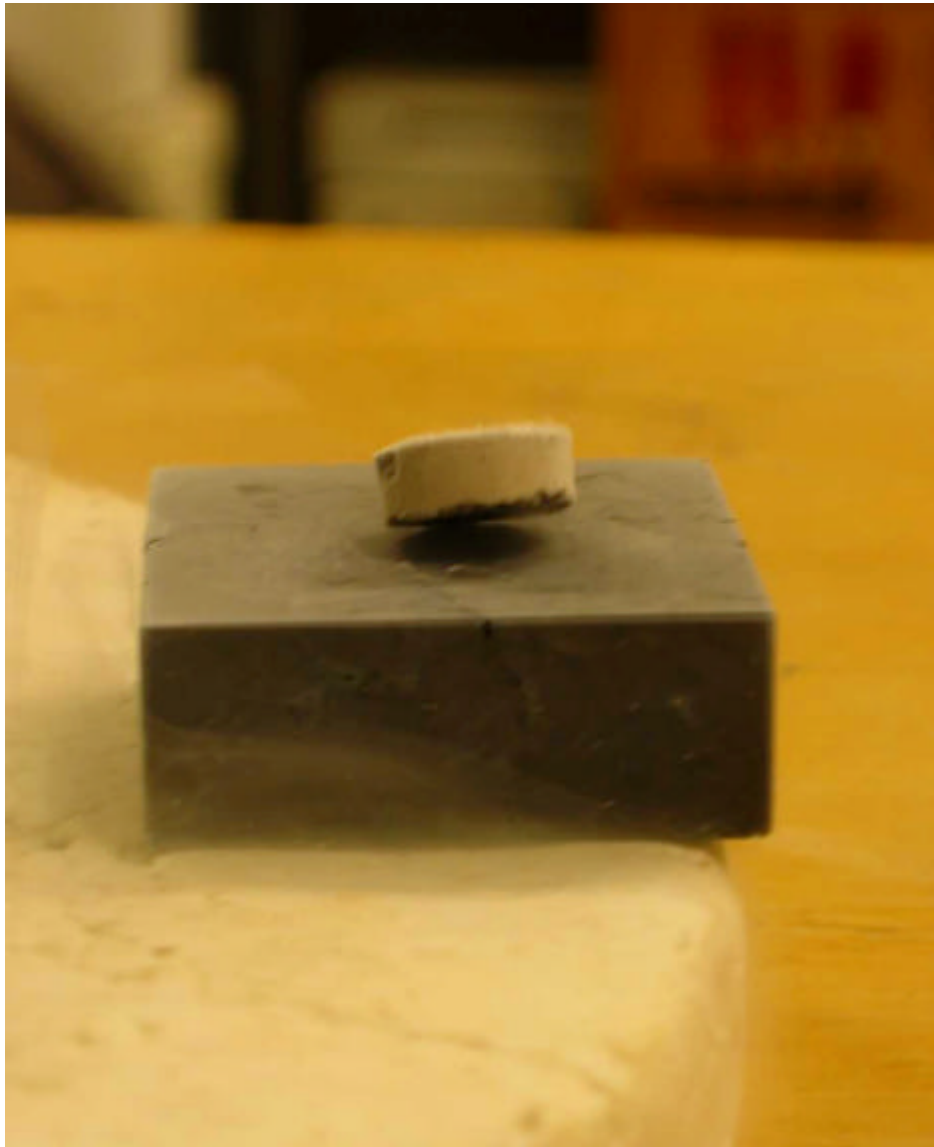


Superleder

Prosjektrapport i FY1303: Elektrisitet og magnetisme
Våren 2004



Av
Sunniva Henriksen
Marthe Marie Meltzer
(22.04.2004)

Innholdsfortegnelse

Sammendrag	s. 2
1. Innledning	s. 2
2. Historikk	s. 2
3. Type I superleder	s. 3
3.1 Kritisk magnetfelt	s. 4
3.2 Penetrasjonsdybde (feltinntrengning)	s. 4
4. Meissner-effekten	s. 5
4.1 Londonlikningene	s. 5
5. Type II superleder	s. 7
5.1 Pinning	s. 8
5.2 Høy-temperatur superleder	s. 10
6. Demonstrasjon av Meissner-effekt og pinning	s. 11
7. BCS-teori	s. 13
7.1 Cooperpar	s. 13
7.2 Energigap	s. 14
8. Koherenslengde	s. 16
9. Vedvarende strøm og fanging av magnetisk fluks	s. 17
10. Flukskvantisering	s. 17
11. Laboratorieforsøk – Ved hvilken temperatur er loddetinn superledende?	s. 19
Sammendrag	s. 19
Innledning	s. 19
Utstyr	s. 19
Metode	s. 20
Resultater	s. 21
Vurdering av resultatene	s. 23
Konklusjon	s. 23
12. Anvendelser av superleder	s. 23
13. Konklusjon	s. 25
14. Referanser	s. 26

Sammendrag

I denne prosjektoppgaven har vi studert superledere. Dette er et forskningsfelt i stadig utvikling. Vi har sett nærmere på hva en superleder er, hva slags typer som finnes, deres egenskaper og anvendelser, og vi har studert teorien for dem. I tillegg har vi gjort et laboratorieforsøk som gikk ut på å bestemme den kritiske temperaturen til loddetinn. Dessuten har vi observert en demonstrasjon av Meissner-effekten og pinning. Man håper at man vil få større praktisk nytte av superledere i framtiden.

1. Innledning

Superledere er metaller og keramiske stoffer som mister all motstand når de kjøles ned til sin bestemte kritiske temperatur, T_c . Det gjør at de kan lede strøm uten energitap, noe som for metaller forklares ved hjelp av BCS-teorien. For ytre magnetfelt under et kritisk punkt, vil en superleder oppføre seg som en perfekt diamagnet. Da vil det totale magnetfeltet inne i superlederen være null, noe som forklares av Meissner-effekten og Londonlikningene. Det finnes to typer superledere som har forskjellige magnetiske egenskaper. Type I består av metaller som kan lede strøm ved romtemperatur og har svært lave kritiske temperaturer. Type II består for det meste av keramer som normalt er isolatorer og har høyere kritiske temperaturer.

Siden dette er et såpass stort emne innenfor fysikken, er det vanskelig å avgrense et prosjekt om superledere til et lite område. Enkelte områder har vi skrevet mer detaljert om, mens andre er mer overfladisk dekket.

2. Historikk

- 1911: Superledning i kvikksølv ble observert av en nederlandsk fysiker: Heike Kamerlingh-Onnes da han kjølte kvikksølvet ned til 4 K. (Men det mest praktiske som kom ut av dette var termosene). Han fikk nobelprisen for sin oppdagelse først i 1913.
- 1933: Walter Meissner og Robert Ochsenfeld oppdaget at superledende materiale vil drive tilbake et ytre påtrykt magnetfelt. Superledere var altså en nærmest perfekt diamagnet. Denne effekten kalles Meissner-effekten.
- 1935: Brødrene Fritz og Heinz London fant en teoretisk forklaring på Meissner-effekten: Londonlikningene.
- 1957: John Bardeen, Leon N. Cooper og J. Robert Schrieffer forklarte hvordan og hvorfor superledning virker med det som kalles BCS-teorien. En sentral del av denne teorien var Cooperparene. For dette fikk de nobelprisen i 1972.
- 1962: Første kommersielle superledende ledning utviklet av forskere ved Westinghouse.
- 1986: Nå kom det store gjennombruddet. Man klarte å skape en superleder med kritisk temperatur på 30 K. Dette var et gjennombrudd siden det var et keramisk stoff som viste seg å være en superleder. Dette stoffet er nærmest en isolator ved normale temperaturer Karl Alex Müller og Georg Bednorz ved IBM Research Division i Zürich, Sveits, fikk nobelprisen i 1987. Denne oppdagelsen utløste en voldsom interesse for feltet, og stadig nye superledere ble oppdaget.
- 1987: Karl Müller og Georg Bednorz oppdaget YBCO som er superledende ved 92 K. Dette var det første stoffet som hadde en så høy kritisk temperatur at den er mulig å

oppnå med flytende nitrogen. Dette er mye lettere tilgjengelig enn flytende helium, som var nødvendig tidligere.

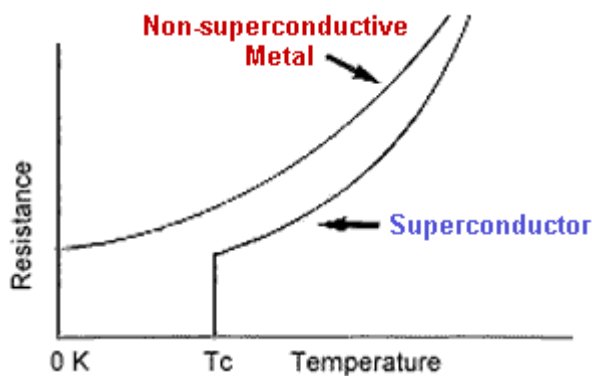
- Nåværende rekord på kritisk temperatur er 138 K med stoffet $\text{Hg}_{0.8}\text{Ti}_{0.2}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8.33}$.
- 2003: Nobelprisen i fysikk gikk til tre fysikere for deres arbeid med superledere og supervæsker: Alexei Abrikosov, Vitaly Ginzburg og Anthony Legget.

(Kilder: Nobelprisen i fysikk, Superconductors, Serway et al. 1997).

3. Type I superledere

De første superlederne som ble oppdaget var av Type I. Det hele begynte med Heike Kamerlingh-Onnes som i 1911 fant ut at kvikksølv mistet all motstand når det ble kjølt ned til 4,15 K.

Superledere av type I er i hovedsak metaller som også er ledende ved normale temperaturer, men som har null motstand, altså blir superledere, når de kjøles ned til noen få kelvin. Overgangen til superledende stoff er veldig skarp, som vist på grafen under.



Type I superleder: Graf som viser den brå overgangen til superledende tilstand (hentet fra <http://www.superconductors.org/Type1.htm>).

Temperaturen et stoff må kjøles ned til før det oppnår superledende effekter er da stoffets kritiske temperatur T_c .

Denne temperaturen varierer fra stoff til stoff, men felles for alle superledere av type I er at det er snakk om veldig lave temperaturer fra rundt 8 K og nedover.

Disse stoffene oppfører seg som perfekte diamagneter, og dersom de ved kritisk temperatur blir utsatt for et magnetfelt, vil det induseres en overflatestrøm i superlederen. Denne strømmen vil sette opp et motsatt magnetfelt slik at det blir null magnetfelt totalt i stoffet. Dette er da veldig kort forklart, det som kalles Meissner-effekten.

Type I var de superlederne som først ble oppdaget og som krever lavest temperaturer for å oppnå sin superledende effekt.

Dersom type I superledere blir utsatt for et magnetfelt som overskrider det kritiske magnetfeltet, vil den superledende tilstanden bli ødelagt, og stoffet vil miste sin superledende evne og igjen ha en endelig motstand. Denne grensen kalles da det kritiske magnetfeltet.

3.1 Kritisk magnetfelt

Den kritiske temperaturen minker etterhvert som magnetfeltet øker. Alle type I superledere har et kritisk magnetfelt, B_c , som avhenger av temperaturen. Når det ytre magnetfeltet blir større enn dette kritiske magnetfeltet, vil den superledende tilstanden bli ødelagt, og materialet returnerer til sin normale tilstand. Det kritiske feltet avhenger av temperaturen i omgivelsene og stoffets kritisk temperatur og er på formen

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

Det kritiske magnetfeltet ved null grader, $B_c(0)$, er forskjellig for alle superledere, men henger sammen med den kritiske temperaturen til stoffet

$$B_c(0) \approx 0.01 T_c. \quad (3.2)$$

Det kritiske feltet setter også en grense for hvor mye strøm en superleder kan transportere før den går vekk fra sin superledende tilstand. Fra amperes lov vil en strøm I i en leder generere et magnetfelt B , utenfor lederen med styrke

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}. \quad (3.3)$$

r er her avstanden fra sentrum av lederen og ut til overflaten. Dermed kan ikke en superleder lede uendelig mye strøm. Den vil ha en øvre kritisk grense som avhenger av stoffet vi bruker.

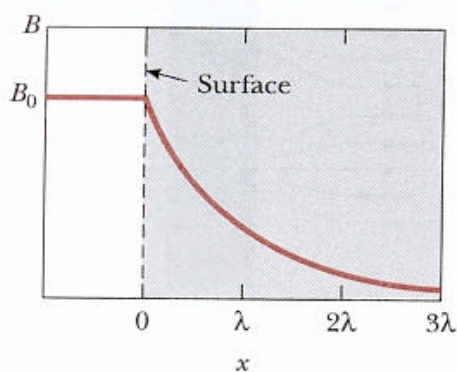
Da superledning ble oppdaget var problemet lenge å forstå hva som skjedde. Det store gjennombruddet kom med BCS-teorien og Cooperpar. Denne teorien forklarer blant annet hvordan to elektroner kan virke tiltrekkende på hverandre til tross for at de egentlig har samme ladning, og ifølge Coulombs lov skulle ha frastøtt hverandre.

3.2 Penetrasjonsdybde (feltinntrengning)

Som beskrevet tidligere vil det magnetiske feltet forsvinne fra superlederen ved hjelp av overflatestrømmer. I virkeligheten lages ikke disse strømmene i et uendelig tynt lag på overflaten, men de penetrerer et lite stykke inn i superlederen. Dermed vil vi ha en liten magnetisering også inne i superlederen. Stykket strømmene penetrerer inn i superlederen er ca 100 nm, og her vil magnetfeltet avta eksponentielt fra verdien til det ytre magnetfeltet til null. Dette kan beskrives ved hjelp av formelen under, og vises på figuren til høyre:

$$B(x) = B_0 e^{-x/l}. \quad (3.4)$$

Her antar vi at overflaten til superlederen og det ytre magnetfeltet er parallelle. B_0 er her magnetfeltet ved overflaten til stoffet, x er avstanden fra overflaten inn til et indre punkt, og l



Magnetfelt inne i en superleder: En ser her at Magnetfeltet avtar eksponensielt inne i superlederen (hentet fra Serway et al. 1997).

er penetrasjonsdybden til stoffet. Typiske verdier for l er fra 10 til 100 nm. Penetrasjonsdybden varierer med temperaturen i henhold til følgende formel:

$$l(T) \approx l_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (3.5)$$

Her er l_0 penetrasjonsdybden ved 0 K. Vi kan da se av dette uttrykket at når T nærmer seg T_c nedenfra, vil penetrasjonsdybden nærme seg uendelig, og superlederen vil gå tilbake til en normal tilstand, dvs. ikke lenger være superledende.

Penetrasjonsdybden er altså den karakteristiske avstanden et magnetfelt penetrerer en superleder.

(Kilder: Superconductors, Serway et al. 1997, Rohlf 1994).

4. Meissner-effekten

Meissner-effekten er det som gjør at magnetfeltet skyves helt ut av en superleder når den når sin kritiske temperatur. I type I superledere forsvinner magnetfeltet inne i superlederen helt, og vi sier at stoffet er en perfekt diamagnet.

Det at et stoff er en diamagnet betyr at når det blir utsatt for et magnetfelt vil stoffet sette opp et motsatt rettet magnetfelt som svekker det påtrykte feltet. Når det er en perfekt diamagnet, betyr det at magnetfeltet blir helt borte i det aktuelle stoffet.

Dersom vi har en superleder ved romtemperatur i et magnetfelt vil magnetfeltet gå gjennom superlederen. Idet superlederen blir nedkjølt til sin kritiske temperatur, vil dette magnetfeltet bli "feid ut" av superlederen, og det vil være null magnetfelt igjen inne i superlederen. Dette blir da forklart med at det ytre magnetfeltet induserer en strøm på overflaten til superlederen. Denne strømmen setter opp et motsatt rettet magnetfelt som kompenserer for det påtrykte feltet. Dette betyr at superstrømmen magnetiserer superlederen i motsatt retning av det ytre feltet slik at vi får $\mathbf{B} = 0$ inne i superlederen. Fortsatt gjelder likningen

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}). \quad (4.1)$$

Her er $\mathbf{H}$ det ytre magnetiske feltet som virker på superlederen og $\mathbf{M}$ det magnetfeltet som superlederen skaper ved hjelp av superstrømmer på overflaten. Altså virker det hele som en spole med mange tette viklinger som det blir sendt strøm igjennom. For at vi skal kunne få $\mathbf{B} = 0$ inne i superlederen må $\mathbf{M} = -(1/\mu_0)\mathbf{H} = \chi\mathbf{H}$, hvor $-1/\mu_0 = \chi$ er magnetisk susceptibilitet. Superlederen vil nå være en superledende magnet.

Den magnetiske fluksen fjernes helt fra det indre av superlederen, forutsatt at magnetfeltet ikke er for stort slik at det overstiger den kritiske verdien for magnetfelt, $\mathbf{B}_c$. En type I superleder som er superledende i nærvær av et ytre magnetfelt sies å være i Meissner-fase.

4.1 Londonlikningene

I 1935 fant Fritz og Heinz London en teoretisk forklaring på Meissner-effekten. London likningen sier at den tidsderiverte av den superledende strømtettheten $\mathbf{J}$ er proporsjonal med det elektriske feltet

$$\frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} = a \mathbf{E} . \quad (4.2)$$

Her er a en konstant. Denne ligningen kan sammenlignes med Ohms lov som brødrene London fant ut at ikke stemte for superledere

$$\mathbf{J} = s \mathbf{E} . \quad (4.3)$$

Som vi ser av ligning (4.2), vil strømmen i en superleder kunne eksistere selv om det elektriske feltet er null. Den superledende fasen er en fase med uendelig konduktivitet. Et elektrisk felt i en superleder forårsaker en akselerasjon av elektronene. Man kan skrive den superledende strømmen ved hjelp av tettheten til elektronene n og driftshastigheten $\mathbf{v}_d$

$$\mathbf{J} = ne\mathbf{v}_d . \quad (4.4)$$

Strømmen er direkte proporsjonal med hastigheten til elektronene. Dersom man tar den tidsderiverte,

$$\frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} = ne \frac{d\mathbf{v}_d}{dt} , \quad (4.5)$$

kan man skrive elektronakselerasjonen som den elektriske kraften delt på elektronmassen, og man får formelen

$$\frac{d\mathbf{v}_d}{dt} = \frac{e\mathbf{E}}{m} . \quad (4.6)$$

Man kan da skrive

$$\frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} = \frac{ne^2\mathbf{E}}{m} . \quad (4.7)$$

Dermed vil konstanten a i Londonlikningen (4.2) være

$$a = \frac{ne^2}{m} . \quad (4.8)$$

Londonlikningen forklarer da Meissner-effekten teoretisk. Dersom man tar curl på begge sider av likning (4.2), får man

$$\frac{\partial(\nabla \times \mathbf{J})}{\partial t} = a \nabla \times \mathbf{E} . \quad (4.9)$$

Dersom vi nå bruker Faradays lov på differensialform, $\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$, får vi

$$\frac{\partial(\nabla \times \mathbf{J})}{\partial t} = -a \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (4.10)$$

eller

$$\nabla \times \mathbf{J} = -a\mathbf{B}. \quad (4.11)$$

Amperes lov med $\partial \mathbf{E} / \partial t = 0$ er

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (4.12)$$

De to siste likningene gir

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{B} = -\mu_0 a \mathbf{B} \quad (4.13)$$

som kan skrives på følgende måte:

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \mu_0 a \mathbf{B} \quad (4.14)$$

Her har vi brukt identiteten $\nabla \times \nabla \times \mathbf{B} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B}$ og $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ (Gauss' lov).

Eneste uniforme magnetfelt som tilfredsstiller dette uttrykket er $\mathbf{B} = 0$. Altså må magnetfeltet inne i en superleder være lik null, slik Meissner-effekten også tilsier.

(Kilder: Rohlf 1994, Schwartz 1990).

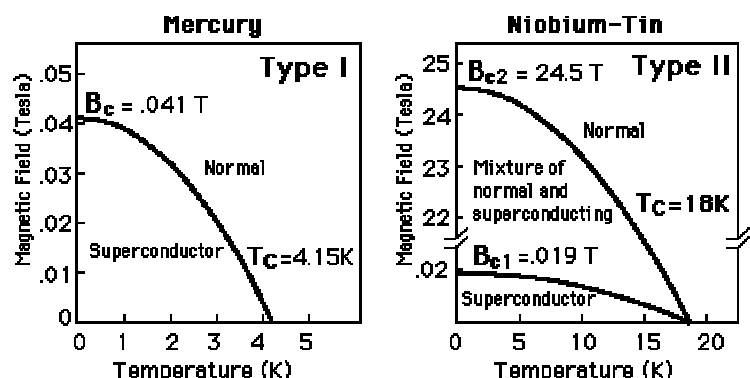
5. Type II superledere

Mens type I superledere hovedsakelig består av rene metaller som har ganske høy ledningsevne ved romtemperatur, består type II superledere for det meste av legeringer, metalloksider og keramer som ikke har noe evne til å lede strøm ved romtemperatur. Type II superledere er ofte kalt harde superledere fordi de bokstavelig talt er mekanisk harde.

B. T. Matthias og hans samarbeidspartnere målte i 1953 den kritiske temperaturen til niobium-tinn (Nb_3Sn) til å være 18 K. Senere, i 1958, oppdaget J. Eugene Kunzler og hans medarbeidere at Nb_3Sn var superledende selv ved sterke magnetiske felt og stor strømtetthet. Type II superledere har altså en høyere kritisk temperatur, kan lede sterkere elektriske strømmer og tåler høyere kritisk magnetfelt enn en type I superleder.

Den viktigste forskjellen mellom type I og type II er at de har forskjellige magnetiske egenskaper. Mens type I har ett ytre kritisk magnetfelt, B_c , har type II to ytre kritiske magnetfelt, B_{c1} og B_{c2} . Disse magnetfeltene er temperatur-avhengige og forholder seg slik:

$$B_{c1}(0) < B_c(0) < B_{c2}(0)$$



Kritisk magnetfelt: Kritisk magnetfelt som funksjon av temperatur for kvikksølv (type I) og niobiumtinn (type II). Eksempel på $B_{c1}(0) < B_c(0) < B_{c2}(0)$ (HyperPhysic).

For magnetfelt mindre enn B_{c1} vil type II superlederen være superledende som for type I. Da er $\mathbf{B} = 0$ inne i superlederen. For magnetfelt over B_{c2} vil superlederen være normal, altså ikke superledende, akkurat som en type I vil være over B_c . Det som gjør type II superlederen så spesiell er det som skjer mellom B_{c1} og B_{c2} .

For ytre magnetiske felt sterkere enn B_{c1} er det energetisk gunstig å la noe fluks trenge inn i ledere. I området $B_{c1} < B < B_{c2}$, kalt virvelfasen (engelsk: vortex), vil noe av magnetfeltet trenge gjennom normale (ikke superledende) kjerner som er omgitt av sirkulerende superledende strømmer som vist i figuren. Mellom disse kjernene er det fortsatt superledende materiale. Vi har da en blanding av superledende og normal tilstand.

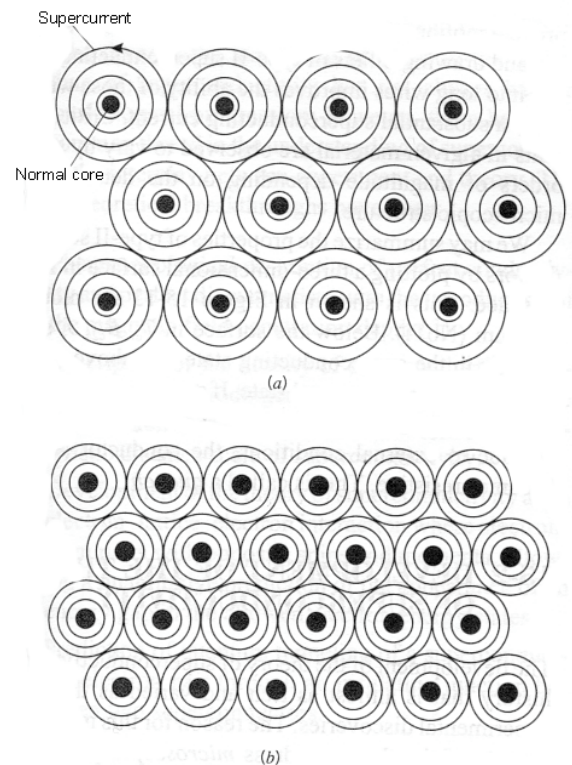
Strømvirvlene vil være parallelt orientert i forhold til det ytre magnetiske feltet, $\mathbf{B}$. For hver strømvirvel danner superstrømmen et lite magnetfelt $\mathbf{B}$. Dette magnetfeltet er størst inne i kjernen. Dette kan gjøre superlederen til en ekstremt sterk magnet. Størrelsen på en normal kjerne er typisk på 300 nm. Avstanden mellom kjernene er avhengig av det ytre magnetfeltet.

Hvis vi øker det ytre magnetiske feltet, vil ikke størrelsen til virvlene eller den magnetiske fluksen forandres. Bare antall virvler øker. Øker vi magnetfeltet, trenger vi sterkere superstrømmer for å holde dette feltet ute av superlederen. For store nok verdier blir avstanden mellom strømvirvlene så liten at kjernene overlapper hverandre. Da slutter materialet å være superledende. Over B_{c2} går ledere over i normal fase med $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ og $\mathbf{M} = 0$.

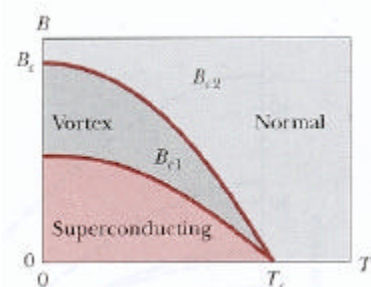
Virvelfasen til type II superledere ble først teoretisk forutsagt av den sovjetiske fysikeren A. A. Abrikosov i 1957, og disse virvlene kalles derfor ofte Abrikosov virvler.

5.1 Pinning

En veldig viktig og interessant egenskap ved en type II superleder, er pinning (fluksforankring). I virvelfasen oppstår det som nevnt superstrømmer som hver lager et magnetfelt som er sterkest i sentrum av de normale kjernene. Disse små magnetfeltene kan sees på som



Et snitt gjennom en superleder i virvelfase: Superstrømmer sirkulerer rundt en normal kjerne. Avstanden mellom virvlene avhenger av det ytre magnetfeltet. I b) er det sterkere enn i a) (Rohlf, 1994).



Typisk type II: Krittisk magnetfelt, B_c , som funksjon av temperatur for en type II superleder (Serway et al. 1997).

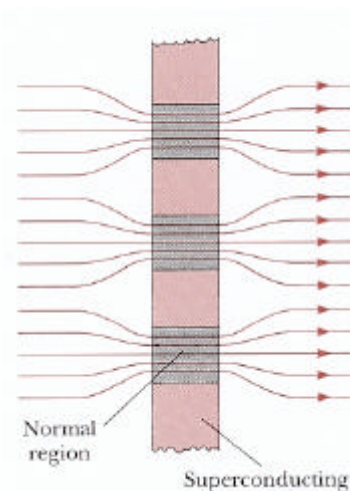
reelle flukslinjer, hver med nøyaktig samme kvantiserte magnetiske fluks. Gjennom forsøk ble denne fluksen bestemt til å være

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} \quad (5.1) \quad \text{der } h \text{ er Plancks konstant og } e \text{ er elementærladningen.}$$

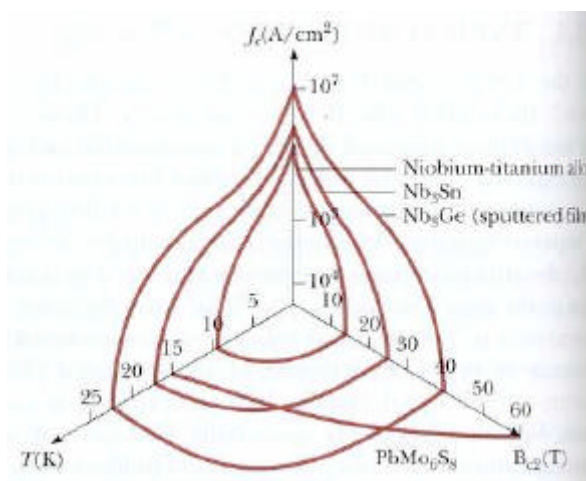
Ved å sende sterke strømmer gjennom superlederen kan strømvirvlene begynne å frastøte hverandre. Når en strøm er tilstedeværende, virker det en kraft på virvlene som får dem til å bevege seg, noe som kalles fluksbevegelse. Denne bevegelsen skyldes forandring i fluks over tid. En del av energien som blir brukt til å flytte disse virvlene kommer av friksjon, noe som betyr at vi får en elektrisk motstand i lederen. Det er jo ikke gunstig!

I en ideell type II superleder kan strømvirvlene bevege seg inn og ut av superlederen uten hindring. Ved å lage flere mikroskopiske defekter og urenheter kan man forankre flukslinjene slik at de ikke beveger seg. Det er nettopp dette som kalles pinning. Strømvirvlene binder seg da til mer energetisk foretrukne steder. Slik kan en transportstrøm strømme rundt virvlene uten friksjon. Det finnes nå teknikker for å feste flukslinjene i de fleste typiske metalliske superledere.

Den kritiske strømtettheten er avhengig av virvlenes mulighet til å bevege seg. En type II superleder kan bare lede en strøm uten motstand hvis disse virvlene er forankret. Den strømmen som ved multiplikasjon med magnetisk fluks i strømvirvlene gir en Lorentz-kraft som overvinnes bevegelsen til virvlene, er den kritiske strømmen en type II superleder kan lede. Den mikroskopiske strukturen i materialet er veldig viktig for den maksimale strømtyrken den kan lede.



Skisse av snitt gjennom en type II superleder: Materialet består av normale områder hvor magnetiske feltlinjer kan passere gjennom og superledende områder (Serway et al. 1997).



Tredimensjonal framstilling av flere type II superledere som viser kritisk strømtetthet, temperatur og øverste kritiske ytre magnetfelt, B_{c2} . Innenfor "skallet" er materialet superledende (Serway et al. 1997).

(Kilder: Ginzburg et al. 1994, Rohlf 1994, Serway et al. 1997).

5.2 Høy-temperatur superleder

I 1986 ble en ny type innenfor type II superledere oppdaget. J. Georg Bednorz og Karl Alex Müller oppdaget at keramet $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ ble superledende ved $T_c = 30 \text{ K}$. Dette var veldig overraskende fordi dette materialet er til vanlig en isolator, og ingen hadde forventet at den kunne bli superledende. Dessuten var dette den høyeste kritiske temperaturen som hadde blitt målt på 75 år. Dette førte til at de fikk Nobelprisen i fysikk i 1987.

Bare noen måneder etter at høy-temperatur superledere ble oppdaget, ble en ny grense brutt. C. W. Chu fant ut at $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, populært kalt YBCO, hadde en kritisk temperatur på 92 K. Dette var det første materialet med høyere T_c enn kokepunktet for nitrogen, som går over i gassform ved 77 K. Det var et viktig skritt for forskerne, som nå kunne bruke flytende nitrogen som kjølemiddel. Det er mye lettere og billigere å fremstille enn flytende hydrogen.

De fleste høy-temperatur superledere er bygd opp av forskjellige kobberoksidlag, med andre atomer som mellomlag. Når materialet er superledende, leder kobberoksidlagene strømmen. Det er for det meste atomene imellom disse lagene som avgjør den kritiske temperaturen.

Ved å dope materialer som ikke er superledende i seg selv, kan man lage superledende materialer. La_2CuO_4 er et godt eksempel på et slikt tilfelle. Hvis det blir dopet med barium, strontium eller kalsium blir det superledende. La_2CuO_4 har et odde antall elektroner i det ytre skallet. De odde elektronene i kobberatomene vil påvirke hverandre slik at de har spinn som veksler opp og ned. Dette kalles antiferromagnetisme og forhindrer materialet å bli superledende. Men ved å tilføre for eksempel barium gir kobberatomene fra seg elektroner til bariumatomene, som fører til hull i ledningsbåndet. Tilfører man riktig mengde barium, vil materialet bli superledende.

Den høyeste kritiske temperaturen som er målt hittil er 138 K. I tillegg til å ha høye kritiske temperaturer, kan slike materialer tåle sterkere magnetfelt enn de fleste andre superledere.

Men det er vanskelig å utnytte de nye kobberoksid superlederne praktisk. Koherenslengden til slike superledere er veldig kort, noe som gjør det vanskelig å forankre flukslinjene. Dermed får man ikke utnyttet den høye kritiske temperaturen materialene har. Ved Institutt for fysikk ved NTNU forskes det på en ny metode som kan løse dette problemet. Ved å legge inn karbon-nanorør med diameter 100 Å i superlederen, håper man at flukslinjene kan feste seg inne i disse rørene. Slik kan man minske energitapet som skyldes bevegelsen til flukslinjene.

En forskergruppe ved UiO har som de eneste i verden utviklet en optisk metode for å observere feltlinjene og hvordan de festes inne i superlederen. Med et magneto-optisk mikroskop kan man se disse flukslinjene direkte når de trenger inn i materialet ved $\mathbf{B}_{c1}$ og fester seg. Slik kan de skille mellom de svake og gode delene av superlederen. Håpet er at de med dette apparatet kan finne gode metoder for å forankre flukslinjene, slik at man kan utnytte høy-temperatur superledere på best mulig måte.

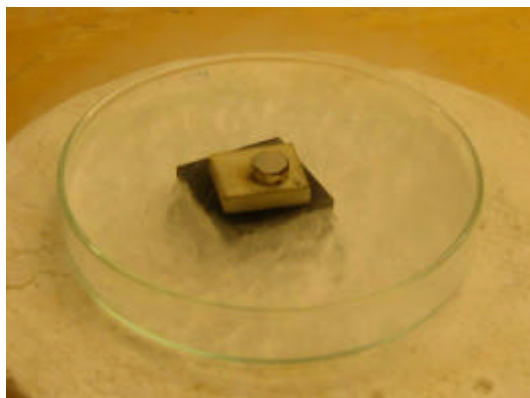


Magnettråder: Med et magneto-optisk mikroskop kan man se magnetfeltet trengende inn i superlederen. Disse magnettrådene er typisk 200 nm i diameter! (Løvhaug, 2003).

6. Demonstrasjon av Meissner-effekt og pinning

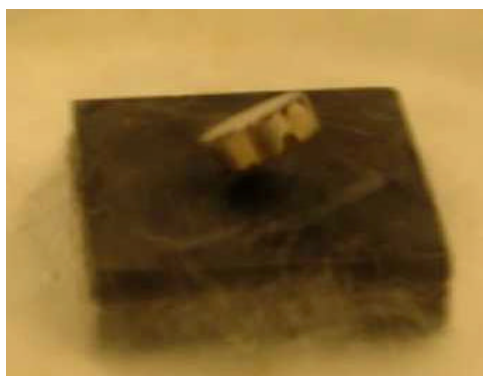
Dette forsøket gjorde vi mens vi ventet på at temperaturen skulle synke i det andre forsøket, og er mer leking og demonstrasjon enn et forsøk. Dette er en veldig enkel måte å vise fenomenet superledning og superledende magnet.

Her hadde vi en type II superleder i en glassbolle med en keramisk plate og en magnet oppå den igjen, og tilsatte flytende nitrogen slik bildet viser. Superlederen vi brukte her var $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, som blir superledende ved 92 K.



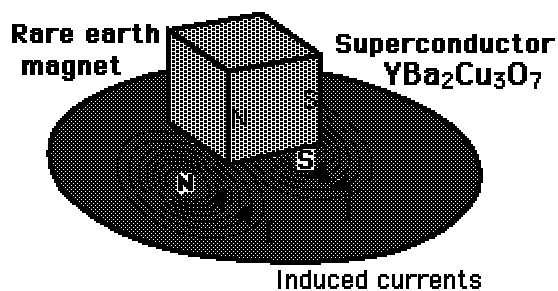
Glasskaret fylt med flytende nitrogen

Når vi mente superlederen var kjølt nok ned, ble den keramiske platen fjernet. Magneten svevde nå over superlederen. Superlederen er altså blitt en superledende magnet:



Magneten svever over superlederen.

Dette skjer siden superlederen setter opp magnetfelt for å kansellere det ytre magnetfeltet, Meissner-effekten, slik at det blir null magnetfelt inne i superlederen.



Magnetfelt: En ser her hvordan magnetfeltet i superlederen innretter seg (hentet fra nettsiden <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/hframe.html>).

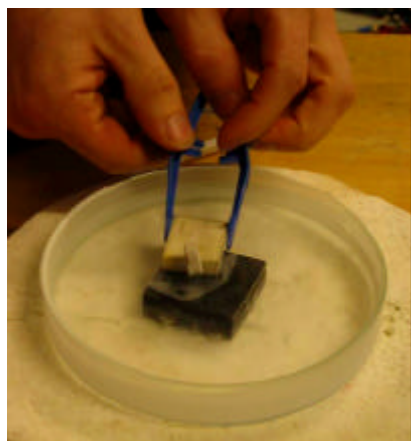
Superlederen slipper nå inn noe av magnetfeltet siden det her er små huller i superlederen som ikke er superledende. Her danner det seg små virvler, tornadolignende superstrømmer som setter opp et

magnetfelt. Det er i disse små hullene vi nå får pinning. Magnetfeltet i de små hullene vil rette seg slik at de går samme vei som det ytre magnetfeltet som virker inn på superlederen.

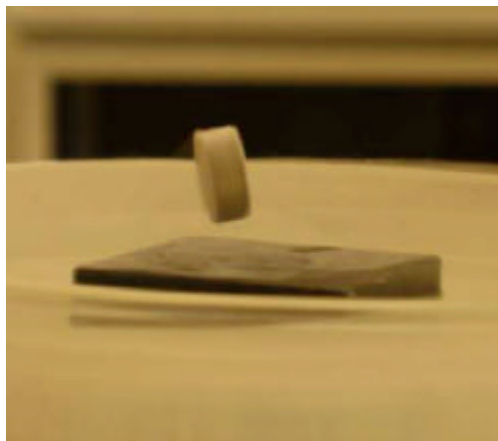
Selv om magneten fjernes fra superlederen vil vi nå ha disse små magnetene inne i superlederen. Og magneten er stabil der den ligger. Det vil si at dersom vi dytter på magneten, faller den tilbake til der den befant seg, nemlig svevende over superlederen. Alle de små magnetfeltene summerer seg opp til et kraftig magnetfelt slik at vi må bruke en veldig kraft for å kunne klare å presse magneten helt ned på superlederen. Slik vil det være helt til superlederen blir for varm og mister sin superledende effekt.

Mens superlederen var nedkjølt, kunne vi også løfte opp superlederen og snu den opp ned. Da ble magneten hengende fast under superlederen. Dette kan skje for med en type II superleder kan den magnetiske kraften enten virke frastøtende eller tiltrekkende, avhengig av retningen på magnetiseringen. Den magnetiske kraften balanserer akkurat gravitasjonskraften. Dette skjer på grunn av pinning (fluksankring). Magnetten er i sitt stabile punkt over superlederen. Selv om vi snur superlederen vil magneten ha sitt stabile punkt på samme sted og derfor "henge fast" under superlederen. Vi så det samme hvis vi prøvde å dytte på magneten. Den ville da falle tilbake til sin opprinnelige posisjon.

Enda en gang kjølte vi ned superlederen, denne gangen med den keramiske platen imellom magneten og superlederen. Magnetten ble satt på høykant oppå den keramiske platen. Når vi nå fjerner den keramiske platen svedde magneten igjen:

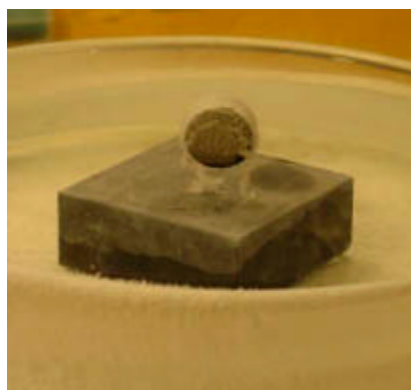


Ulrik fjerner den keramiske platen

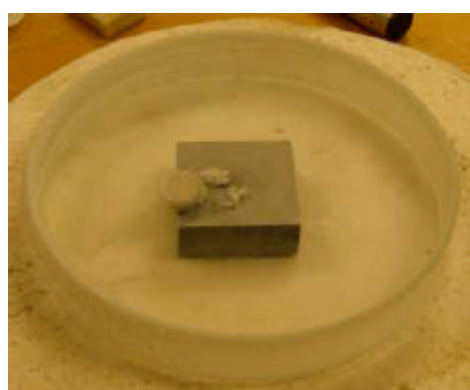


Magnetten snurrer nesten friksjonsfritt

Dersom vi nå ga magneten en liten dytt roterte den veldig lett, nærmest friksjonsfritt for da flytter vi ikke på flukslinjene og rotasjonen koster nesten ingen energi. Dette vil den i prinsippet gjøre helt til superlederen blir for varm og mister superledereffekten. Da vil magneten falle ned på superlederen.



Superlederen begynner å bli for varm, og magneten nærmer seg superlederen.



Superlederen har mistet sin superledende effekt og har gått over til normaltstand.

(Kilder: HyperPhysics, Superlab, Schwartz (1990), Ulrik Thisted).

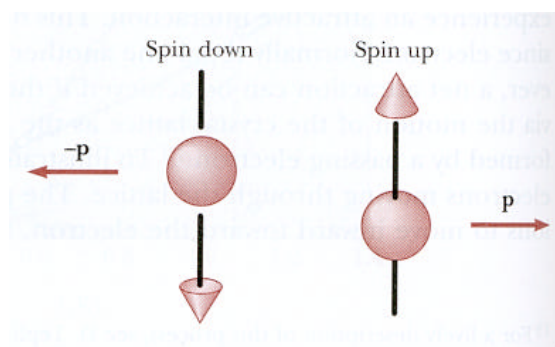
7. BCS-TEORI

Det var ikke før i 1957 at verden fikk en fullstendig mikroskopisk teori om superledere av metaller og legeringer, kalt BCS-teori etter John Bardeen, Leon N. Cooper og John Robert Schrieffer som utarbeidet den. Denne teorien har senere blitt omtalt som noe av det viktigste arbeidet innenfor teoretisk fysikk i det 20. århundre. Det mest sentrale ved BCS-teorien, er at det virker en tiltrekkende kraft mellom to elektroner i superlederen. Disse danner et såkalt Cooperpar. Man skulle tro at dette var umulig. Det strider jo imot vår oppfatning om at to like ladede partikler alltid frastøter hverandre. Men slik er det altså ikke.

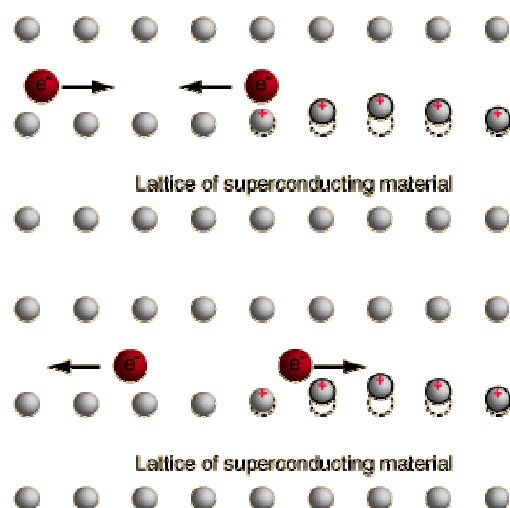
7.1 Cooperpar

Allerede før BCS-teorien forklarte fenomenet superleder, visste man at svingningene til ionene i metaller, kalt fononer, var en del av forklaringen. Dette trodde man fordi resultatene av kritisk temperatur, T_c , for ulike isotoper av samme metall, var avhengig av ionemassen til metallionene. Dette kalles isotopeffekt. Cooper fant ut at elektronene opplevde en svak tiltrekking via en midlertidig deformering av ionegitteret i superlederen, kalt elektron-fonon-elektron vekselvirkning, slik at to elektroner dannet et par, kalt Cooperpar. Siden det ikke er en direkte vekselvirkning, men et samspill mellom elektronene og ionegitteret i superlederen er den grunnleggende fysikken bevart.

Et Cooperpar består av to elektroner med motsatt spinn og impuls slik at total spinn er null. Det betyr at de kan alle være i samme tilstand, i motsetning til elektroner, som er fermioner. De må alle være i forskjellige tilstander. Hvis den lineære impulsen er lik, men motsatt rettet når superlederen er i superledende fase, er det ingen total strøm. Vi får en total superledende strøm hvis impulsene er litt forskjellige og motsatt rettet.



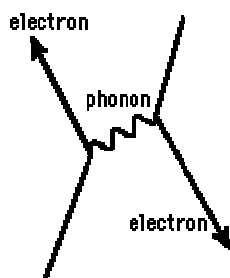
Cooperpar: Et Cooperpar består av to elektroner med motsatt rettet spinn og impuls (Serway et al., 1997).



Elektron-fonon-elektron vekselvirkning:

Et elektron tiltrekker seg de positive ionene langs sin ferd gjennom gitteret. Et motsatt rettet elektron tiltrekkes det positive området. (Figur hentet fra HyperPhysics).

Enkelt forklart ser man for seg at et av elektronene i et Cooperpar går gjennom ionegitteret og tiltrekker seg de positive ionene fra likevektsposisjonene deres. Dette fører til polarisering, en liten positiv økning i ladning, slik at når neste elektron i paret kommer, tiltrekkes det dette området. Elektronet har veldig stor fart, ca. 100 000 m/s, i forhold til svingningene til ionene. Det vil si at ionene har omtrent samme forskyvning når det andre elektronet ankommer. Det er veldig viktig at neste elektron ikke kommer nær ionet for tidlig, for ikke å bli frastøtt av det første. Avstanden mellom elektronene er som regel på flere hundre nanometer, tre størrelsesordener større enn avstanden mellom ionene i gitteret.



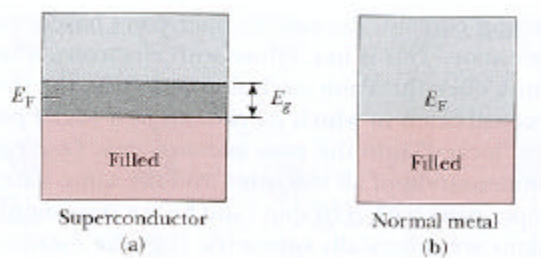
Feynmandiagram: Tiltrekkingen av to elektroner via et fonon kan vises i et slikt Feynmandiagram (Rohlf, 1994).

Gitter som ikke er perfekte og svingninger i gitteret som normalt sprer elektroner, har ingen effekt på Cooperpar. Dette fører til ingen resistivitet og vedvarende strøm. Så det som normalt skaper motstand i lederen ved vanlig temperatur, har ingen betydning når lederen er superledende.

Men hvorfor dannes det plutselig noen Cooperpar ved T_c ? Svaret ligger i å betrakte superlederen som et stort kvantemekanisk system med ulike energinivåer. Ifølge BCS-teorien er en grunntilstand nådd når alle elektronene har gått sammen i bundne par. Alle elektronene er da kondensert i samme tilstand, Cooperparene er låst i samme kvantetilstand. Hvis en skal redusere impulsen til et Cooperpar, må en samtidig redusere impulsene til alle Cooperparene. Setter vi på en spenning over superlederen, vil alle Cooperparene settes i bevegelse, slik at vi får en strøm gjennom lederen. Blir spenningen fjernet vil strømmen fortsette siden parene ikke møter noen motstand. For at strømmen skal stoppe, må alle Cooperparene stoppe samtidig, noe som er høyst usannsynlig. Så i en superledende fase vil alle Cooperparene samarbeide seg imellom. Siden alle parene er i samme kvantetilstand, har vi at superlederen er et stort makroskopisk kvantemekanisk system.

7.2 Energigap

Mellom grunntilstanden og de eksiterte tilstandene eksisterer det et energigap, E_g . I en vanlig leder finnes det ikke noe energigap. Energigapet representerer den nødvendige energien som skal til for å bryte opp et Cooperpar og oppstår på grunn av bindingsenergien til Cooperparene. Det er et mål på hvor mye termisk energi som må til for å flytte elektronene fra en superledende grunntilstand til en eksitert (normal) tilstand.



Energigap: I en superleder i a) har vi et energigap, mens et normalt metall i b) ikke har det (Serway et al., 1997).

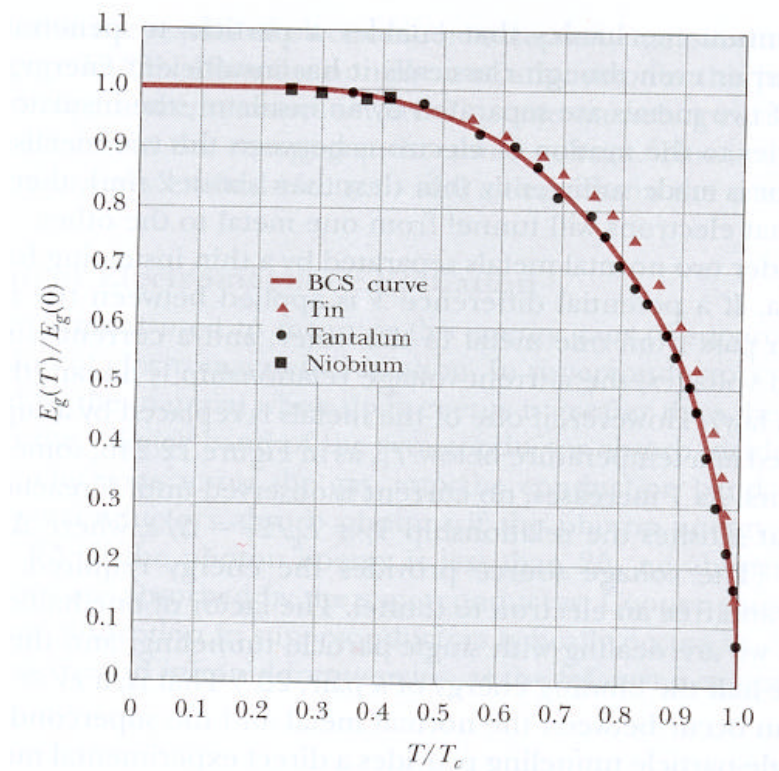
Ved temperaturer over T_c hindrer termisk eksitasjon av elektroner dannelsen av Cooperpar. Når temperaturen senkes, blir det færre elektroner som kan krysse energigapet slik at det kan dannes flere Cooperpar. Dette fører igjen til et større energigap. De tilstandene som før hadde vært hvor energigapet dukket opp, er nå flyttet litt under og litt over gapet. Det totale antall tilstander er ikke forandret, det som er forandret er ved hvilke nivåer energien ligger. Ved 0 K er alle nivåene under energigapet fylt, og den totale energien er lavere enn i normal tilstand. Ingen av Cooperparene kan da eksiteres til høyere energinivåer på grunn av energigapet.

Energigapet i en superleder er av størrelsesorden $k_B T_c$ ($\sim 10^{-3}$ eV) ved $T = 0$ K. Sammenlignet med energigapet i en halvleder (~ 1 eV) og fermi-energien (~ 5 eV) til et metall, er dette veldig lite. (I en vanlig leder er fermi-energien, E_F , den største kinetiske energien de frie elektronene

kan ha ved 0 K). BCS-teorien forutsier kvantitativt størrelsen på energigapet som funksjon av temperatur. Energigapet ved 0 K er lik

$$E_g = 3,53 k_B T_c \quad (7.1)$$

der k_B er Boltzmanns konstant. Dette medfører at superledere med høy kritisk temperatur vil ha store energigap. Størrelsen på et energigap i en superleder avhenger også av det kritiske magnetfeltet. Ved for store ytre magnetiske felt kan den superledende fasen bli ødelagt. Siden de to elektronene i et Cooperpar har motsatt spinn, vil et ytre magnetisk felt heve energien til det ene elektronet og senke energien til det andre. Så når et magnetisk felt er sterkt nok er det energetisk gunstig at dette paret brytes opp i en tilstand hvor spinnene peker i samme retning. Dermed blir den superledende fasen ødelagt ved et bestemt kritisk magnetfelt, B_c .



Måling av energigap: $E_g(T)/E_g(0)$ som funksjon av T/T_c for noen stoffer, og de beregnede BCS-verdiene. Teori stemmer godt med eksperiment (Serway et al., 1997).

Ved temperaturer langt under den kritiske temperaturen til en superleder er størrelsen på energigapet nesten konstant. Da er det et ubetydelig antall elektroner som er i tilstander over energigapet. Når temperaturen er nær T_c , kan tilstrekkelig mange elektroner krysse gapet og dermed redusere antall Cooperpar som igjen reduserer gapet.

Måling av energigap kan gjøres gjennom en-partikkel tunnel-eksperimenter. I 1960 målte Ivar Giæver energigap først med denne metoden. Tilnærmet kan man si at størrelsen på gapet er 0 for temperaturer over T_c og konstant under T_c . For temperaturer nær T_c varierer gapet slik:

$$E_g(T) \approx E_g(0) \sqrt{1 - \frac{T}{T_c}} \quad (7.2)$$

Ved lave nok temperaturer vil alle frie elektroner danne Cooperpar, og ikke bare de som er nære gapet.

Det er viktig å understreke at BCS-teorien bare gjelder for type I superledere, og ikke typiske type II superledere som kobberoksider. For slike superledere finnes det ennå ingen fullgod teori.

(Kilder: Superlab, Ginzburg et al. 1994, Rohlf 1994, Serway et al. 1997).

8. Koherenslengde

Gjennomsnittsdistanzen mellom elektronene i et Cooperpar kalles koherenslengden og har symbol ξ (engelsk: correlation/coherence length). Dette er avstanden for hvor langt unna elektronene i et par har ”kontakt” med hverandre, dvs. den karakteristiske avstandsskalaen for når to elektroner kan danne et Cooperpar. Koherenslengden er den minste dimensjonen hvor superledende fase kan opprettes eller ødelegges. Verdien for ξ varierer fra material til material. For en type I superleder er $\xi > \sqrt{2}l$, mens for type II er $\xi < \sqrt{2}l$.

For en ren superleder kalles denne avstandsskalaen for indre koherenslengde, ξ_0 , og er definert som

$$\xi_0 \equiv \frac{\hbar v_F}{7k_B T_c}. \quad (8.1)$$

Vi ser at koherenslengden avhenger av fermifarten, v_F , og energigapet, E_g ($\sim k_B T_c$), for materialet.

Forholdet, k , mellom penetrasjonsdybden og den indre koherenslengden bestemmer om en superleder er type I eller type II. Koherenslengden er større, jo større verdier for den midlere fri veilengden (engelsk: mean free path). Størrelsesorden på koherenslengden er typisk 10^{-6} m. Det er altså mange atomer mellom elektronene i et Cooperpar.

For en type I superleder er $k < 1$, mens $k > 1$ for type II superledere.

Tabell over koherenslengde og penetrasjonsdybde til noen rene superledere:

Material	Koherenslengde ξ_0 [nm]	Penetrasjonsdybde λ [nm]	Forholdet $k = \frac{\lambda}{\xi_0}$
Sn	230	34	0,16
Al	1600	16	0,01
Pb	83	37	0,45
Cd	760	110	0,14
Nb	38	39	1,02

Verdiene er hentet fra HyperPhysics.

(Kilder: HyperPhysics, Rohlf 1994, Serway et al. 1997).

9. Vedvarende strøm og fanging av magnetisk fluks

Ved bruk av et ledende materiale formet som en ring, kan man fange magnetisk fluks når ringen blir superledende. Utsatt for et ytre magnetisk felt i normal tilstand, vil de magnetiske feltlinjene passere gjennom ringen og gjennom lederen. Men hvis lederen så blir kjølt ned til den blir superledende, vil det induseres superstrømmer på overflaten. Disse strømmene fører til et magnetfelt som oppveier det ytre feltet, slik at $\mathbf{B} = 0$ inne i lederen. Imidlertid går det fortsatt magnetiske feltlinjer gjennom åpningen til ringen.

Hvis det ytre magnetfeltet blir fjernet, vil overflatestrømmen forandre seg slik at $\mathbf{B} = 0$ fortsatt inne i lederen ifølge Lenz' lov. Den magnetiske fluksen som disse strømmene genererer er lik den magnetiske fluksen gjennom ringen som var til stede før det ytre magnetiske feltet ble fjernet.

En forandring i magnetisk fluks ville føre til en elektromotorisk kraft, $\mathcal{E}$, i ringen ifølge Faradays lov. Siden $R = 0$ i superledende fase, kan ikke en slik spenning oppstå. Så lenge lederen er i superledende fase, vil strømmen bare gå og gå uten tap. Ved bruk av kjernemagnetisk resonans (Nuclear Magnetic Resonance, NMR,) har man kommet fram til at slike strømmer kan vare i minst 10^5 år!

Den magnetiske fluksen som går gjennom en slik ring er kvantisert

$$\Phi_m = n \cdot \Phi_0 \quad (9.1)$$

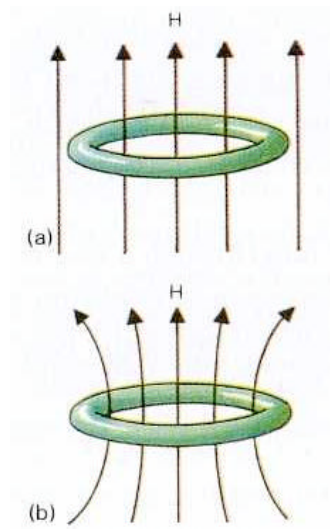
der $\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2,0679 \cdot 10^{-15} \text{ Wb}$ er kjent som det magnetiske flukskvantet.

Hvis en slik ring blir avkjølt til $T < T_c$ før et ytre magnetfelt er til stede, skjer derimot noe annet. Når feltet blir "skrudd på" mens denne ringen er superledende, blir all magnetisk fluks frastøtt fra ringen, inkludert åpningen. Feltet induserer da en overflatestrøm i ringen for å opprettholde null fluks gjennom ringen og åpningen. Blir feltet slått av, forsvinner strømmen.

(Kilder: Ginzburg et al. 1994, Rohlf 1994, Serway et al. 1997).

10. Flukskvantisering

Teoretisk kom man fram til denne kvantiserte fluksen ved å se på grensebetingelsene til bølgefunksjonen til elektronene inne i superlederen. For en tynn superledende ring kan man skrive den gjeldende bølgefunksjonen slik:



Fanging av magnetisk fluks: a) Fluks passerer gjennom åpningen til ringen, men ikke gjennom selve ringen i superledende tilstand. b) Etter at det ytre magnetiske feltet (her: $\mathbf{H}$) er fjernet, vil fluksen gjennom åpningen være fanget så lenge lederen er superledende (Ginzburg et al. 1994).

$$\psi(f) = \sqrt{n_c} e^{i\phi} \quad (10.1)$$

hvor n_c er tettheten av Cooperpar inne i ringen. Hvis man kvadrerer denne bølgefunksjonen, får man tettheten av Cooperpar

$$|\psi(j)|^2 = n_c \quad (10.2)$$

Cooperparene har samme impuls $\mathbf{p}_c$. Bohr-Sommerfelds kvantiseringsbetingelse sier at

$$L = p \cdot r = \frac{nh}{2\pi} \quad (10.3)$$

hvor L er elektronets spinn, p er impulsen til elektronet, og r er radien til den sirkulære elektronbanen. Ved å bruke denne betingelsen som et linjeintegral for grensebetingelsen til bølgelikningen, får vi

$$\oint \mathbf{p}_c \cdot d\mathbf{l} = nh \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (10.4)$$

Strømtettheten til superlederen er gitt ved

$$\mathbf{J} = q \cdot n_c \cdot \mathbf{v}_c \quad (10.5)$$

hvor q er ladningen til et Cooperpar ($2e$).

Impulsen til et Cooperpar er gitt ved

$$\mathbf{p}_c = m_c \cdot \mathbf{v}_c = \frac{m_c}{qn_c} \cdot \mathbf{J} \quad (10.6)$$

hvor m_c er massen og $\mathbf{v}_c$ er farten til et Cooperpar.

Ved å bruke Stokes' teorem og sammenhengen mellom $\mathbf{p}_c$ og $\mathbf{J}$, kan vi skrive kvantiseringsbetingelsen (10.3) slik:

$$n \cdot h = \oint \mathbf{p}_c \cdot d\mathbf{l} = \iint d\mathbf{a} \cdot (\nabla \times \mathbf{p}_c) = \frac{m_c}{qn_c} \iint d\mathbf{a} \cdot (\nabla \times \mathbf{J}) \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (10.7)$$

Fra Londonlikningen har vi for et Cooperpar at

$$\nabla \times \mathbf{J} = -\frac{n_c q^2}{m_c} \mathbf{B}. \quad (4.9 \text{ \& } 4.12)$$

Dette fører til at betingelsen (10.3) blir

$$n \cdot h = -q \iint d\mathbf{a} \cdot \mathbf{B} = -q \Phi_m \quad (4.10) \Rightarrow \Phi_m = -\frac{nh}{q} = \frac{nh}{2e} = n \cdot \Phi_0 \quad (10.8)$$

(Kilde: Rohlf, 1994).

11. Laboratorieforsøk – Ved hvilken temperatur blir loddetinn superledende? (utført 17. mars 2004)

Sammendrag

Forsøket gikk ut på å bestemme kritisk temperatur, T_c , til loddetinn ved å måle resistans som funksjon av temperatur. Vi målte ingen resistans ved $T = 7,2$ K, dvs. loddetinn blir superledende ved 7,2 K. Dette brukte vi til å beregne kritisk magnetfelt, B_c for loddetinn ved $T = 4,2$ K.

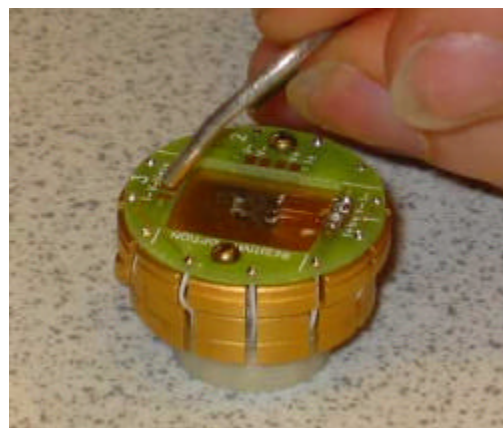
Innledning

Hensikten var å bestemme for hvilken temperatur loddetinn, som er en legering av type I superledere bly og tinn, er superledende. Dette gjorde vi ved å lodde loddetinnet på en "puck" og plassere denne i en beholder med flytende helium hvor vi kunne gradvis senke temperaturen. Vi målte resistansen til loddetinnet som funksjon av temperatur. Vår veileder gjennom forsøket var doktorgradsstudent Ulrik Thisted.

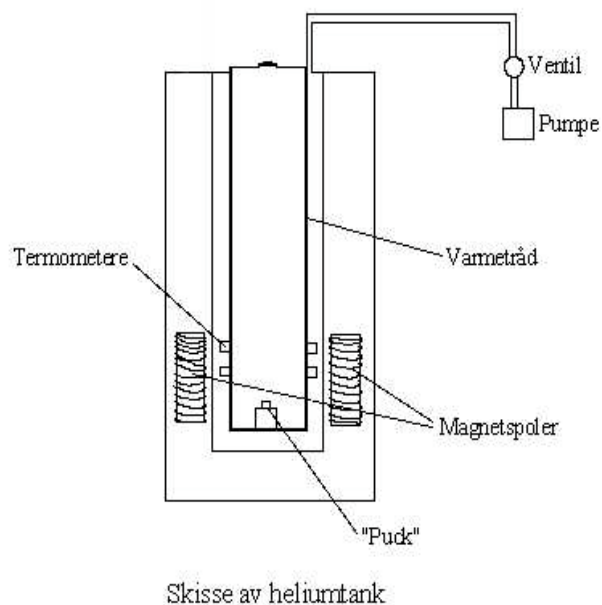
Utstyr

I forsøket brukte vi en "puck" som vi brukte for å koble ledningene på prøven. Den består av kobber for å ha god termisk ledningsevne.

Denne "puck'en" settes ned i en beholder med flytende helium, som vist i figuren under. I denne beholderen kan man senke temperaturen gradvis ned ved å pumpe inn flytende helium som har et kokepunkt på $T = 4,2$ K.



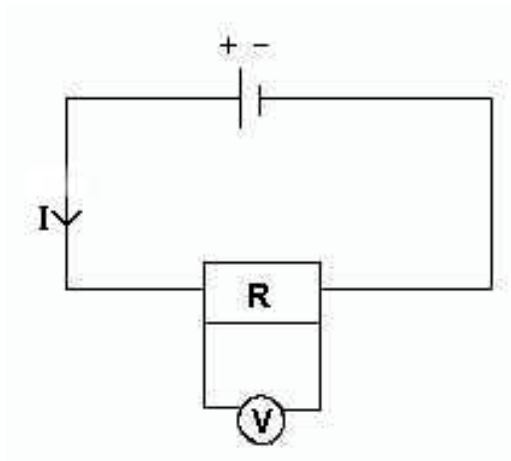
"Puck"



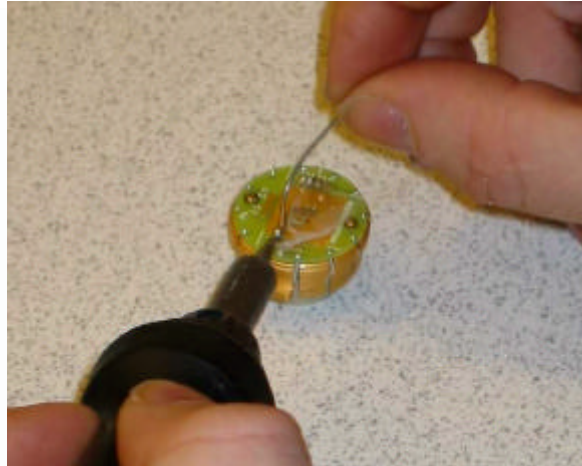
Ulrik Thisted følger nøye med Sunniva når hun plasserer "puck'en" i heliumtanken.

Metode

Først lodde vi loddetinnet på en "puck". De punktene som vi lodde loddetinnet fast på, var forbundet med ledninger til en strømforsyning, et amperemeter og et voltmeter. Så sjekket vi om vi hadde kontakt mellom loddetinnet og "puck'en" ved å måle resistansen, R , over loddetinnet.



Koblingsskjema for puck og loddetinn.
Her er motstanden, R , superlederen vår.



Loddetinnet loddes på "puck'en".

Deretter programmerte vi inn målepunkter for måling av resistans som funksjon av temperatur i heliumtanken. Vi startet måleserien på $T = 290$ K og fortsatte ned til $T = 10$ K i trinn på 10K. Fra $T = 10$ K målte vi resistansen i trinn på 0,5 K ned til $T = 2$ K. Ved den kritiske temperaturen målte vi i enda mindre trinn. Den kritiske temperaturen er den temperaturen der $R = 0$, dvs. ingen indre resistans i lederen.



Status for temperatur inne i heliumtanken.

Vi tømte beholderen for vakuum for å få åpnet den. Så plasserte vi "puck'en" med loddetinnet i tanken. Vi lukket igjen tanken og tømte beholderen for luft, slik at vi fikk vakuum. Deretter startet vi nedkjølingen. Etter noen timer var resultatet av forsøket klart. Dataene ble ført over i

Excel og framstilt grafisk. Fra graf B fant vi T_c , og vi beregnet også det kritiske magnetfeltet, B_c , til loddetinn ved $T = 4,2$ K.

Resultater

Tabell: Resistans (O) som funksjon av temperatur (K) i loddetinn

A)

Temperatur (K)	Resistans (O)
290,0590057	0,025121486
280,0829926	0,024090509
270,0546112	0,023122154
260,0301514	0,022156853
250,0406494	0,021218281
240,0330048	0,020326295
230,021553	0,019335029
220,0100479	0,018287251
210,0051956	0,017447195
200,0254974	0,016423091
190,0156021	0,015547141
180,0160446	0,014584132
170,0151978	0,013732621
160,0102005	0,012751283
150,0190964	0,011824931
140,0193481	0,010903924
130,0167465	0,009992082
120,0229034	0,009100859
110,0207977	0,008222619
100,0158005	0,007319941
90,02075195	0,006431773
80,02145004	0,005503893
70,01299667	0,004578304
60,01320076	0,003661116
50,00695038	0,0027424
39,99685097	0,002011552
30,00469971	0,001123384
20,0074501	0,000630806

B)

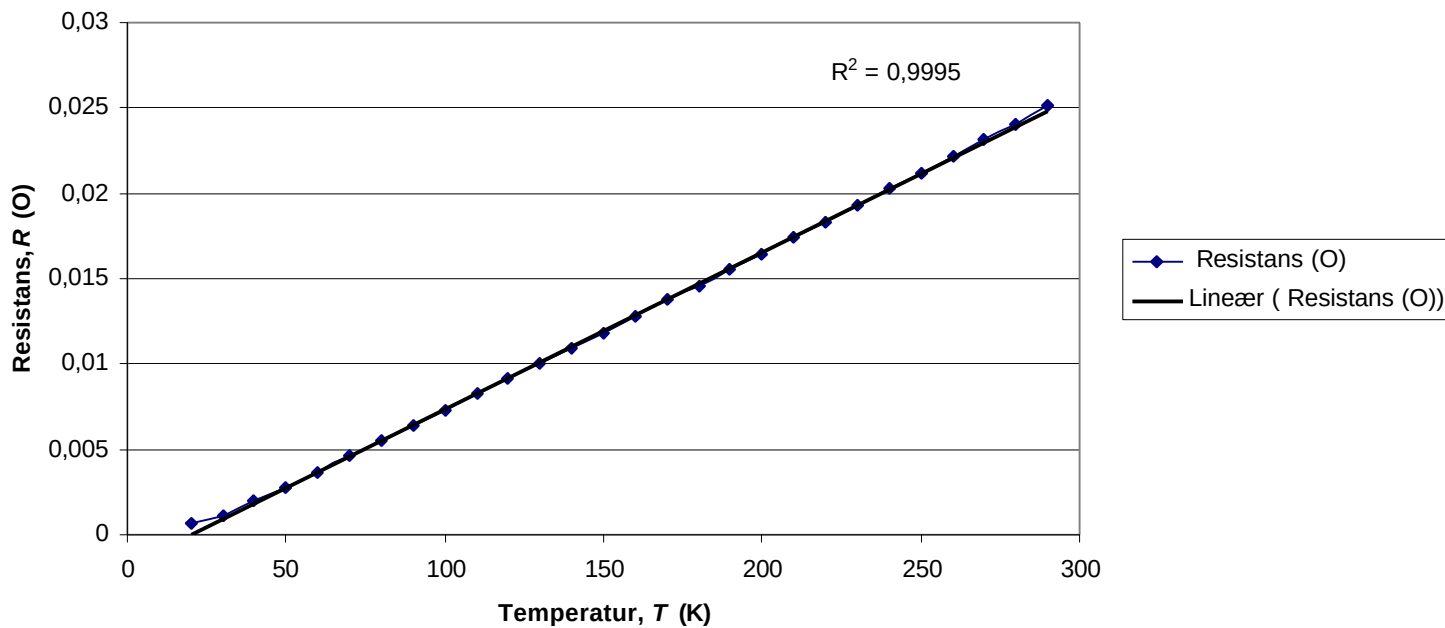
Temperatur (K)	Resistans (O)
10,0107503	0,0003681
9,50049973	0,00036886
9,00094986	0,00025965
8,5007	0,00035511
8,00325012	0,00032151
7,9987998	0,000265
7,94994998	0,00032762
7,89979982	0,00035588
7,85050011	0,00038719
7,79999995	0,00027798
7,75329995	0,00040552
7,69985008	0,00032228
7,65055013	0,00026347
7,59995008	0,00031617
7,55049992	0,00036886
7,50024986	0,00026194
7,49674988	0,00033602
7,44959998	0,00033144
7,40044999	0,00035435
7,34934998	0,00024362
7,30005002	0,00034671
7,25309992	0,00025431
7,19965005	0,00032915
7,14975023	-0,00011226
7,10025001	-3,67E-05
7,04994988	2,37E-05
6,99979997	-1,53E-05
6,99920011	2,67E-05
6,49985003	-5,27E-05
5,99880004	-2,29E-06
5,50055003	-5,35E-05
5,00105	-2,90E-05
4,49994993	-4,05E-05
3,99994993	4,28E-05
3,4993	-7,64E-06
2,99945009	-2,14E-05
2,50010002	2,67E-05
2,09735	1,76E-05

A) Mellom 290 K og 20 K i trinn på 10 K.

B) Mellom 10 K og 2 K i trinn på 0,5 K. Rundt den kritiske temperaturen, mellom 8 og 7 K, i trinn på 0,05 K.

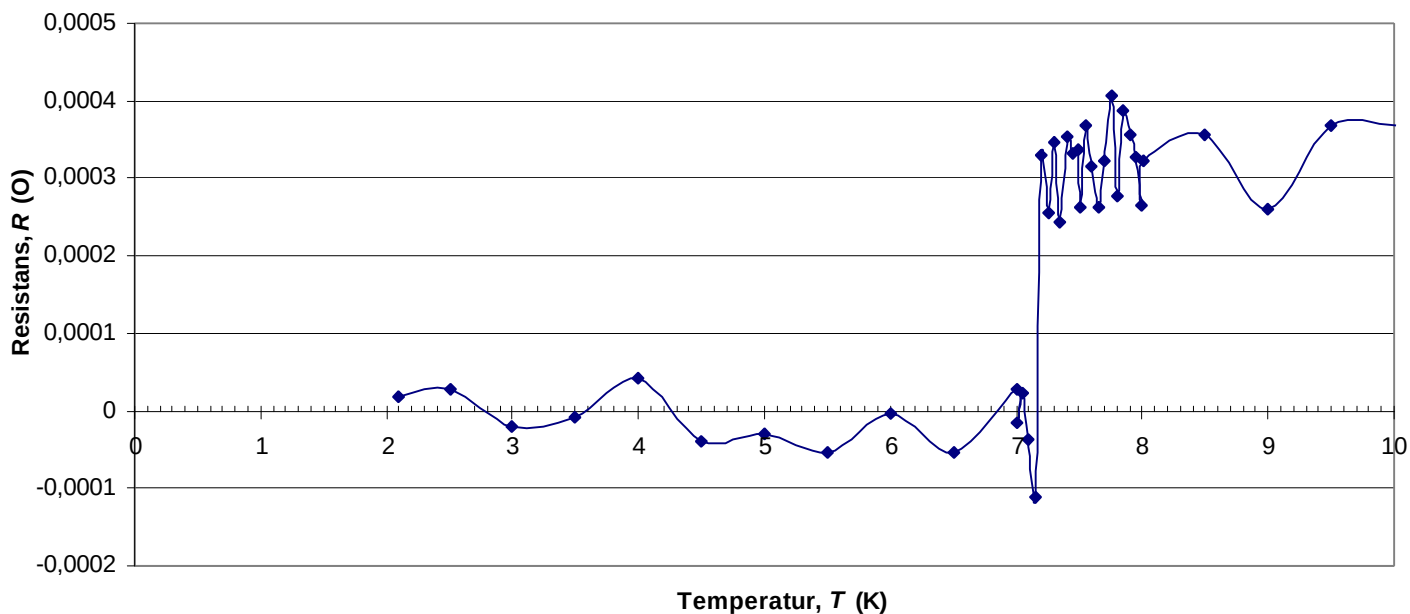
Graf A)

Resistans som funksjon av temperatur



Graf B)

Resistans som funksjon av temperatur



Lest av fra grafen har vi $T_c \sim \underline{7,2 \text{ K}}$

Dersom vi antar at vi kan bruke ligning (3.2) for loddetinn er det kritiske magnetfeltet ved 0 K

$$B_c(0) \sim (0,01 \text{ T/K}) \cdot T_c = 0,01 \text{ T/K} \cdot 7,2 \text{ K} = 0,072 \text{ T}.$$

Kritisk magnetfelt ved flytende helium temperatur $T = 4,2$ K er da

$$B_c \approx B_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] = 0,072 T \cdot \left[1 - \left(\frac{4,2 \text{ K}}{7,2 \text{ K}} \right)^2 \right] = \underline{\underline{0,0475 \text{ T}}}$$

Vurdering av resultatene

Vi ser fra den første grafen at resistans som funksjon av temperatur er tilnærmet lineær. Dette stemmer overens med teorien om at resistans er proporsjonal med temperaturen for $T > 15$ K. Men ved ca $T = 7,2$ K faller resistansen ned til null. Dette må være den kritiske temperaturen vår, T_c . Denne verdien er høyere enn for tinn, $T_c = 3,72$ K, og ca. den samme verdien som for bly, $T_c = 7,196$ K. Kanskje dette skyldes at det er mer bly enn tinn i legeringen? Siden vi ikke vet hva som er forholdet mellom bly og tinn i vår prøve, kan vi ikke si noe om det. Det er uvisst hvordan den kritiske temperaturen til legeringer blir teoretisk, men gjennom eksperimenter ser man generelt at den blir høyere enn hver av de kritiske temperaturene til metallene.

Det beregnede kritiske magnetfeltet, B_c , til loddetinn ved $T = 4,2$ K er omtrent lik det kritiske feltet til bly. Rent tinn er ikke superledende ved denne temperaturen.

Negative måleverdier skyldes mest sannsynlig usikkerhet i målingene.

Konklusjon

Loddetinn er superledende ved temperaturer under dens kritiske temperatur $T_c = 7,2$ K. Loddetinn er en legering av tinn og bly og er en type I superleder. Den slutter å være superledende for ytre magnetfelt rundt $0,0475$ T ved $T = 4,2$ K.

12. Anvendelser av superleder

På verdensbasis er det omtrent 10.000 forskere som forsker på superledende materialer. Superledning er ikke bare et spennende fenomen for fysikere, men også noe vi kan ha stor nytte av i dagliglivet. Det mest nærliggende er at man kan lede strøm gjennom ledninger uten noe energitap. Skal dette være økonomisk hensiktsmessig, må man oppnå en vesentlig høyere kritisk temperatur slik at den energien man sparer, ikke brukes opp til å kjøle ned lederen.

Det er også veldig mange andre nyttige sider ved superledning som vi allerede bruker. Den viktigste siden ved superledere som blir brukt i dagens samfunn er superledende magneter. *Magnetisk levitasjon* er en side av superledere som brukes ved transportmidler slik som tog. Disse togene vil da nærmest flyte på sterke superledende magneter, og man eliminerer friksjonen mellom toget og skinnene. Dermed vil toget kunne oppnå veldig høye hastigheter. Man kan også bruke vanlige elektromagneter, men da ville mye energi gå tapt som varme. Disse magnetene måtte også fysisk vært mye større enn superledende magneter. Japan er det landet hvor dette forskes mest på, og i 1990 kom MAGLEV-teknologi som et nasjonalt støttet prosjekt i Japan. Yamanashi MagLev Test Line åpnet i april 1997, og allerede etter to år i april 1999 oppnådde man en fart på 552 km/t med testtoget MLX01.



Yamanashi MLX01 MagLev tog: Praktisk bruk av Meissner-effekten
(hentet fra <http://www.superconductors.org/Uses.htm>).

Den viktigste bruken av superledere i dagens samfunn er antakeligvis NMR (nuclear magnetic resonance) eller MRI (magnetic resonance imaging) som brukes i medisinsk sammenheng. MRI brukes til å se på bløte vev inne i menneskekroppen. NMR er teknikken man bruker ved MRI, men man unnlot å bruke ordet Nuclear siden dette hadde en viss negativ betydning spesielt på 70-tallet da MRI for første gang ble tatt i bruk på mennesker.

På midten av 1940-tallet oppdaget man at dersom man plasserte visse atomkjerner i kraftige magnetfelt, og utsatte dem for elektromagnetisk stråling, genererte de et signal, NMR-signal, som kunne fanges opp. For at man skal få utsendt et slikt signal må man ha bestemte frekvenser på den elektromagnetiske strålingen. Frekvensen må tilsvare atomkjernens "egenfrekvens". Denne frekvensen kalles resonansfrekvensen ω_0 og er proporsjonalt avhengig av styrken på magnetfeltet.

Dette kan da anvendes medisinsk siden det atomet som avgir sterkest signal er hydrogen, som også er det atomet det finnes mest av i kroppen. Ved bruk av MRI fanger man derfor opp et kraftig NMR-signal fra protoner i de fleste vevstyper, spesielt bløtvev (muskulatur, hjerne, benmarg og lignende). All klinisk rutinebruk av MRI er i dag basert på NMR-signalet fra hydrogenkjernen. Man kan ved hjelp av de bildene man får med denne metoden oppdage svulster og eventuelle skader på bløtvev i kroppen.

Den første MRI undersøkelsen på et menneske ble ikke utført før 3. juli 1977. Her er et eksempel på et bilde man kan få ved slike MRI-undersøkelser:



MRI: MRI-bilde av et menneskehode
(hentet fra nettsiden The Basics of MRI, <http://www.cis.rit.edu/htbooks/mri/>).

Man har noen krav til magnetfeltet som brukes ved MRI undersøkelser. For det første må magnetfeltet være uniformt over et stort nok område til å romme en person. Magnetfeltet må ha en styrke på omtrent 1 tesla, og feltet må også være stabilt lenge nok til at man kan få tatt et ordentlig "bilde". MRI kan også utføres uten hjelp av superledende magneter, men en superledende magnet fyller lettere disse kravene. Man kan blant annet lettere lage kraftige superledende magneter. Men det er viktig at de ikke blir for store, for da får man et problem med bl.a. akustisk støy.

Man antar at man i 2004 vil selge 3000 MRI-maskiner på verdensbasis til klinisk bruk. I dag er det ca 80 slike maskiner i bruk i Norge, og 14 i Midt-Norge. Hvert år blir rundt 60 mill. MRI-undersøkelser utført i verden. Dette er et av de viktigste feltene hvor man tar i bruk superledende magneter.

(Kilder: HyperPhysics, foredrag av Olav Haraldseth, Løvhaug 2003, Bildedannende NMR, Superconductors, Rohlf 1994, The basics of MRI).

13. Konklusjon

Superledere er et stort og spennende felt innenfor teoretisk og eksperimentell fysikk. De siste 30 årene har man opplevd en enorm utvikling på dette området, og det jobbes mot å oppnå stadig høyere kritiske temperaturer på superledere. I fremtiden ønsker man å bruke superledere til energiforflytning siden man ikke vil få noe energitap da motstanden i superlederen er lik null. Skal dette være av økonomisk verdi, må man oppnå en vesentlig høyere kritisk temperatur. Foreløpig har vi størst nytte av superledere som supermagneter innenfor medisin (MRI).

Vi håper at denne prosjektrapporten har gitt et godt innblikk i temaet superledere.

14. Referanser

- Fossheim, Kristian (1996): "Høg-temperatur superleiar: Ei vitskapleg og teknologisk utfordring", *Kjemi*, nr. 6, 01.08.1996
- Ginzburg, V.L. & Andryushin, E.A. (1994): *Superconductivity*, Singapore, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.
- Haraldseth, Olav: Nobelprisen i medisin 2003 - Magnetisk resonans avbilding, Fredagskollokvium 19.03 2004
- Løvhaug, Johannes W. (2003): "Ser superledere bli supermagneter", *Apollon* 2/03
- Rohlf, James William (1994): *Modern Physics from a to Z^0* , 1. utgave, John Wiley & Sons, Inc, s. 403-435
- Schwartz, Brian B. (1990): "Levitation and suspension effects in superconductors", i Serway: *Physics for scientists & engineers. With modern physics. Volume two*, 3. utgave, Saunders 1990.
- Serway, Raymond et al. (1997): *Modern Physics*, 2. utgave, Thomson Learning Inc., s. 476-527

Internettider:

- Bildedannende NMR: <http://www.uib.no/med/avd/miapr/arvid/biobas/>
- Nobelprisen i fysikk: <http://www.forskning.no/Artikler/2003/oktober/1065526989.54>
- Superlab (Superkonduktivitet – eit naturens mirakel) ved Kristian Fossheim
<http://www.phys.ntnu.no/brukdef/prosjekter/super/index.html>
- HyperPhysics: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/solids/supcon.html#c1>
- Superconductors: <http://www.superconductors.org>