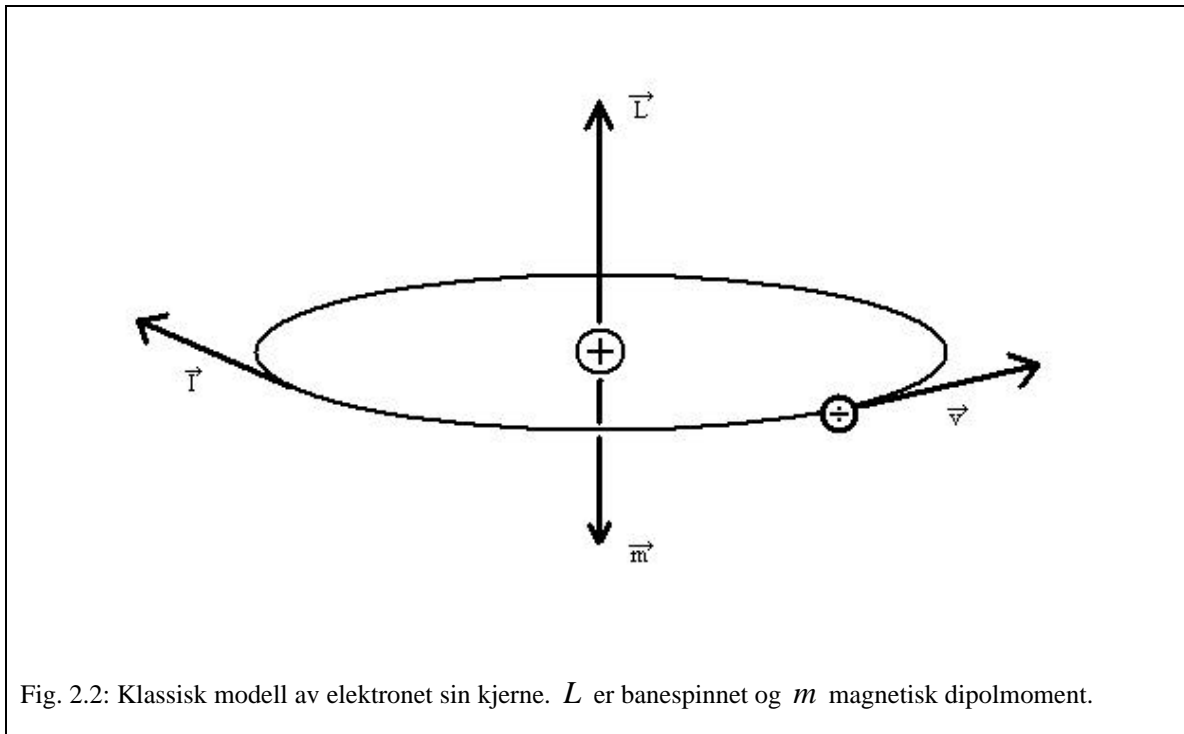
Med sammenhengen mellom intensitet og magnetisering (likning 2.5) kan vi skrive om uttrykket for totalt magnetfelt (likning 2.2) slik at en ser at det er en proporsjonal sammenheng mellom totalt magnetfelt og intensitet;

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{H} c_m) = \mu_0 \vec{H} (1 + c_m) = \mu \vec{H} \quad \text{likning 2.6}$$

For superledere er $c_m = \pm 1$, altså blir $B = 0$. Dette tilsier at magnetisk felt ikke trenger inn i superledere. Vi kommer tilbake til dette senere i oppgaven.

Atomære og nukleære magnetiske momenter

Vi ser først på den klassiske modellen for elektronet rundt sin kjerne (fig. 2.2).



Omløpstiden (T) til et elektron rundt sin kjerne er gitt i likning 2.7. r er radiusen til banen til elektronet og v er farta til elektronet.

$$T = \frac{2\pi r}{v} \quad \text{likning 2.7}$$

Strømmen rundt atomkjernen vil være ladning delt på omløpstiden;

$$I = \frac{e}{T} = \frac{ev}{2\pi r} \quad \text{likning 2.8}$$

Ved å se på hva banespinn (L) og det magnetiske dipolmomentet (m) er gitt ved kan en se at det er en lineær sammenheng mellom disse som avhenger av ladningen (e) og elektronets masse (m_e). Denne sammenhengen kommer fram i følgende likninger;

$$L = r \times p = r \times m_e v \quad \text{likning 2.9}$$

$$m_L = IA = \frac{\div e v}{2pr} p r^2 = \frac{\div e v r}{2} = \frac{\div e}{2m_e} L \quad \text{likning 2.10}$$

Vi har nå regnet klassisk på det, men også hvis vi regner kvantemekanisk på det vil vi få tilsvarende svar, men størrelsen på banespinn er da kvantisert, og av likning 2.10 ser en da at også det magnetiske dipolmomentet er kvantisert.

Elektronet har også egenspinn (S) som bidrar til det magnetiske dipolmomentet, elektronet er altså en liten magnet i seg selv;

$$m_s = \div \frac{e}{m_e} S \quad \text{likning 2.13}$$

Også protonet og nøytronet har egenspinn, men på grunn av at deres masse er mye større enn elektronets, er dette ≈ 2000 ganger mindre enn elektronets, og kan derfor neglisjeres.

Fra kvantemekanikken har vi at elektroner opptrer parvis, så for et atom i grunntilstand kan elektronenes magnetiske momenter oppheve hverandre, men har vi atomer med oddeantall elektroner vil vi alltid få et magnetisk dipolmoment.

Diamagnetisme

Diamagnetiske stoffer kjennetegnes som tidligere nevnt ved at de gir en svak minking av det påtrykte feltet. Vi har ingen netto dipolmoment.

I slike stoffer vil det elektriske dipolmomentet til to og to elektroner oppheve hverandre. Men når det settes på et påtrykt magnetisk felt vil elektronene med magnetisk

dipolmoment mot feltet få en svak økning og elektroner med moment med feltet få en svak minkning. Dette skjer fordi systemet vil motsette seg den økende magnetiske fluksen.

Dette kan forklares med hjelp av paringsreglen (kvantemekanikk) og lenzs lov.

Alle stoffer har en slik diamagnetisk effekt, men denne effekten er veldig liten for vanlige materialer sammenlignet med den paramagnetiske og ferromagnetiske effekten.

Paramagnetisme

Atomer og molekyler med ett eller flere uparede elektroner vil ha permanente magnetiske dipolmomenter, men uten ytre felt vil innrettingen av disse være tilfeldig. Dermed vil det totalt ikke dannes noe magnetisk felt, men med et ytre felt vil disse dipolmomentene innrette seg med det magnetiske feltet, noe som fører til en økning av det totale feltet. Dette kan forklares ut fra å se på hva den potensielle energien til en magnetisk dipol er gitt ved;

$$U = -\vec{m} \cdot \vec{B} \qquad \text{likning 2.14}$$

Som vi vet vil alt i naturen "søke mot" lavest mulig potensiell energi, og av likning 2.14 ser vi at vi vil få minst mulig potensiell energi når det magnetiske feltet og magnetiseringen peker samme vei ($\vec{m} \parallel \vec{B}$). Altså vil vi få en innretting av de magnetiske momentene som fører til forsterkning av feltet.

Termiske bevegelser og kollisjoner vil imidlertid føre til en forstyrning av innrettingen. Jo høyere temperatur, jo mer forstyrning, noe som fører til en minkende magnetisering.

Ved høye temperaturer vil denne forstyrningen bli så dominerende i forhold til magnetiseringen, noe som fører til at den diamagnetiske effekten, som ikke er temperaturavhengig med mindre vi snakker om superledere, vil bli større enn den paramagnetiske. Vi vil altså få en svak svekkelse av feltet når temperaturen blir høy nok.

Ferromagnetisme

Med ferromagnetiske materialer får vi en kraftig magnetisering når vi har et ytre felt, og også etter at feltet er slått av vil vi ha magnetisering, riktignok noe lavere. Vi snakker altså om permanente magneter.

Et eksempel på et ferromagnetisk materiale er jern, som også er opphavet til betegnelsen ferromagnetisme (ferro betyr jern).

Dette fenomenet lar seg ikke forklare klassisk. Vi må altså bruke kvantemekanikk. Vi skal derfor ikke gå i detalj, men gi et overflatisk bilde av hva som skjer.

To elektroner i et begrenset område av materialet kan ifølge Paulis eksklusjonsprinsipp ikke oppta nøyaktig samme energitilstand. Dette fører til at uparede elektroner med tilnærmet parallell banespinn vil ordne seg i baner slik at den midlere avstanden blir størst mulig, for å redusere coulombfrastøtingen, og dermed redusere den potensielle energien mest mulig. Elektroner vil også ordne seg slik at spinn og magnetisk dipolmoment blir parallelle, for å få den laveste energitilstanden. Dette blir omtalt som en spontan innretting, som altså skjer i ferromagnetiske materialer når de blir utsatt for ytre magnetfelt. Fordi denne spontane innrettingen har lavest mulig potensiell energi vil den bli opprettholdt også etter at det ytre magnetfeltet er borte.

Hysterese

For ferromagnetiske stoffer er ikke sammenhengen mellom B og H entydig. Vi kan studere denne sammenhengen eksperimentelt ved hjelp av en "rowlandring" (fig. 2.3).

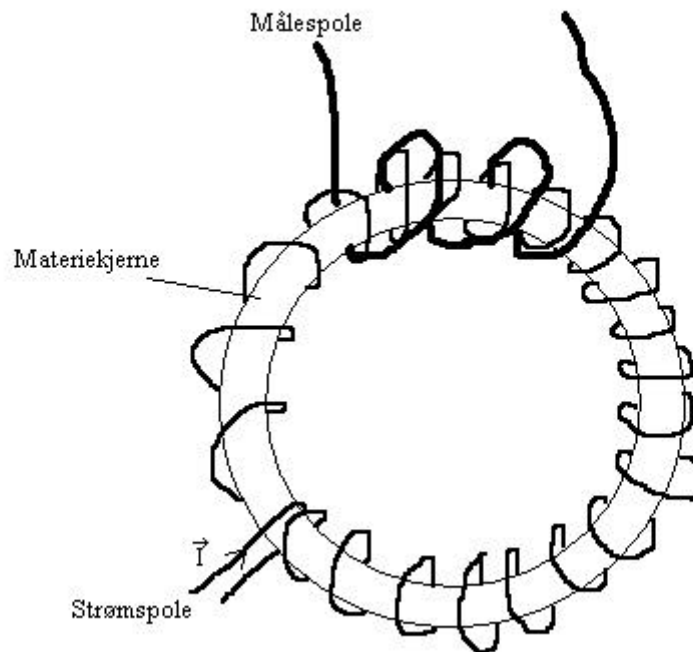


Fig. 2.3: En rowlandring. Ringen er et ferromagnetisk materiale, og vi har en strømførende spole rundt hele ringen som skaper et påtrykt felt (B_0) og en spole øverst til å måle det magnetiske feltet (B).

Ved å se på følgende fem punkter samt fig. 2.4, kan vi forstå sammenhengen mellom B og H til et ferromagnetisk materiale:

1. Vi starter med et umagnetisert materiale og ingen strøm, og altså null påtrykt felt. Vi har da $B = 0$.
2. Vi øker strømmen og får en magnetisering og et magnetisk felt.
3. Når vi skruer av strømmen har magnetiseringen i materialet ført til at vi ikke har $B = 0$! Vi har fått et permanent magnetfelt i ringen.
4. For å få $B = 0$ må vi sende en "negativ" strøm gjennom spolen, altså en strøm motsatt vei.
5. Når vi fortsetter slik, noe man for eksempel kan gjøre med en vekselstrøm, ser vi fort at vi vil få en graf som i fig. 2.4.

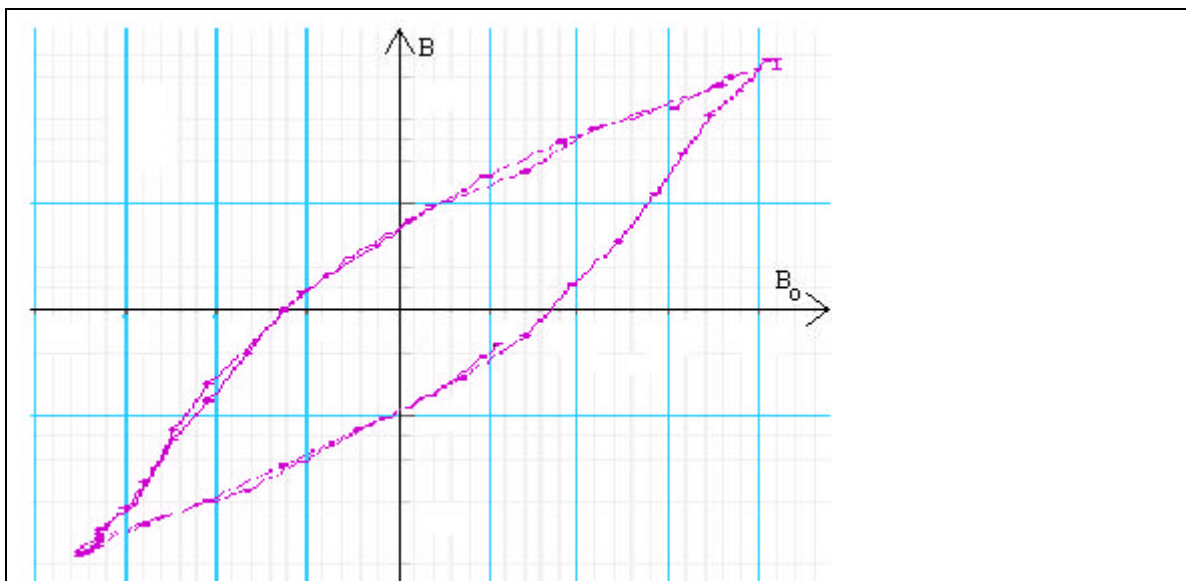


Fig. 2.4: Magnetisk hysteresese. Ved å sende vekselstrøm gjennom en spole rundt en rowlandring vil en få en graf av denne typen.. Totalt magnetisk felt (B) er logget som funksjon av påtrykt magnetisk felt (B_0).

(Kilde: Labrapport; "Magnetisk hysteresese", av Torill Lekve og Ole Henrik von Munthe af Morgenstjerne).

Kilder:

- Egil Lillestøl, Ola Hunderi og Jan R. Lien; "Generell fysikk – bind 2", 2001
- Serway, Moses og Moyer; "Modern Physics", 1997

3) Superleder type I

Superledere av type I består stort sett av rene metaller som er normalt ledende ved normale temperaturer, men får motstand lik 0 når de kjøles ned til en viss temperatur. Denne temperaturen kalles den kritiske temperaturen til stoffet (T_C), og varierer fra stoff til stoff.

Motstanden i metallet minker gradvis ettersom temperaturen synker, helt til $T = T_C$, da motstanden stuper bratt, som vist på figur 3.1..

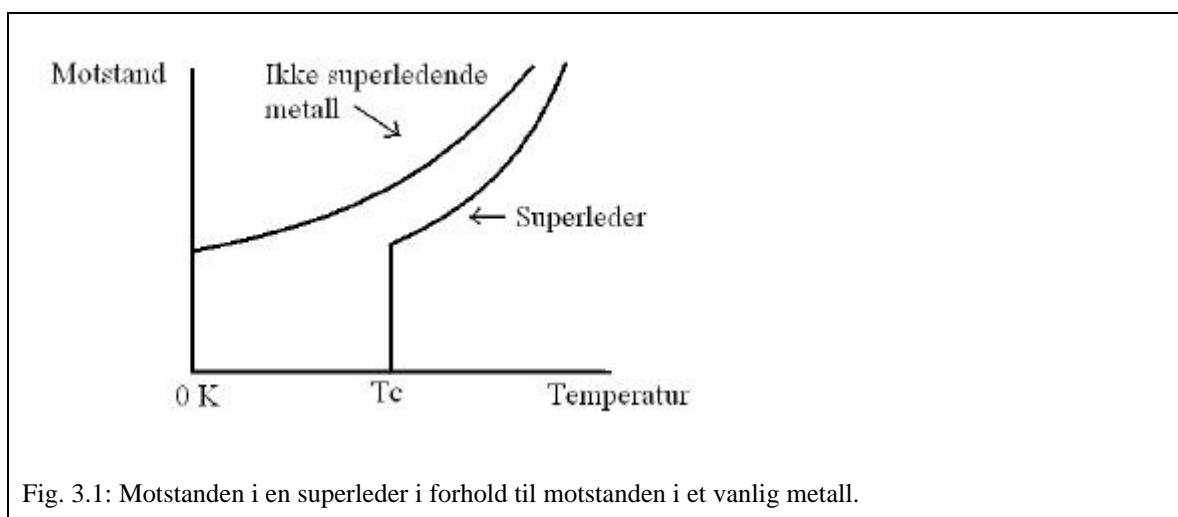


Fig. 3.1: Motstanden i en superleder i forhold til motstanden i et vanlig metall.

I tillegg til å være superledende oppfører disse stoffene seg som perfekte diamagneter. Når et stoff er en diamagnet vil det si at om stoffet blir utsatt for et ytre magnetfelt, vil stoffet sette opp et motsatt rettet magnetfelt. Dette feltet vil svekke det påtrykte feltet. Dersom en superleder blir utsatt for et påtrykt magnetfelt ved $T < T_C$, induseres det en overflatestrøm i superlederen, og denne strømmen setter opp et motsatt rettet magnetfelt slik at det totale magnetfeltet i stoffet blir lik null. Superlederen er da en *perfekt diamagnet*.

Superledere av type I ble oppdaget i 1911, da Heike Kamerlingh-Onnes oppdaget at motstanden i kvikksølv plutselig sank til omtrent 0 ved 4,17 K.

Type I superledere krever lavere temperatur for å oppnå superledende tilstand enn type II superledere, som vi skal omtale senere.

Kritisk magnetfelt

Når en superleder av type I blir utsatt for et magnetfelt (B), vil verdien for den kritiske temperaturen (T_c), synke samtidig med at magnetfeltet øker. Hvis magnetfeltet overskrider stoffets kritiske magnetfelt (B_c), vil den superledende tilstanden til stoffet bli ødelagt. Stoffet vil da aldri bli superledende, uansett temperatur, men ha normalt ledende egenskaper med endelig motstand. Det kritiske feltet avhenger av temperaturen omkring superlederen og stoffets kritiske temperatur.

$$B_c(T) = B_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (\text{likning 3.1})$$

Som vi kan se av likningen over er $B_{c \max}$ ved 0K.

Det kritiske feltet begrenser også hvor mye strøm en superleder tåler før den går vekk fra sin superledende tilstand. Ifølge Amperes lov vil en strøm (I) i en leder danne et magnetfelt utenfor lederen, og denne sammenhengen kan vi se i likning 3.2. Denne likninga gjelder en sylinderformet, rett, strømførende leder.

$$B = \frac{\mu_0 I}{2pr} \quad (\text{likning 3.2})$$

$$I = \frac{2prB}{\mu_0} \quad (\text{likning 3.3})$$

I likning 3.2 og 3.3 er r avstanden fra sentrum av lederen til overflaten. Det vil altså si at en superleder ikke kan føre uendelig mye strøm, men har en øvre grense som varierer fra stoff til stoff.

For type I superledere er verdien for de kritiske feltene svært lave. På grunn av dette er ikke superledere av type I brukt til å produsere såkalte ”høyfeltsmagneter”, også kalt superledende magneter. Dette fordi strømmen generert av magnetfeltet ødelegger den superledende tilstanden.

Meissnereffekten

Før 1933 var det antatt at superledning var en demonstrasjon av perfekt ledning. Hvis en perfekt leder ble avkjølt til en lavere temperatur enn sin kritiske temperatur, hele tiden utsatt for et magnetfelt, ville magnetfeltet bli fanget inne i superlederen, selv etter at det påtrykte feltet var fjernet. Den siste tilstanden til en perfekt leder ville være avhengig av hva som fant sted først.

- 1) Hvis lederen ble utsatt for et magnetfelt etter at den var blitt nedkjølt til en temperatur lavere enn T_C , ville feltet bli støtt ut av superlederen.
- 2) Hvis feltet ble påtrykt før nedkjølingen derimot, ville ikke feltet bli ekskludert etter at temperaturen nådde en lavere temperatur enn T_C .

Da eksperimentene for å undersøke den magnetiske oppførselen til superlederne ble gjennomført i 1930-årene, viste resultatene noe helt annet. I 1933 oppdaget Meissner og Ochsenfeld at når et metall ble superledende i nærvær av et svakt magnetfelt, ble feltet ekskludert, slik at $\vec{B} = 0$ overalt inne i superlederen. Den samme siste tilstanden ble oppnådd uansett om feltet ble påtrykt før eller etter at stoffet ble nedkjølt til en lavere temperatur enn sin kritiske temperatur. Dette medfører at en superleder av type I er mer enn bare en perfekt leder med resistivitet $\mathbf{r} = 0$, men også en perfekt diamagnet med $\vec{B} = 0$. Fenomenet med utelukkingen av det magnetiske feltet fra superlederens indre kalles *meissnereffekten*.

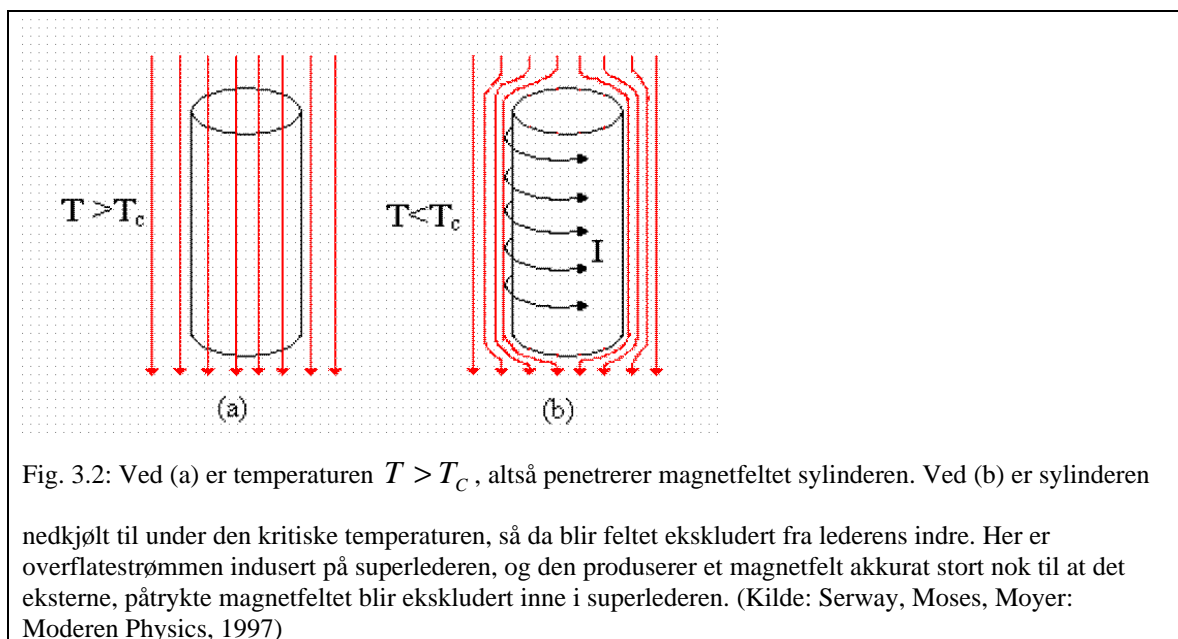


Fig. 3.2: Ved (a) er temperaturen $T > T_c$, altså penetrerer magnetfeltet sylindren. Ved (b) er sylindren nedkjølt til under den kritiske temperaturen, så da blir feltet ekskludert fra lederens indre. Her er overflatestrømmen induisert på superlederen, og den produserer et magnetfelt akkurat stort nok til at det eksterne, påtrykte magnetfelt blir ekskludert inne i superlederen. (Kilde: Serway, Moses, Moyer: Modern Physics, 1997)

Egenskapen ved at $\vec{B} = 0$ i en superleder er faktisk like fundamental som egenskapen ved ingen motstand og viser den viktige rollen magnetisme spiller i superledning.

Fra læren om elektrisitet har vi at en god leder utelukker statisk elektrisk felt ved å flytte ladninger til overflaten. Faktisk produserer overflateladningene et elektrisk felt som akkurat kansellerer det eksterne påtrykte feltet inne i lederen. På liknende vis ekskluderer superlederen det magnetiske feltet ved å danne overflatestrøm. Dette er vist på fig. 3.2. Overflatestrømmen vil forsvinne når det eksterne magnetfeltet er fjernet.

En kan bruke enkle argumenter basert på lover for elektrisitet og magnetisme for å vise at magnetfeltet inne i en superleder ikke kan forandres med tiden.

- Ifølge Ohms lov er det elektriske feltet i en leder proporsjonalt med motstanden til lederen. Siden $R = 0$ i en superleder, *må det elektriske feltet inne i en superleder være 0!*
- Faradays lov for induksjon kan uttrykkes som følgende

$$\oint \vec{E} d\vec{s} = -\frac{d\Phi_B}{dt} \quad (\text{likning 3.4})$$

Linjeintegralet av det elektriske feltet rundt en lukket kurve er den negative tidsderiverte til fluksen gjennom sløyfa.

Siden $\vec{E} = 0$ overalt inne i superlederen, er integralet over enhver lukket vei i superlederen lik 0. Dette medfører at

$$\frac{d\mathbf{f}_B}{dt} = 0, \text{ som sier oss at } \textit{den magnetiske fluksen i en superleder ikke kan forandres!}$$

Fra dette kan vi konkludere med at B må være konstant i en superleder!

Fordi en superleder er en perfekt diamagnet virker den frastøtende på en permanent magnet. Dette fikk vi demonstrert på laben, og vil bli omtalt senere.

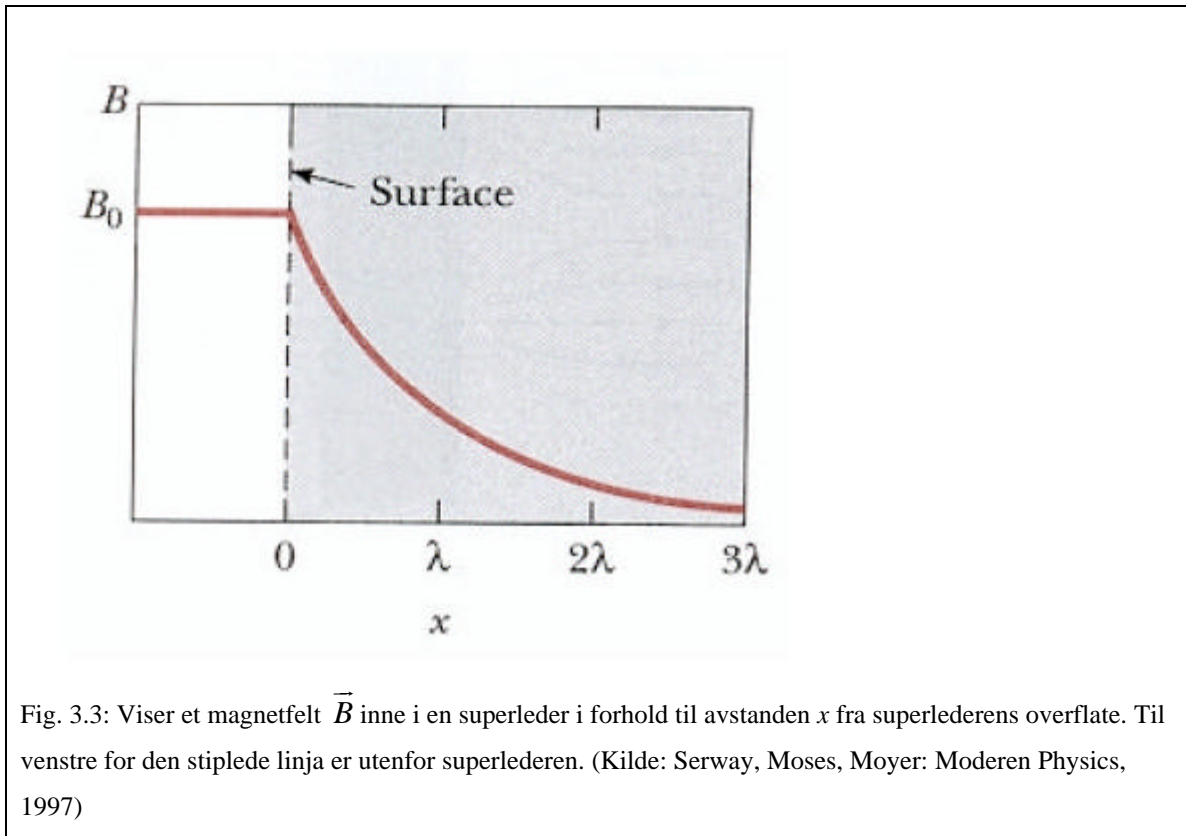
Penetrasjonsdybde

Som vi har sett på tidligere, vil magnetfeltet bli stengt ute fra type I superlederes indre på grunn av overflatestrømmer. I virkeligheten befinner ikke disse strømmene seg i et uendelig tynt lag på overflaten, men trenger et lite stykke inn i superlederen. I dette laget, som er omtrent 100 nm tykt, avtar magnetfeltet eksponentielt fra verdien til det ytre feltet og til 0. Dette er gitt ved følgende uttrykk

$$B(x) = B_0 e^{-\frac{x}{l}} \quad (\text{likning 3.5})$$

Her er det antatt at det ytre feltet er parallelt med overflaten til superlederen. I denne likninga (3.5) er B_0 verdien av magnetfeltet på overflaten, x er avstanden fra overflaten til et indre punkt, og l en parameter kalt penetrasjonsdybden.

Variasjonen i magnetfeltet i forhold til dybden feltet trenger inn i superledere av type I, er vist på figur 3.3.



Som vi ser på figur 3.3, blir magnetfeltet veldig lite på dybde "et par λ " under overflaten. Penetrasjonsdybden varierer med temperaturen i samsvar med formelen

$$l(T) = l_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{likning 3.6})$$

hvor l_0 er penetrasjonsdybden ved 0 K.

Fra dette likning 3.6 ser vi at l nærmer seg uendelig når T nærmer seg T_c . Videre, når T nærmer seg T_c , og stoffet er i en superledende tilstand, vil magnetfeltet trenge dypere og dypere inn i stoffet. Til slutt vil feltet penetrere hele stoffet (l blir uendelig), og stoffet viker vekk fra den superledende tilstanden og tilbake til sin normale tilstand.

Magnetisering

Når et stoff blir utsatt for et ytre magnetfelt (\vec{B}_0), vil det forekomme en magnetisering (\vec{M}). Magnetfeltet (\vec{B}) i stoffet er relatert til \vec{B}_0 og \vec{M} gjennom forholdet $\vec{B} = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{M}$. Når stoffet er i en superledende tilstand, er $B = 0$, ergo følger;

$$\vec{M} = -\frac{\vec{B}}{\mu_0} = c_m \vec{H} \quad (\text{likning 3.7})$$

Her er $c_m (= -1)$ magnetisk susceptibilitet (mottakelighet). Når som helst når materialet er superledende, vil dets magnetisering motvirke det eksterne magnetfeltet, og den magnetiske susceptibiliteten har sin maksimale negative verdi. Igjen ser vi at type I superledere er perfekte diamagneter.

På figur 3.4 ser vi forholdet mellom magnetfeltet inne i en type I superleder og det eksterne feltet (parallelt med en lang sylinder) ved $T < T_C$. På figur 3.5 ser vi magnetiseringen i forhold til det påtrykte feltet ved en satt temperatur.

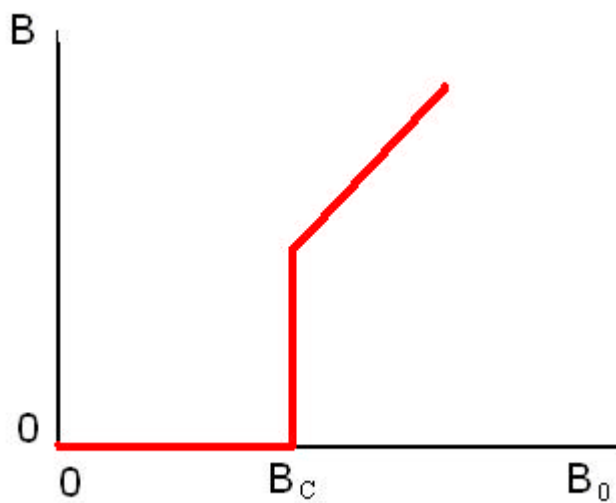


Fig. 3.4: Viser et magnetfelt inne i en type I superleder i forhold til et eksternt felt (parallelt til en lang sylinder) ved $T < T_C$. (Kilde: Serway, Moses, Moyer: Modern Physics, 1997)

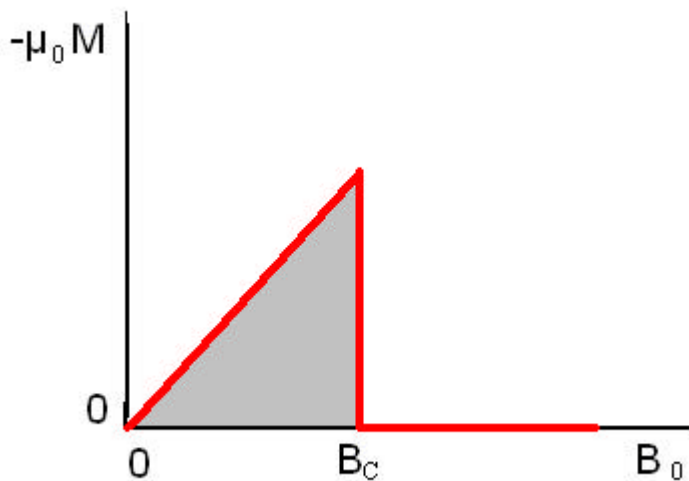


Fig.3.5: Her ser vi magnetisering i forhold til et eksternt felt ved en konstant temperatur. Vi ser at når $B_0 > B_C$ er magnetiseringen tilnærmet 0: $\bar{M} \approx 0$ for $B_0 > B_C$. (Kilde: Serway, Moses, Moyer: Modern Physics, 1997)

Etter at meissnereffekten ble oppdaget, var Fritz og Heinz London i stand til å utvikle likninger basert på likevekts termodynamikk. De kunne forklare det kritiske magnetfeltet ved hjelp av en energiøkning i den superledende tilstanden, en økning på grunn av ekskluderingen av fluks fra superlederens indre. Et system foretrekker å være i den tilstanden som har minst mulig fri energi, altså må den superledende tilstanden ha lavere fri energi enn i den normale tilstanden. Hvis E_s representerer energien i en superledende tilstand per volumenhet, og E_g energien i en normal tilstand per volumenhet, så er $E_s < E_g$ når temperaturen er under T_C , og materialet er superledende. Utelukkingen av et felt (B) fører til at den totale energien i den superledende tilstanden øker med $\frac{B^2}{2\mathbf{m}_0}$ per volumenhet. Verdien til det kritiske feltet er da definert med likningen

$$E_s + \frac{B_c^2}{2\mathbf{m}_0} = E_g \quad (\text{likning 3.8})$$

Fordi londonteorien også gir temperaturavhengighet av E_s , kunne ikke et eksakt uttrykk for $B_c(T)$ gis.

Merk at feltekskluderingsenergien $\frac{B^2}{2\mathbf{m}_0}$ er arealet under kurven i fig. 3.5.

Kilder:

- Serway, Moses, Moyer: "Moderen Physics", 1997
- <http://www.angstrom.uu.se/solidstatephysics/education/kvant/pdf/supraledning.pdf>
- Lillestøl, Hunderi, Lien: "Generell fysikk – bind 2", 2001

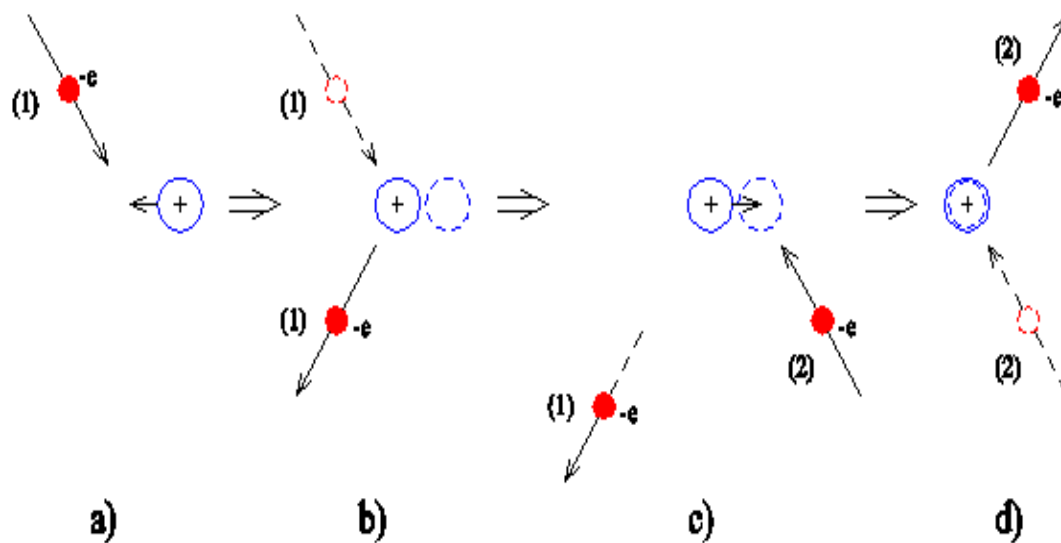
4) BCS– teori

Fra klassisk fysikk vet man at i en leder så kolliderer elektroner med hverandre hele tiden. Dette skaper resistans i lederen. Etter oppdagelsen av superledere fant forskerne ut at man ikke kan forklare superledende tilstander ut fra den klassiske modellen. Dette kommer av at det alltid vil være noen elektroner som kolliderer, ergo vil resistiviteten aldri bli lik null. Fenomenet kan heller ikke beskrives med den kvantefysiske modellen, der man ser på et enkelt elektron som en enkel bølge som går gjennom materialet. I 1957 ble BCS – teorien som forklarte fenomenet fullstendig på et mikroskopisk plan, publisert. Den blir ofte omtalt som den viktigste oppdagelsen innenfor teoretisk fysikk i det 20. århundre. Det er viktig å merke seg at denne teorien bare tilfredsstillende type I superledere som metaller og legeringer, og ikke type II superledere som består av forskjellige oksider.

Cooperpar

Det sentrale med BCS – teorien er at to elektroner i superlederen går sammen og danner et cooperpar. Intuitivt så motstrider dette coulombvekselvirkningen, som sier at 2 elektroner som har samme ladning, vil frastøte hverandre. Cooper fant ut at elektronparene likevel ikke stred i mot coulombvekselvirkningen.

Elektronene befinner seg inne i et metall som kan ses på som et gitter av positive ioner, og dermed er det andre krefter som påvirker elektronene. Det var en grunnleggende ustabilitet i metallet siden det var forskjellige krefter som motarbeidet hverandre. Tegningen på neste side illustrerer den lille, men netto tiltrekningen mellom to elektroner.



Figur 4.1: netto tiltrekning av 2 elektroner.

I figur a) ser vi elektron 1, som er på vei mot et positivt ion. Pga. motsatte ladninger vil begge partiklene gå mot hverandre. Figur b) viser systemet etter at elektronet har krasja inn i ionet og er på vei bort igjen. Ionet har flyttet seg litt bort i fra sin likevektsstilling. Pga. elektronets høye hastighet, ca. 100 000 m/s, vil ionet på denne tidsskalaen bevege seg veldig sakte mot likevektsstillingen sin. I det elektron 2 kommer (figur c)) med samme fart som elektron 1, men motsatt rettet, vil også dette elektronet kollidere med ionet og fortsette som vist i figur d). Elektronene har da kommet litt nærmere hverandre tilsvarende forflytningen av ionet. For å få en superleder, må alle elektronene oppføre seg slik som vist ovenfor. Det er faktisk akkurat det som skjer. To og to elektroner går sammen, og vi får "elektronvæsken" som gjør at strømmen går kontinuerlig. Det som også er viktig å legge merke til, er at elektronene i cooperparene har motsatt rettet impuls og spinn, men hvis alle parene er like, vil man få total impuls lik null, og dermed ingen total strøm.. Derfor må elektronparene være ulikt rettet for å få en superledende strøm. Elektron 1 og 2 må også selvsagt ikke komme på likt inn mot det positive ionet siden de da vil frastøte hverandre.

Spørsmålet man kan stille seg: Hvorfor dannes det plutselig cooperpar ved T_c ? BCS – teorien sier at når alle elektronene i en superleder har gått sammen i bundne par, er det nådd en grunntilstand. I denne grunntilstanden kan man se på superlederen som et kvantemekanisk system med ulike energinivåer, der alle cooperparene er låst i samme kvantetilstand. Hvis man skal endre impulsen på ett cooperpar, må man altså forandre impulsen på alle cooperparene. For å få strøm i superlederen, kan man sette en spenning over den, og strømmen vil gå kontinuerlig i all ”evighet” (målt til minst 100 000 år) fremover selv om man skrur av spenningen. Dette kommer som nevnt tidligere av at cooperparene er låst i samme kvantetilstand, og for å endre impulsen på et cooperpar må man endre impulsen på alle parene. For at strømmen da skal stoppe, må alle cooperparene stoppe opp samtidig, og det skjer ikke.

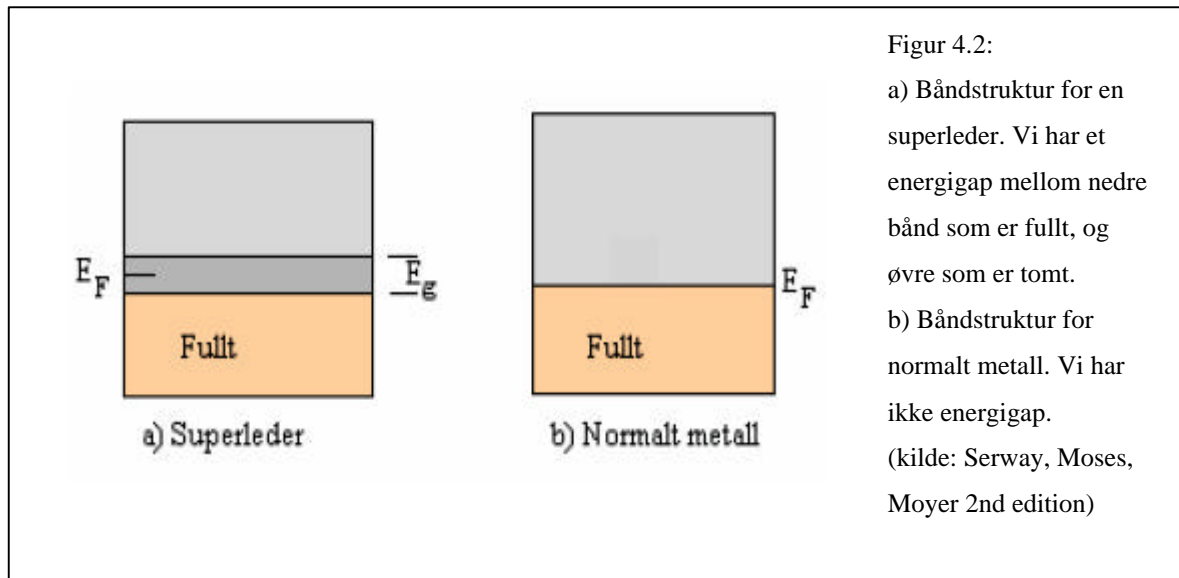
Koherenslengde

En annen viktig parameter forbundet med superledning er koherenslengden, λ , som er gjennomsnittsdistansen mellom elektronene i et Cooper par. Dette er altså avstanden for hvor langt unna elektronene i et par har kontakt med hverandre. Koherenslengden er den minste dimensjonen hvor den superledende tilstanden kan bli ødelagt.

En superleder er av type I om $\lambda < l$, og de fleste av de rene metallene faller under denne kategorien. En økning i forholdet $\frac{l}{\lambda}$ er mest gunstig for en type II superleder. En detaljert analyse viser at koherenslengden og penetrasjonsdybden begge er avhengig av den ”gjennomsnittlige frie veien” til elektronene i den normale tilstanden. Den ”gjennomsnittlige frie veien” til elektronene i et metall kan bli redusert ved å dope metallet, noe som forårsaker at penetrasjonsdybden øker, mens koherenslengden minker.

Energigap

I en superledende tilstand er stabiliteten avhengig av sterk korrelasjon mellom cooperparene. BCS – teorien forklarer superledende oppførsel ved hjelp av energinivåer, og sier at det finnes et energigap mellom øvre og nedre energibånd.



E_g er den nødvendige energien som skal til for å bryte opp et cooperpar. Energigapet oppstår pga. at det er en stabiliserende energi assosiert med elektronene i cooperparene. Gapet er altså et mål på hvor mye termisk energi som må til for å flytte elektronene fra superledende tilstand til eksitert tilstand. Energigapet (E_g) ved $T = 0$ K er i følge BCS – teorien $3,53 k_B T_c$, der k_B er boltzmans konstant.

Superledere med høy T_c vil ha store energigap, men størrelsen på energigapet avhenger også av det påtrykte magnetfeltet. Et magnetfelt påvirker elektronene i cooperparene. Hvis magnetfeltet er kraftig nok, vil det kunne bryte opp parene pga. at elektronene har motsatt spin. Da blir superlederen ødelagt, og vil da bli et vanlig metall igjen. Akkurat den størrelsen på magnetfeltet som bryter cooperparene kalles det kritiske magnetfeltet B_c .

Fermienergien E_f er den største kinetiske energien som et fritt elektron kan ha ved $T = 0$ K i et normalt metall. E_f er av størrelsesorden 5 eV, og E_g i en superleder er på $\sim 10^{-3}$ eV. Altså energigapet i en superleder er veldig lite i forhold til fermienergien til et metall.

Det var faktisk nordmannen Ivar Giaever som klarte å bevise dette energigapet

som BCS – teorien forklarte, gjennom et tunnelingsforsøk. Gapet ville hindre elektronene i å tunnelere i et visst spenningsområde som tilsvarer størrelsen på gapet. Gapet vil dermed sette igjen en tydelig "signatur" i måledataene. Dette fikk Giaever nobelprisen i fysikk for. Han er den eneste nordmannen som har fått denne prestisjetunge prisen.



Figur 4.3: Ivar Giaever med glassklokka der han la grunnlaget for nobelprisarbeidet.
(kilde: Fysikkåret 2005 portrett Ivar Giaever av Kristian Fossheim)

Kilder:

- Serway, Moses og Moyer; "Modern Physics", 1997
- www.superconductors.org

5) Superleder type II

I løpet av 1960-åra ble forskere klar over en ny type superleder, en superleder de kalte superleder type II.

Superleder type II har to kritiske magnetfelt, B_{c1} og B_{c2} . Oppførselen til en type II superleder er som følger, for ulike størrelser av det påtrykte magnetiske feltet (B);

- $B < B_{c1}$; som for type I superleder, men B_{c1} er lavere enn B_c for type I superleder.
- $B > B_{c2}$, ikke superledende, og vanligvis ikke ledende i det hele tatt. For type II superledere består stort sett av keramer og andre materialer som ikke er ledende når den kritiske strømverdien (I_c), den kritiske temperaturen (T_c) eller det kritiske magnetfeltet (B_{c2}) overskrides (se fig. 5.2).
- $B_{c2} > B > B_{c1}$, her får vi noe som blir kalt en virvelfase. B_{c2} er høyere enn B_c for type I superledere. Det er denne virvelfasen som er unik for type II superledere. Det er denne tilstanden hos en type II superleder vi vil beskrive egenskapene til i dette kapitlet.

Virvelfase

Når en superleder befinner seg i en såkalt virvelfase, vil det være energetisk gunstig å slippe gjennom magnetiske flukslinjer. Der hvor disse flukslinjene går gjennom vil materialet ikke være superledende, men rundt disse er materialet superledende, noe som gjør at det oppstår virvler av superstrøm rundt de magnetiske flukslinjene (fig. 5.1). De magnetiske flukslinjene kan sees på som "tuber" av magnetisk fluks som går gjennom superlederen. Strømvirvlene blir ofte omtalt som "abrikosovvirvlene", etter den sovjetiske fysikeren A.A. Abrikosov som teoretisk forutsa disse i 1957.

Når vi øker det påtrykte feltet, øker antall "tuber", og til slutt overlapper de hverandre, og vi får ikke lenger en superleder. Dette skjer ved B_{c2} .

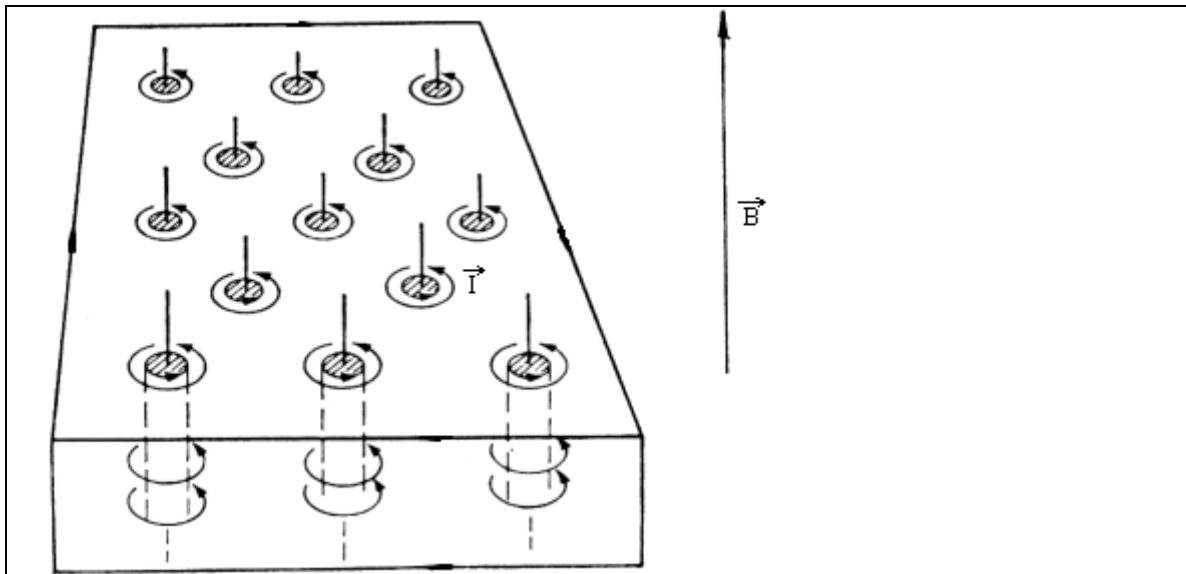


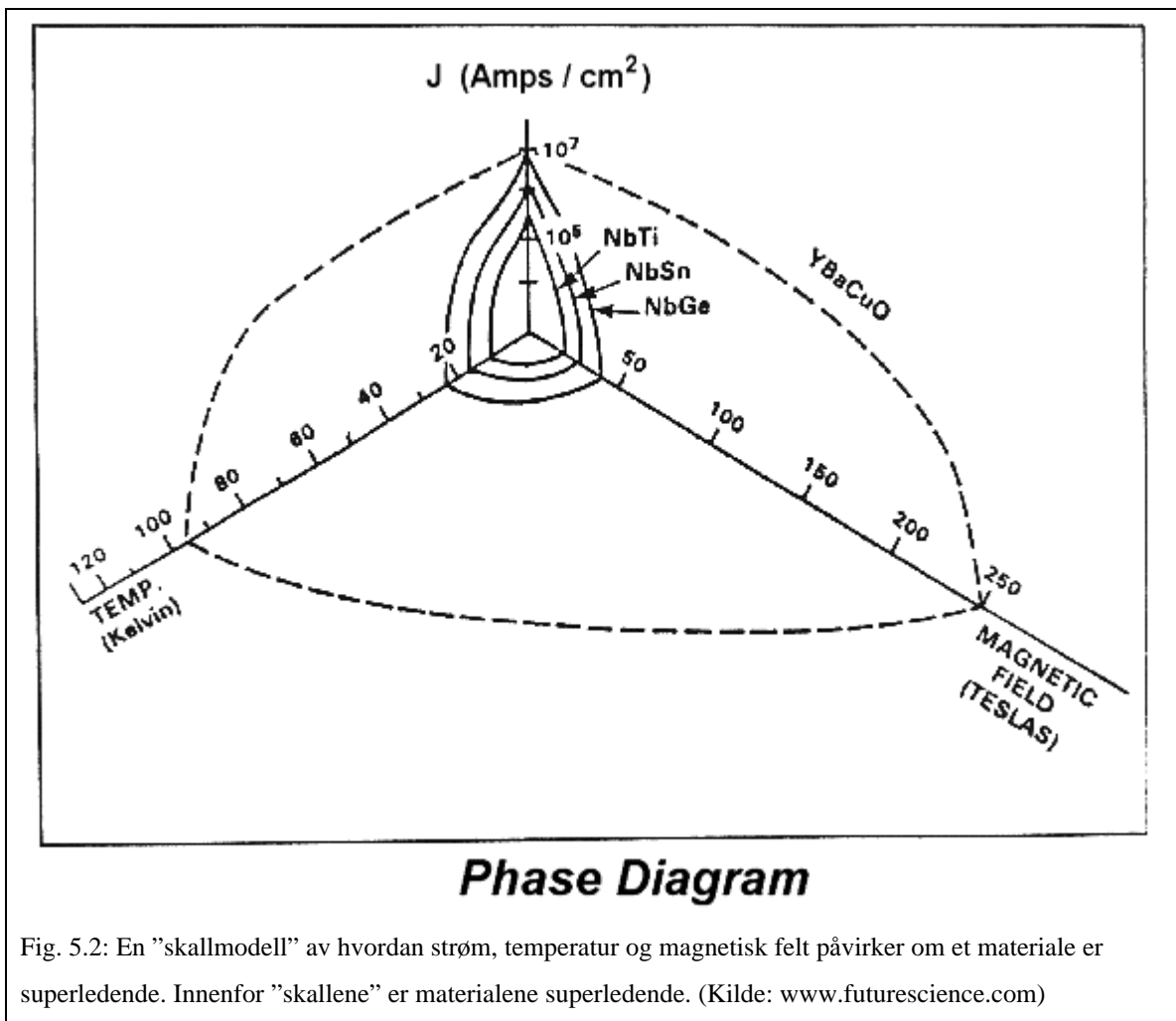
Fig. 5.1: Magnetisk fluks går gjennom "hull" eller "tuber" i superlederen (steder hvor superlederen ikke er superleder). Rundt disse magnetiske flukslinjene går det superstrømmer. (Kilde: http://lanoswww.epfl.ch/studinfo/courses/cours_supra/TypeI-II/default.htm)

I tabell 5.1 er en oversikt over kritisk temperatur hos noen type II superledere.

Superleder:	Kritisk temperatur:
$(\text{Hg}_{0.8}\text{Tl}_{0.2})\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8.33}$	138 K* (record-holder)
$\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$	133-135 K
$\text{HgBa}_2\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_{10+}$	125-126 K
$\text{HgBa}_2(\text{Ca}_{1-x}\text{Sr}_x)\text{Cu}_2\text{O}_{6+}$	123-125 K
$\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+}$	94-98 K

Tabell 5.1: En oversikt over kritisk temperatur hos noen type II superledere. (Kilde: <http://www.superconductors.org/Type2.htm>)

Ved hjelp av en "skallmodell" (fig. 5.2) kan vi også få et bilde av sammenhengen mellom kritisk strøm, magnetfelt og temperatur. Inni skallene er materialene superledende.



Magnetiseringen (M) til en typisk type II superleder i forhold til det påtrykte feltet (B_o) er vist i figur 5.3.

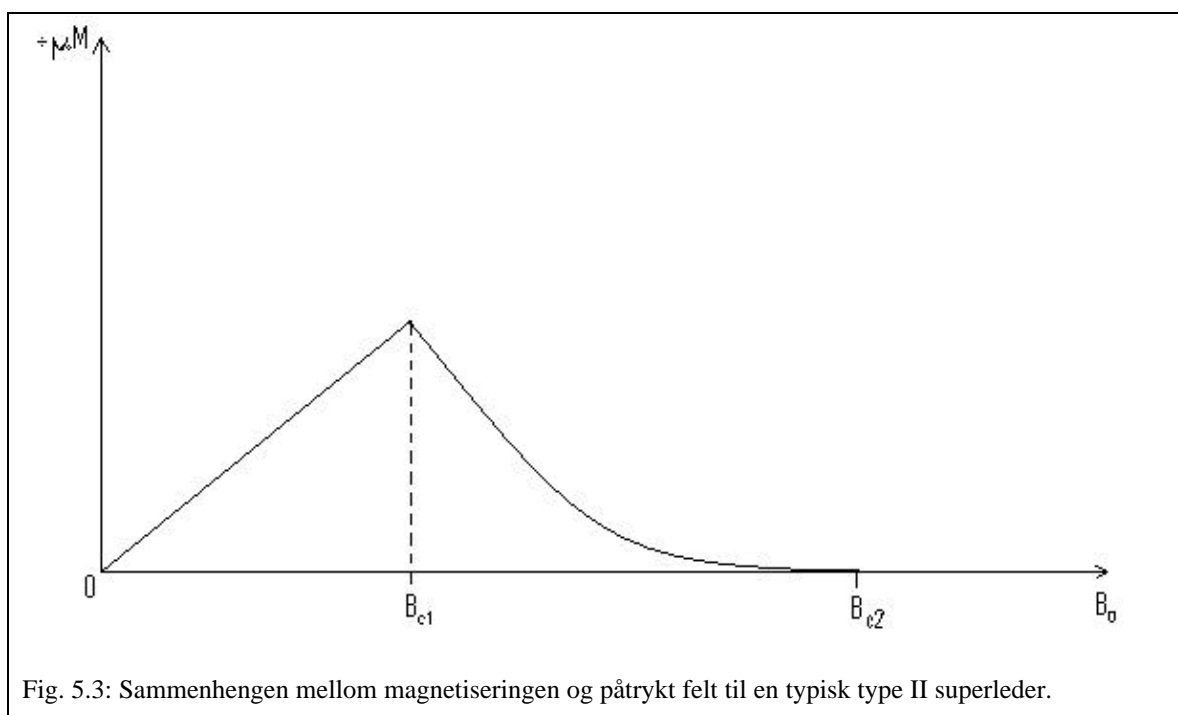


Fig. 5.3: Sammenhengen mellom magnetiseringen og påtrykt felt til en typisk type II superleder.

I figuren ser vi at magnetiseringen vil øke fram til B_{c1} og avta derfra og fram til B_{c2} , hvor den er svak negativ. De fleste type II superledere vil følge denne grafen. Det at materialer som er en type II superleder gir en svak svekkelse av det påtrykte feltet når den høyeste kritiske feltverdien (B_{c2}) overskrides, må bety at disse materialene er diamagnetiske over denne kritiske feltverdien. Dette gjelder selvsagt også over den kritiske temperatur og strømverdien, altså utenfor "skallet" i fig. 5.2.

Når magnetiseringen er null, slik den er når $B_0 > B_{c2}$, i superlederen, vil det påtrykte/ytre feltet være det samme som inni. Vi kan her tenke oss at "tubene" med magnetisk fluks, som vi har omtalt tidligere, overlapper hverandre. All magnetisk fluks går altså gjennom. Men når det påtrykte feltet er mellom B_{c1} og B_{c2} ser vi at magnetiseringen gradvis øker når vi går fra B_{c2} , dette er fordi færre og færre "tuber" med magnetisk fluks går inn i superlederen. Ved $B_0 = B_{c1}$ vil ingen "tuber" trenge inn i superlederen. Dermed øker magnetiseringen proporsjonalt med det påtrykte feltet, slik vi har sagt i kapittelet om superleder type I. Denne sammenhengen mellom påtrykt felt (B_0) og indre felt (B_{in}) i en type II superleder er vist i figur 5.4.

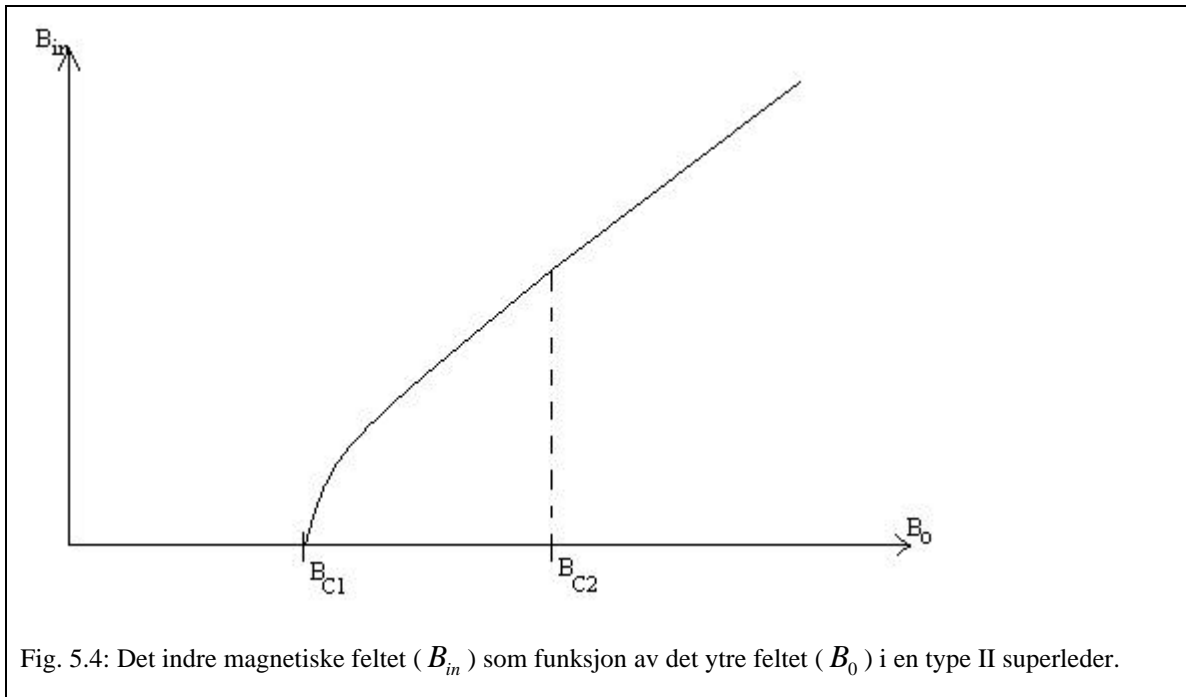


Fig. 5.4: Det indre magnetiske feltet (B_{in}) som funksjon av det ytre feltet (B_0) i en type II superleder.

Pinning

Når en type II superleder er i virveltilstand kan en lorentzkraft føre til frastøting mellom tubene (likning 5.1). I figur 5.5 ser vi dette når vi sender en strøm gjennom en superleder, men også når det ikke sendes strøm gjennom vil vi ha en lorentzkraft. Denne kommer av virvlestrømmene.

$$\vec{F} = e\vec{v} \times \vec{B} \qquad \text{likning 5.1}$$

Denne kraften fører til en bevegelse, som fører til fluksendring i tiden, som igjen fører til motstand. Denne motstanden er meget liten sammenlignet med motstanden i en vanlig leder, men den er uønsket uansett, for vi vil ikke ha noe motstand i en superleder!

Ved å tilsette urenheter i superledermaterialet på en bestemt måte, kan man imidlertid låse, eller ”pinne”, tubene fast. Vi får da null resistans helt til strømmen blir så sterk at lorentzkraften blir for sterk for pinningen.

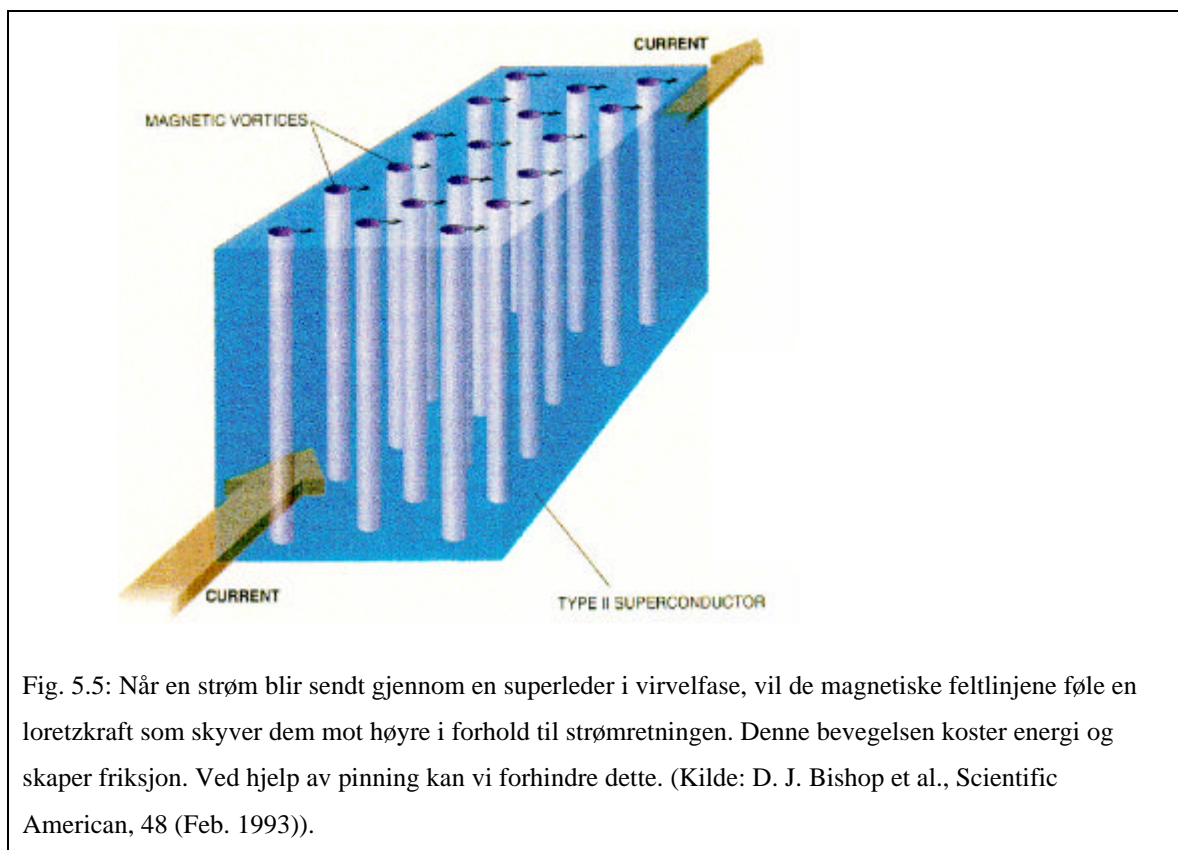


Fig. 5.5: Når en strøm blir sendt gjennom en superleder i virvelfase, vil de magnetiske feltlinjene føle en loretzkraft som skyver dem mot høyre i forhold til strømretningen. Denne bevegelsen koster energi og skaper friksjon. Ved hjelp av pinning kan vi forhindre dette. (Kilde: D. J. Bishop et al., Scientific American, 48 (Feb. 1993)).

Det forskes mye på hvordan man kan pinne tubene best mulig i forskjellige superledermaterialer. Dette er selvsagt et meget viktig tema innenfor superledersforskningen, men dessverre altfor komplisert til at vi kan gå nærmere inn på det her. Vi kan nevne at den mikroskopiske strukturen til materialet er meget viktig for hvor sterk den kritiske strømmen kan være.

Høytemperatur superledere

Dette er en "sjanger" innenfor type II superledere.

Lenge var Nb_3Ge den superlederen man kjente til med høyest kritisk temperatur, med sine 23,2 K. Men i 1986 kom et stort gjennombrudd innenfor superledningsforskningen. J. George Bednorz og Karl Alex Müller fant ut at en sammensetting av lantan, barium, kobber og oksygen ($La_{2-x}Ba_xCuO_4$), som er en isolator (keramisk) ved romtemperatur, var superledende ved 30 K. Samme år fant forskere ut at ved å bytte ut barium med strontium kunne en får en kritisk temperatur på 36 K. Og året etter fant en

forskningsgruppe fra USA ut at en sammensetting av yttrium, barium, kobber og oksygen ($YBa_2Cu_3O_{7-x}$) kunne bli superledende ved 96 K! Det helt store med dette er at det er over kokepunktet til nitrogen (77K), vi kan altså benytte oss av flytende nitrogen istedenfor flytende helium som kjølingsmiddel. Flytende nitrogen er mye billigere og lettere å håndtere enn flytende helium. Dette var noe vi dro nytte av da vi så på pinning til en superleder av samme sammensetting som forskningsgruppen fra USA kom fram til i 1987.

Gjennombruddet som Bednorz og Müller skapte i 1986 skapte en helt ny æra innenfor høytemperatursuperledere, og da det den 8. mars 1987 skulle holdes en konferanse om dette i New York var interessen mildt sagt enorm! Over 3000 mennesker møtte fram, hendelsen blir omtalt som "The Woodstock of Physics", og en forskningseksplisjon innenfor temaet startet rundt om i verden. I skrivende stund er rekorden på rundt 138K, men det vil ikke sjokkere noen om den snart blir brutt, for dette er et populært og viktig forskningsfelt innenfor moderne fysikk.

I figur 5.7 er "evolusjonen" til høytemperatursuperledere vist. Legg merke til den enorme utviklingen som har skjedd siden 1986! Det er vanlig å klassifisere superledninger inn i tre grupper. Disse gruppene er illustrert i figur 5.8.

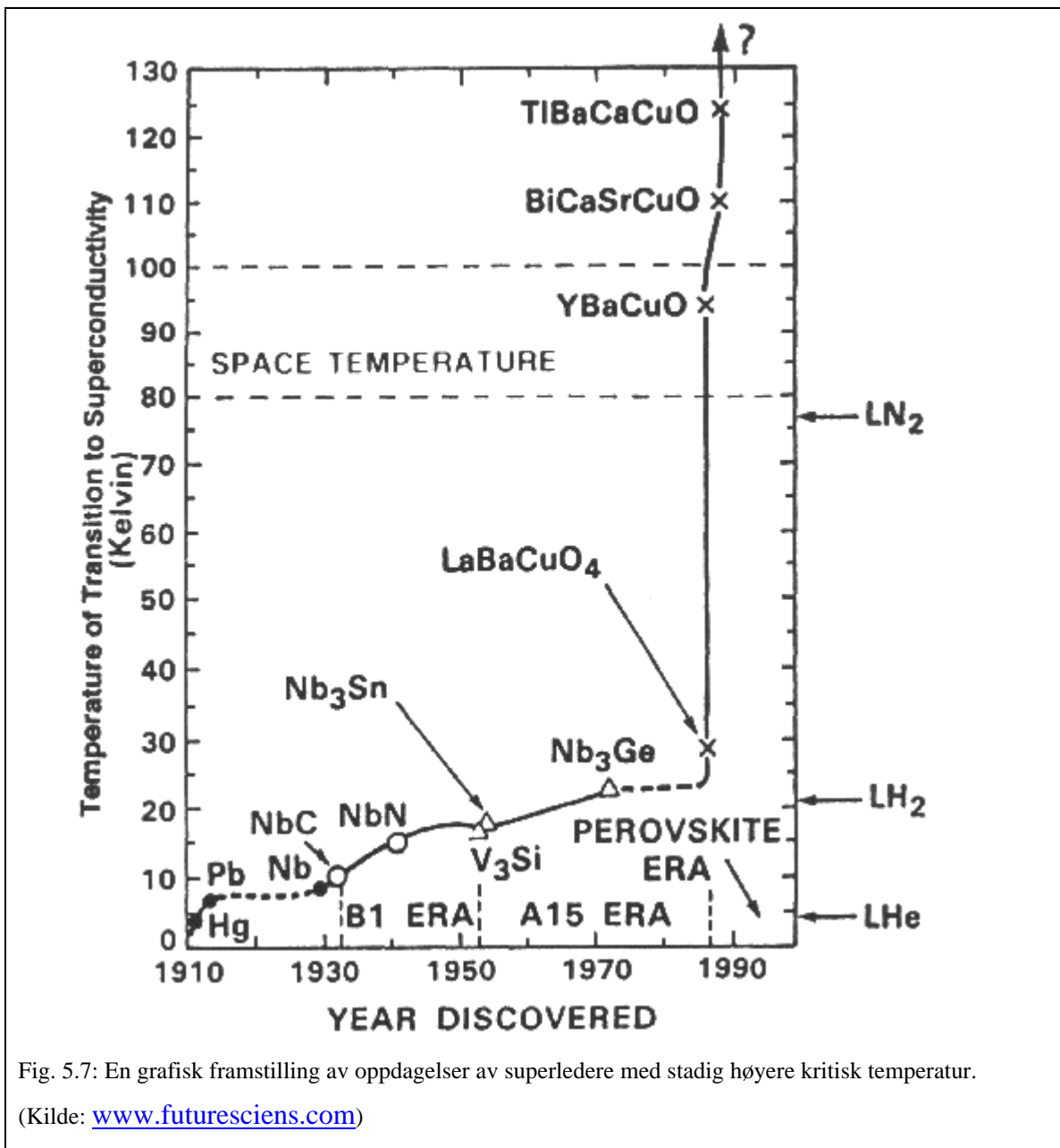


Fig. 5.7: En grafisk framstilling av oppdagelser av superledere med stadig høyere kritisk temperatur.

(Kilde: www.futuresciens.com)

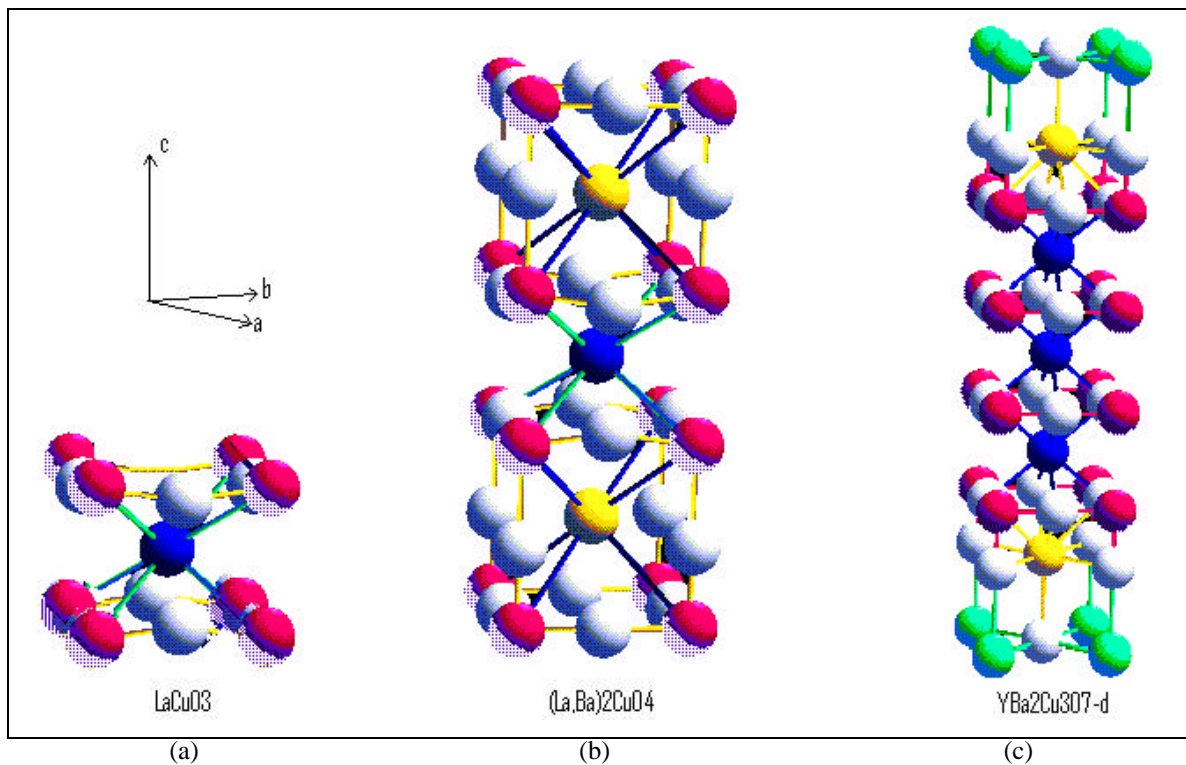


Fig. 5.8: De tre gruppene det er vanlig å dele superledninger opp i. Det er illustrert eksempler på a) fundamental perovskite, b) enlags perovskite og c) dobbellags perovskite.

Den første gruppa består av romsymmetriske strukturer, slik som for eksempel $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$, som er en av de første ”høytemperatursuperlederne” (med en kritisk temperatur på 10 K). I den andre gruppa finner vi strukturer som er symmetriske i a-b-planet. I denne gruppa finner vi blant annet $\text{La}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_4$ som har en kritisk temperatur på 38 K. Den tredje gruppa blir omtalt som en mangelagsstruktur. Strukturen til molekylende i denne gruppa er ikke symmetrisk i a, b eller c-planet. Her finner vi $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ som vi har snakket om tidligere. Det er viktig å være klar over at x-en er meget avgjørende for i hvilken grad materialet er en superleder. Er x null er det nærmest ikke snakk om noe superleder i det hele tatt.

I mer kompliserte kobberstrukturer enn de som er illustrert i figur 5.8 kan en se en direkte sammenheng mellom antall kobberoksygenlag og den kritiske temperaturen. Jo flere kobberoksygenlag vi har, jo høyere blir den kritiske temperaturen. På bakgrunn av dette er det grunn til å tro at vi snart kan klare å sette sammen superledere med høyere

kritisk temperatur. Og vi kan jo drømme om, og kanskje en dag få, kritiske temperaturer over romtemperatur!

Den kritiske strømstyrken i den sistnevnte superlederstrukturen er mye høyere gjennom kobberoksygenlagene enn det den er vinkelrett på disse. Vi kan altså så på ledningsevnen som 2-dimensjonal.

Kilder:

- Serway, Moses og Moyer; "Modern Physics", 1997
- <http://online.itp.ucsb.edu/online/lnotes/balents/node18.html>
- <http://physics.ucsd.edu/~jorge/hole.html>
- <http://www.math.psu.edu/qdu/Res/Pic/gallery1.html>

6) Flukskvantisering

Hvis vi har en superledende ring som i fig. 5.6 og setter på et magnetisk felt, for så å slå det av igjen, har vi fanget flukslinjene som går gjennom hullet! Dette skjer fordi magnetiske materialer ikke er energetisk tjent med fluksforandring, så ringen ”vil” beholde flukslinjene som går gjennom når vi har et påtrykt felt, og det kan den ved at det oppstår en strøm (I) som vist på figur 5.6. Ettersom det ikke er motstand i ringen, vil denne strømmen teoretisk fortsette i evig tid! Det kan nevnes at S.S. Collins gjorde dette forsøket, men etter to og et halvt år måtte han stoppe. Det ble trailerstreik, så da fikk han ikke mer flytende helium til å holde superlederen avkjølt. Målinger fra dette og andre forsøk viser at vi antageligvis har absolutt null motstand i en superleder, og selv etter at alle feilmarginene er tatt med, er resistansen så liten at den for alle praktiske formål kan neglisjeres (ca. $10^{-26} \Omega m$).

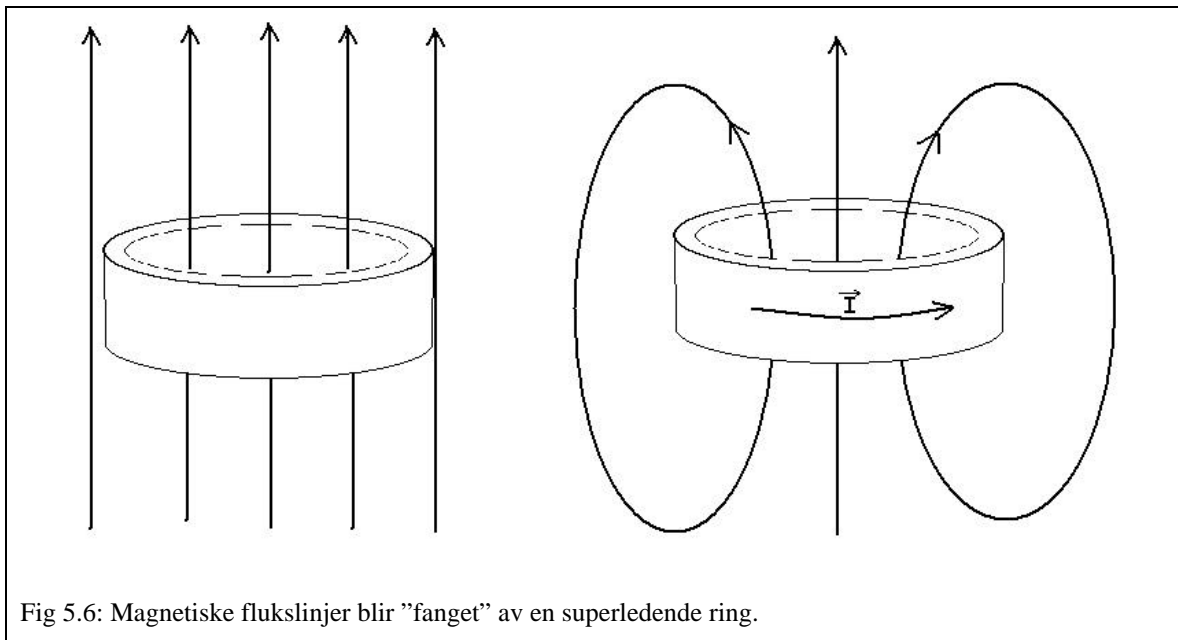


Fig 5.6: Magnetiske flukslinjer blir ”fanget” av en superledende ring.

Fritz London mente at denne fangede fluksen måtte være et fundamentalt kvantefenomen, på samme måte vi har snakket om at spinn er det. Han mente den

magnetiske fluksen måtte være kvantisert i enheter av h/e . Elementærladningen er plassert i nevneren fordi han mente strømmen består av enkle elektroner som ladningsbærere.

Gjennom forsøk viste det seg imidlertid at fluksen er gitt ved halvparten av det London mente (likning 5.2). Dette stemmer jo bra med BSC-teorien som sier at vi har to elektroner som ladningsbærere.

$$\Phi = \frac{nh}{2e} = n\Phi_0 \qquad \text{likning 5.2}$$

I likningen er n et positivt heltall og $\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2,0679 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2$ den magnetiske flukskvantiseringen.

Kilder:

- Egil Lillestøl, Ola Hunderi og Jan R. Lien; "Generell fysikk – bind 2"
- <http://www.apollon.uio.no/vis/art/2003/2/superled>

7) Demonstrasjon av pinning og meisnereffekt

Vi fikk en demonstrasjon av et meget spennende fenomen, som kan oppstå takket være meisnereffekt og pinning. Vi fikk se en vanlig magnet sveve over en superleder. Dette er tilsynelatende ikke noe ekstraordinært, for man kan se noe lignende hvis man plasserer en magnet med syd-/nordpolen ned over en magnet med nord-/sydpolen opp, men det er en meget ustabil tilstand. Det vil i praksis si at et en bitte liten kraft på en av magnetene vil føre til at den svevende magneten vil falle ned på bakken. Men i demonstrasjonen vi fikk se var magneten låst fast i en posisjon over superlederen! Det vil si at det måtte meget store krefter til for å fjerne magneten permanent ut av sin posisjon over superlederen (fig. 1a). Og hvis vi hadde løftet superlederen opp og holdt den på skrå, opp ned (fig. 1b) eller på hvilken som helst annen måte, ville magneten fortsatt vært i samme posisjon i forhold til superlederen! (Dette forutsetter selvsagt at superlederen er under sin kritiske temperatur, så det er litt vanskelig å få til i praksis).

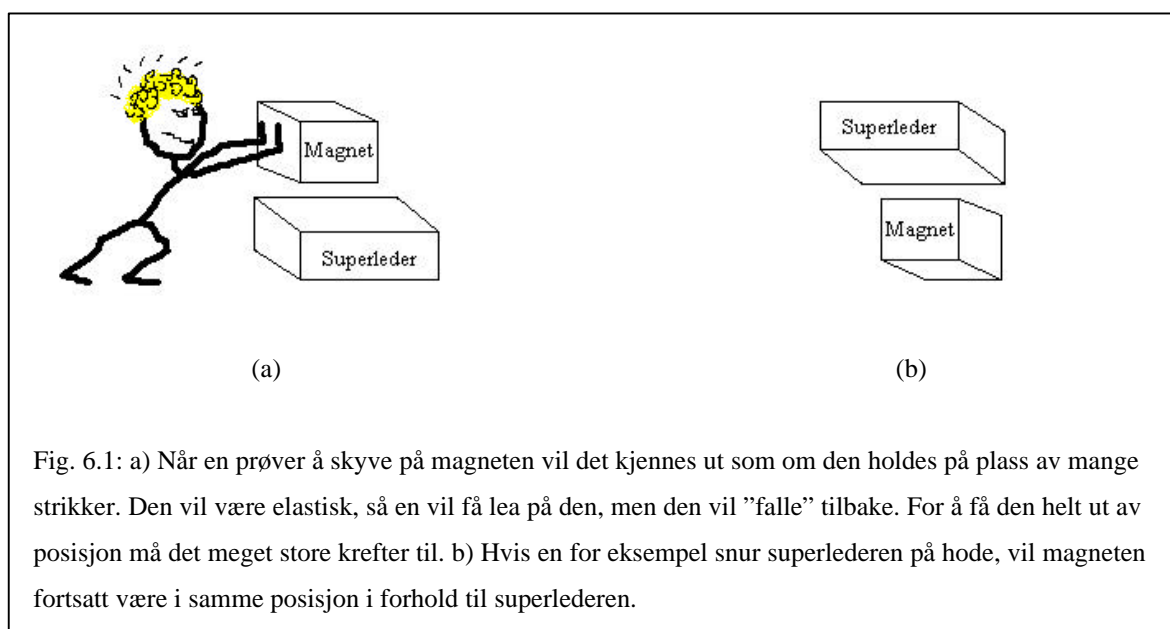


Fig. 6.1: a) Når en prøver å skyve på magneten vil det kjennes ut som om den holdes på plass av mange strikker. Den vil være elastisk, så en vil få lea på den, men den vil "falle" tilbake. For å få den helt ut av posisjon må det meget store krefter til. b) Hvis en for eksempel snur superlederen på hode, vil magneten fortsatt være i samme posisjon i forhold til superlederen.

"Magi!", vil nok mange si, men en bedre forklaring skal vi gi.

Vi plasserte en type II superleder, som var en sammensetning av $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (keramisk), i en papptallerken. Ved å helle flytende nitrogen oppi tallerkenen kom superlederen under sin kritiske temperatur, og keramet ble superledende.

Når vi slapp små magneter oppå superlederen føyk de til siden før de kom ned til superlederen. Dette gjorde de fordi superlederen oppretter et usynlig "skjold" mot magneter, noe som er forklart bedre under avsnittet om meissnereffekt. Men når vi presset en magnet ned mot superlederen ble den låst fast ca. to centimeter over ledere. Dette skjer fordi vi har med en superleder av type II å gjøre, og når en plasserer en magnet i nærheten av en type II superleder vil en kunne presse magnetiske flukslinjer gjennom superlederen fra magneten. Hvis magnetlinjene er pinna i superlederen, som de var i vårt tilfelle, vil magneten være låst fast i et magnetisk "gitter". Dette magnetiske "gitteret" vil være der selv om vi fjerner magneten igjen, for som vi har sagt tidligere er ikke superlederen energetisk tjent på fluksforandring.

Når magneter kom i nærheten av superlederen ble det opprettet et ytre magnetfelt slik at feltet inni superlederen ble null (meissnereffekt). Dette så vi da vi slapp de små magnetene ned mot superlederen. Men siden det var en type II superleder var det som sagt mulig å presse magnetiske flukslinjer inn, og når slike flukslinjer først er inne, vil magneten vi har presset flukslinjene inn med være låst i en posisjon. Dette kommer av, som vi har sagt før, at superlederen ikke er energetisk tjent med fluksforandring.

Siden den magnetiske kraften i en type II superleder enten kan virke tiltrekkende eller frastøtende, vil pinningen føre til at magneten er låst i samme posisjon i forhold til superlederen selv om vi for eksempel snur superlederen opp ned (fig. 6.1b) eller dytter på magneten. De magnetiske kreftene vil hele tiden tilpasse seg slik at de opphever gravitasjonskreftene slik at det ikke blir magnetisk fluksforandring i superlederen (forutsatt at gravitasjonskreftene ikke er større en den magnetiske kraften superlederen klarer å lage). Dette kan skje fordi det er null motstand i ledere, dermed vil det ikke koste energi å øke eller minke det magnetiske feltet.



Da nitrogenet i papptallerkenen var fordampet ble superlederen varmere enn sin kritiske temperatur, og den var ikke lenger superledende. Vi plasserte da en isolator oppå superlederen, og en magnet oppå der igjen (fig. 6.4). Deretter helte vi flytende nitrogen oppi og ventet på at superlederen vår skulle komme under sin kritiske temperaturen igjen.

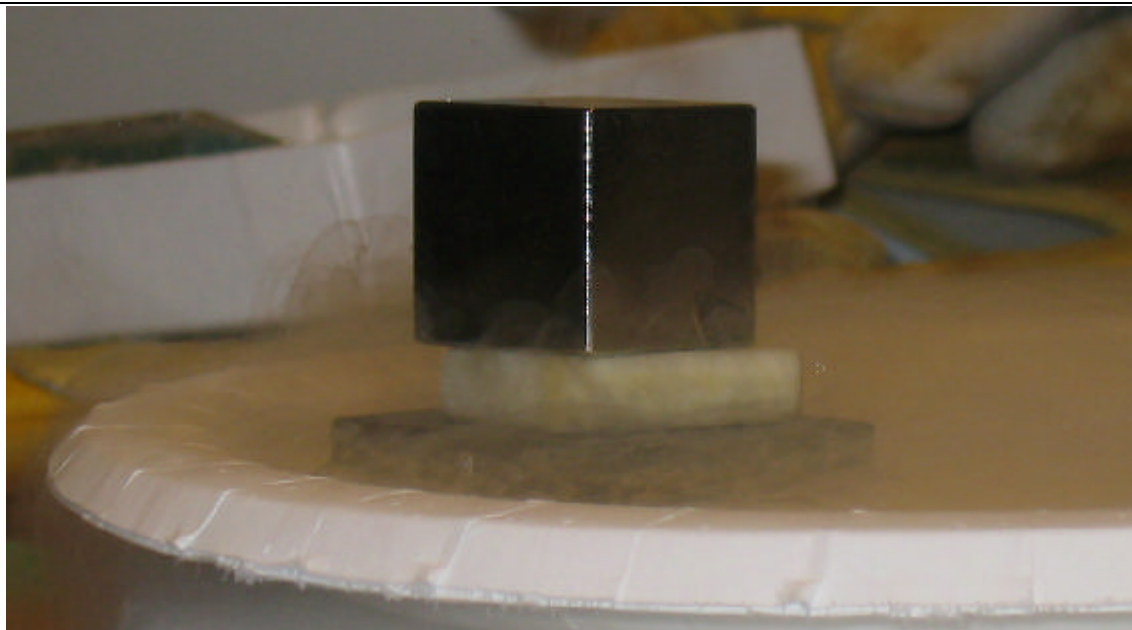


Fig. 6.4: Superlederen med en isolator mellom seg og magneten.

Da superlederen var kald nok fjernet vi isolatoren og magneten vår svedde igjen. Vi fikk nå omtrent samme situasjon som da vi først frøs ned superlederen, for så å plassere magneten over. Den eneste forskjellen er at vi nå hadde ”fryst inn” de magnetiske feltlinjene.

Før superlederen kom under den kritiske temperaturen var den en isolator. Da gikk alle de magnetiske feltlinjene fra magneten rett gjennom superlederen. Når vi så fryser ned lederen mens magnetlinjene går gjennom vil disse ”fryses fast”, og der vi ikke har magnetiske feltlinjer blir materialet superledende, som gjør at vi får meissnereffekt. Intuitivt skulle en tro det er det samme om en ”fryser fast” feltlinjene eller presser de inn etterpå slik vi gjorde først. Men i praksis klarer vi ikke å presse inn like mange feltlinjer som vi klarer å fryse fast. Dette gjør at posisjonen er mer stabil når feltlinjene er ”fryst fast” enn når de er presset inn.

Når magneten svedde over superlederen, som i de to tilfellene over, ga vi den et puff slik at den spant rundt. Den spant da nærmest friksjonsfritt rundt. Eneste friksjonen som virket var en liten forandring av magnetisk fluks samt luftmotstand. Hadde vi med andre

ord hatt en perfekt kule kunne vi i vakuum fått den til å spinne rundt bokstavelig talt i evigheter.

Kilder:

- www.superconductors.org
- <http://www.fys.uio.no/super/levitation/>
- <http://my.execpc.com/~rhadley/magsuper.htm>
- <http://physics.ucsd.edu/~jorge/hole.html>
- Egil Lillestøl, Ola Hunderi og Jan R. Lien; ”Generell fysikk – bind 2”, 2001
- <http://www.fys.uio.no/super/mo/#meissner>

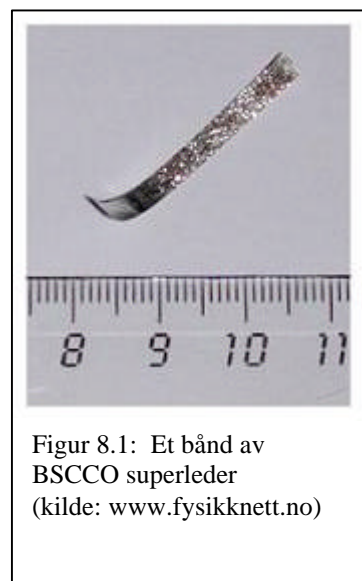
8) Anvendelser

Det er som sagt forsket i årevis på superledere. Har man kommet så langt som å kunne bruke dette fenomenet til noe nyttig? Svaret på det spørsmålet er definitivt ja! Det at man kan føre strøm gjennom en superleder uten energitap har stor praktisk og ikke minst økonomisk betydning. Superlederen er som nevnt tidligere også en sterk og stabil elektromagnet. Disse to egenskapene drar man nytte av i dagens teknologi, og det brukes til mange forskjellige formål. Vi skal se litt nærmere på disse anvendelsene:

1. Superledende strømkabler
2. Elektriske supermotorer
3. Levitasjon
4. Måling av hjernebølger

Superledende strømkabler

I praktiske anvendelser er det naturlig å bruke høytemperatursuperledere, siden man da kan bruke flytende nitrogen til å kjøle ned superlederen. Det materialet som har vist seg best egnet som superleder i et strømførende bånd, kalles BSCCO. Dette materiale blir superledende ved ca. 110 K. Strømførende bånd lages i dag med en metode som kalles "pulver i rør". Et pulver av små krystallkorn med BSCCO fylles i et sølvrør og settes under trykk. Deretter dras røret gjennom et hull, slik at det blir mer enn ti ganger så langt. Mange slike rør plasseres inne i et nytt rør, som på nytt dras ut i lengden. Etter dette vales røret til et tynt bånd. I figur 8.1: kan man se et slikt bånd. I teorien vil en strømkabel lagd av slike bånd kunne føre ca. 140 ganger mer strøm enn en kobber ledning med samme dimensjon. Når man regner med kjøling av superlederen vil strømkabelen kunne transportere ca. 3-5 ganger så mye strøm som kobberledningen.



Elektriske supermotorer

Elektriske motorer er basert på elektromagneter. Magnetfeltet gjør slik at aksene inne i motoren begynner å snurre rundt. Superledning gir da en mulighet til å øke effekten, og dermed få høyere motorytelse. Superledende motorer kan bli nesten 3 ganger mindre i fysisk størrelse og gi samme effekt.



Figur 8.2: En motor basert på superlederteknologi.
(Kilde: www.fysikknett.no)

I dag er det vanlig med elektrisk drevne båtmotorer som er veldig store. Dette er et problem når man skal reparere motoren. Hvis vi kan bytte ut motoren med en motor som er 3 ganger mindre så vil det ha store fordeler. Som visst i figur 8.3. er motoren satt på utsiden av båten, og vil da være lett å flytte dem uten at hele båten må i dokk.



Figur 8.3: Små
(super)elektromotorer på undersiden
av et skip

En annen fordel er jo at man bruker flytende nitrogen til nedkjøling av superlederen. Nå trenger man ikke olje, og dermed er motoren mye mer miljøvennlig

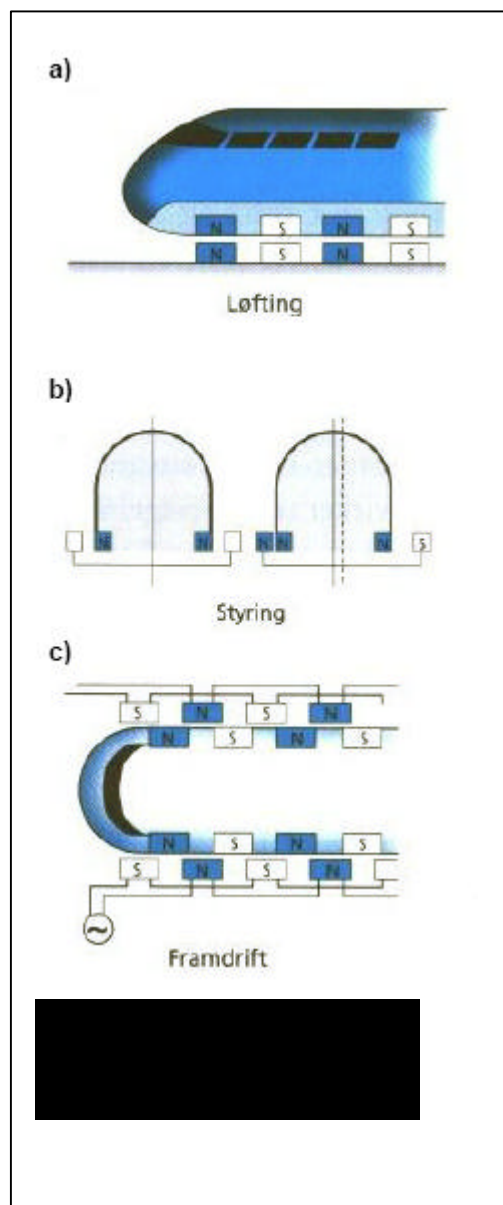
Levitasjon

Å få ting til å sveve har vel vært et ganske omdiskutert tema opp gjennom tidene. Det har alltid kostet mye energi, og dermed penger å få gjenstander til å fly. Etter superlederens magnetiske egenskaper ble påvist ble det nye spekulasjoner rundt emnet levitasjon. Japanerne klarte først å bygge et vellykket svevetog.

På figur 8.4 a) ser vi at det er plassert mange superledende elektromagneter. I skinnegangen er det plassert spoler med jernkjerner. Dette skaper et veldig stort og stabilt magnetisk felt som holder toget på plass i en bestemt posisjon over bakken hele tiden. I figur 8.4 b) er det illustrert hvordan styremekanismen til toget er.

Hvis toget kommer litt for langt til siden i banen, vil magnetiske krefter bringe det tilbake på plass igjen, slik som forklart i pinning teorien.

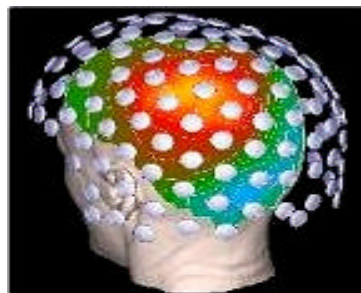
I figur 8.4 c) vises det hvordan man får toget til å gå fremover. Langs sidene av skinnegangen er det plassert elektromagneter der en kan synkronisere polariteten med framdriften av toget. På denne måten kan en hele tida oppnå en situasjon der magnetene på toget blir tiltrukket av skinnegangsmagnetene som er rett foran, og frastøt av skinnegangsmagnetene som er rett bak dem. Takten i polskiftene til skinnegangsmagnetene regulerer farten til toget. Ved å gjøre synkroniseringen dårligere kan en bremse toget.



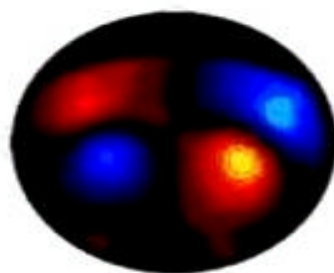
Måling av hjernebølger

Et måleinstrument som kalles SQUID kan måle magnetfelt nøyaktig helt ned til $T = 1 \text{ f T}$ som er mer enn 1 milliard svakere enn jorda sitt magnetfelt. Kroppen vår skaper magnetfelt hele tiden på mange forskjellige måter. Disse magnetfeltene er som regel sterke nok til at en SQUID kan oppdage dem. Dermed kan man kartlegge og måle i detalj en hver funksjon av kroppen vår. Det er som regel bare hjertet og hjernen som er interessante og viktige kilder til magnetfelt i kroppen vår. Det er faktisk mulig å måle hjerneaktiviteten ved hjelp av å feste mange SQUIDer på en "hette" som vist på bilde 1 i figur 8.5. På bilde 2 ser man magnetfelt som dannes når en person hører et lydsignal. Rød farge viser magnetfelt som går oppover, og blå farge magnetfelt som går nedover. I bilde 3 ser man hvilke deler av hjernen som er aktiv når man hører et lydsignal.

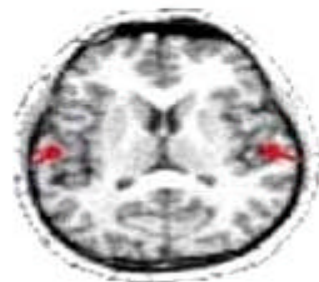
Slik som dette kan forskere finne de forskjellige sentrene i hjernen. Når du ser et bilde, bruker du et område i hjernen, et annet når du hører en lyd, og et annet når du beveger foten din etc. Med denne vitenskapen kan man f.eks. finne ut nøyaktig hvor i hjernen et epileptisk område befinner seg, slik at en hjernekirurg kan gå inn på riktig sted i hjernen og operere bort det syke område uten å skade noe som skal være der.



Bilde 1



Bilde 2



Bilde 3

Figur 8.5: Måling av hjerneaktivitet
(kilde: www.fysikknett.no)

9) Oppsummering

Vi har lært mye om superledere, og vi har lært at det er et veldig avansert og veldig omfattende tema, så det er utrolig mye mer å lære også.

Superlederteknologien brukes i flere sammenhenger, ikke bare til magnetisk levitasjonstog, eller svevetog, som vi innledningsvis nevnte at var det vi først og fremst forbandt med superledere. Superledende strømkabler, elektriske supermotorer og måling av hjernebølger er andre anvendelser superlederteknologien kan brukes til. Denne teknologien er veldig ny, for selv om superlederen ble oppdaget i 1911, var det først på midten av 80-tallet, i forbindelse med oppdagelsen av type II superleder, at det ble et satsningsområde innenfor moderne fysikkforskning. Det er derfor grunn til å tro at det finnes mye mer å lære om superledere enn det vi vet i dag, og fortsetter den enorme fremgangen som har pågått siden åttitallet, vil hverdagen vår helt sikkert bli mer preget av denne teknologien. Kanskje vi for eksempel om noen år kan reise med svevetog fra Trondheim til Oslo på et par timer.

Vi har først og fremst sett på teknologien bak superledere. Vi vil nå gi en kort oppsummering av det vi mener er det viktigste.

Innledningsvis skrev vi en kort innføring i magnetisme. Vi sa at ferromagnetiske og paramagnetiske materialer har et magnetisk dipolmoment, som innretter seg med det ytre magnetiske feltet og gir en økning av dette. Diamagneter har ingen permanent magnetisering, men med et ytre felt vil materialet motsette seg dette feltet ved å opprette en svak magnetisering motsatt vei av det påtrykte feltet.

Superledere er materialer som har null resistans under en viss temperatur. Denne temperaturen blir kalt superlederens kritiske temperatur (T_c). Type I superleder, som den nederlandske fysikeren Heike Kamerlingh Onnes oppdaget i 1911, oppfører seg som en perfekt diamagnet. Under den kritiske temperaturen slippes det ikke inn noe magnetisk fluks i slike materialer. Dette fluksekskluderingsfenomenet kalles meissnereffekt. Hvis en superleder av type I blir utsatt for et ytre felt som er over den kritiske feltverdien (B_c) blir den superledende tilstanden ødelagt. Denne feltverdien er mindre enn 0,2T for alle type I superledere. Det finnes også en kritisk strømverdi (I_c) for superledere. Sendes det mer

strøm gjennom en superleder enn denne verdien, blir også den superledende tilstanden ødelagt.

I løpet av 1980-åra ble det oppdaget en ny type superleder. Denne kalles superleder type II, og karakteriseres ved at den har to kritiske magnetfelt. Når det påtrykte feltet er under den laveste kritiske feltverdien (B_{c1}) vil det ikke trenge inn noe magnetisk fluks, akkurat som for en type I superleder. Når feltverdien er over den høyeste kritiske feltverdien (B_{c2}) vil den superledende tilstanden bli ødelagt og det ytre magnetiske feltet vil gå fullstendig gjennom materialet. Men når en type II superleder blir utsatt for et felt som ligger mellom den laveste og den høyeste kritiske feltverdien vil den være i en såkalt virveltilstand. Det vil da være hull i superlederen som ikke er superledende, og rundt disse vil det være virvler av superstrøm. Det er viktig å forankre, eller ”pinne”, disse flukslinjene fast slik at det ikke blir fluksforandring i materialet, noe som skaper friksjon.

BSC-teorien sier at superledere av type I befinner seg i en bundet tilstand med såkalte cooperpar. Disse består av to elektroner som har motsatt spinn og magnetisk moment. I grunntilstanden til en superleder er alle elektronene bundet i cooperpar. Elektronene går friksjonsfritt gjennom superlederen i en bevegelse som lar seg beskrive med en enkel bølgefunksjon. For å bryte opp cooperparene trengs det en kraft av størrelsesorden 1meV . Denne teorien holder ikke for type II superledere, og det finnes i dag heller ingen teori som gir en skikkelig beskrivelse av hva som skjer i en type II superleder.

Høytemperatursuperledere er en type II superleder som har de høyeste kritiske temperaturene. I dag er rekorden på rundt 138 K, men denne rekorden vil trolig bli slått i løpet av de nærmeste åra. Alle disse superlederne består av kobberoksider, og det ser ut til at det er en direkte sammenheng mellom antall kobberoksygenlag og den kritiske temperaturen. Jo flere slike lag, jo høyere kritisk temperatur. Disse superlederne har også et høyt kritisk magnetfelt og høyere kritisk strømverdi enn andre superledere. Men de består av keramer, og er derfor ganske sprø og går fort i stykker.

Det gjenstår altså mye forskning før det vil komme en fullstendig forståelse av superledere, men det er ingen tvil om at det finnes et enormt potensial i dette fenomenet, som vi drar nytte av i moderne teknologi og antageligvis vil dra enda mer nytte av i fremtiden.

10) Kilder

- Egil Lillestøl, Ola Hunderi og Jan R. Lien; "Generell fysikk – bind 2", 2001
- Serway, Moses og Moyer; "Modern Physics", 1997
- Alonso-Finn; "Fundamental University Physics"

Internetsider:

- www.superconductors.org
- www.apollon.uio.no/vis/art/2003/2/superled
- <http://www.fys.uio.no/super/levitation/>
- <http://my.execpc.com/~rheadley/magsuper.htm>
- <http://physics.ucsd.edu/~jorge/hole.html>
- <http://www.fys.uio.no/super/mo/#meissner>
- <http://online.itp.ucsb.edu/online/lnotes/balents/node18.html>
- <http://physics.ucsd.edu/~jorge/hole.html>
- <http://www.math.psu.edu/qdu/Res/Pic/gallery1.html>
- <http://www.apollon.uio.no/vis/art/2003/2/superled>
- www.fysikknett.no
- <http://www.angstrom.uu.se/solidstatephysics/education/kvant/pdf/supraledning.pdf>
- <http://www.forskning.no/Artikler/2003/oktober/1065526989.54>