

## I. INLEDNING

I detta avsnitt ges först en mycket kort historik och en presentation av några utmärkande egenskaper hos en supraledare. Avsnittet är tänkt som en repetition av tidigare inhämtade kunskaper t ex supraledningsavsnittet i H.P. Myers "Introductory Solid State Physics", (kompendium, CTH, F-3 kurs) eller motsvarande.

### I.1. Historik

I början av 1900-talet lyckades H. Kamerlingh-Onnes i Leiden förvätska helium, det ämne, som kokar vid lägst temperatur (4.2 K vid 1 atm. för  $^4\text{He}$ ). Förvätskningen blev kronan på verket av en utveckling mot allt lägre temperaturer under slutet av 1800-talet, då den ena gasen efter den andra hade förvätskats. Temperaturområdet 1-14 K hade öppnats för experiment.

Ett av de problem man först angrep var elektriska ledningsförmågan hos metaller vid låg temperatur. Man hade tidigare sett, att elektriska resistansen hos en ren metall sjönk med minskande temperatur. (Repetitionsuppgift: Resistans hos ren metall, legering, halvledare, T- och  $T^5$  beroende.) Men vad händer, då man närmar sig den absoluta nollpunkten? Går resistansen mot noll, mot ett ändligt värde (beroende på bl a renhet) eller rentav mot oändligheten, som hade föreslagits? Första försöken med Pt indikerade, att resistiviteten gick mot ett ändligt värde och att den blev lägre, ju renare metallen var. Kvicksilver, Hg, kan framställas i mycket ren form. Hur är resistivitetsens temperaturberoende för högren Hg?

Kamerlingh-Onnes och hans medarbetare kom 1911 fram till att resistiviteten är försumbar för Hg vid låg temperatur. Dock gick resistensen hos provet ej gradvis mot noll, utan den försvann sprängvis vid en kritisk temperatur,  $T_c$ , som är ca 4.15 K för Hg.

Såvitt man kunde mäta, var resistansen hos Hg under  $T_c$  lika med noll och Kamerlingh-Onnes benämnde det nya fenomenet supraledning.

Supraledning är ej specifikt för den anomala metallen Hg, utan fenomenet uppträder i en mängd rena ämnen, legeringar och föreningar. Kamerlingh-Onnes kunde redan vid sin Nobel-föreläsning 1913 berätta, att också Pb och Sn är supraledande. 1000-tals supraledare har påvisats sedan dess.

Man prövade tidigt en användning av supraledande tråd i magneter. När magnetiska flödestätheten överskrider järns mättnadsvärde (2 T), måste man använda elektromagneter med hög strömtäthet i lindningarna. Resistiva förluster ger stark värmeutveckling och begränsar det magnetiska fältet. Supraledande tråd skulle ge obegränsade strömtätheter och höga fält, men, ack, verkligheten var annorlunda - supraledningen försvinner då kritiska värden för magnetiskt fält och strömtäthet överskrids. Det finns således tre kritiska storheter  $T_c$ ,  $H_c$  (eller  $B_c$ ) samt  $i_c$ , för temperatur, fält (flödestäthet) och strömtäthet, som beror på varandra och som måste underskridas.

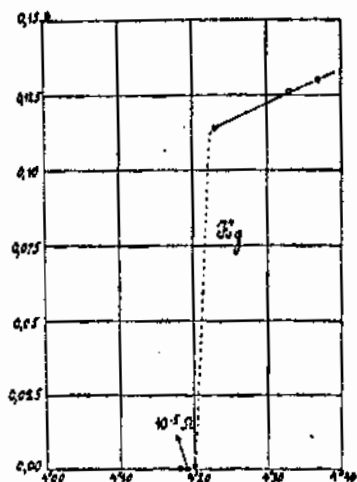


Fig. I.1 Elektriska resistansen för ett kvicksilverprov faller sprängartat till noll vid en kritisk temperatur  $T_c$ .

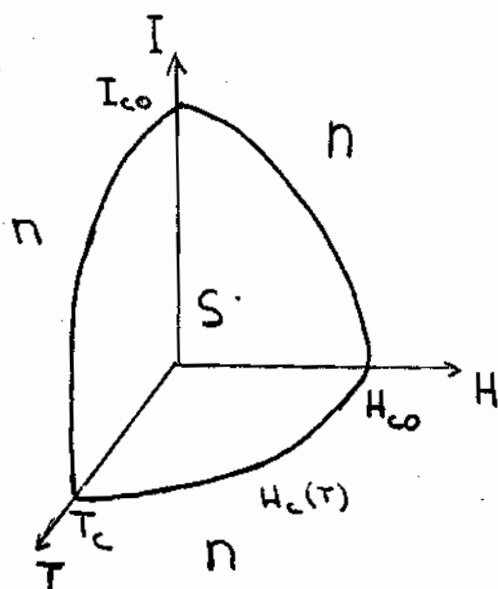


Fig. 1.2 Värdena för  $T_c$ ,  $H_c$  och  $i_c$  har ett inbördes beroende. Den supraledande fasen är stabil i området runt origo.

För de första supraledarna man fann (vilka ofta var rena, typ I, supraledare) var  $H_c$  ( $B_c$ ) begränsad, varför magnetspolarna drevs normala vid relativt låga fält.

Förklaringen till ett kritiskt magnetfält ligger i den s.k. Meissner-effekten (Meissner och Ochsenfeld, 1933). Det magnetiska fältet stöts fullständigt ut ur supraledaren (bortseende från geometriska effekter, defekter och inträngning vid ytan). Flödestätheten är noll väl inne i supraledaren. Detta innebär, att det yttre fältet distorderas och då fältenergin blir tillräckligt stor blir det supraledande tillståndet energetiskt ofördelaktigt. Det visar sig dock, att en klass av metaller (t.ex. många metalliska legeringar och föreningar) har mycket högre kritiska fältstyrkor än de rena metaller man först undersökt. Särskilt på 50-talet kom det fram nya familjer av material med relativt höga kritiska temperaturer och mycket höga kritiska fältstyrkor. Man benämner dessa typ II supraledare och karaktäristiskt för dessa är, att det magnetiska fältet förmår penetrera delar av supraledaren. Men det magnetiska fältet penetrerar ej supraledaren godtyckligt - det gör det i form av ett gitter av flödestrådar, som var och en omfattar ett kvantiserat flöde.

Teoretiskt gjordes många försök förklara supraledning under närmare femtio år. Termodynamiska betraktelser gjordes långt före Meissner-effektens upptäckt. Fältutstötningen gav dock en fast grund och gav också förklaring till nödvändig termodynamisk reversibilitet. En tvåvätske-modell (Gorter och Casimir, 1934) delade upp elektronerna i en normal del och en supraledande del. Bröderna F och H London (1935) utvecklade en elektrodynamisk (låga frekvenser) teori, som gav ett punkt för punkt samband mellan ström och vektorpotential associerad med ett magnetiskt fält. Teorin visar bl.a. hur det magnetiska fältet tränger in ett penetrationsdjup,  $\lambda$ , vilket är av storleksordningen några hundra Å, samt att det magnetiska flödet genom en yta, som omslutes av en supraledande ring, är kvantiserat i multiplar av enheten  $\Phi_0 = h/2e$  (där  $h$  = Plancks konstant och  $e$  = elektronens laddning). En förutsättning är att vågfunktionerna som beskriver superelektronerna är stela, variationer sker över långa avstånd.

Pippard (1950) tog hänsyn till variationer av vågfunktionerna över ett ändligt avstånd, koherenslängden. Detta gav upphov till icke-lokala, integrala samband mellan strömmar och vektorpotentialer. En ytenergi associerades med gränsoområdet mellan supraledande och normala (=icke supraledande) regioner.

De ryska teoretikerna Ginzburg och Landau (1950) utvecklade en alternativ metod för att beskriva koherensen hos den supraledande vågfunktionen. Den byggde på tidigare arbeten av Landau rörande andra ordningens fasövergångar och introducerade en makroskopisk ordningsparameter. Beroende på förhållandet mellan de två karakteristiska längderna  $\lambda$  och  $\xi$  fås positiv eller negativ ytenergi (för gränsoområdet supraledare/normal metall), dvs typ I eller typ II supraledning. Abrikosov (1957) använde teorin för att beräkna det övre kritiska fältet,  $H_c$ , i typ II supraledare och visade också hur ett magnetiskt flöde penetrerar supraledaren i form av flödekvanta för magnetiska fält  $H_{c1} < H < H_{c2}$ .

Först 1957 lyckades Bardeen, Cooper och Schrieffer (BCS) ge en detaljerad, mikroskopisk beskrivning av supraledningsfenomenet. Den bygger på Coopers observation att två elektroner vid Ferminivån bildar ett bundet par om en attraktiv kraft upphäver Coulombrepulsionen mellan elektronerna. BCS tog hänsyn till växelverkan mellan elektronpar och kunde beräkna ett antal karakteristiska parametrar och egenskaper. Man förutsade en viss minsta energi, en gapenergi, för att bryta ett elektronpar och skapa excitationer ur det supraledande grundtillståndet. Faktorer som påverkar den supraledande övergångstemperaturen isolerades.

Den attraktiva kraften mellan elektronerna i ett Cooper-par kan orsakas av en växelverkan via gittersvängningar. Fröhlich och Bardeen behandlade denna växelverkan redan 1950 och samtidigt kom en experimentell bekräftelse av att man var på rätt väg. Det visade sig nämligen att för flera (enkla, icke-övergångs-) metaller fanns det ett samband mellan kritiska temperaturen och massan hos atomer med flera isotoper,  $T_c \propto M^{-1/2}$ , den s k isotopeffekten.

Gorkov visade hur Ginzburg-Landaus teori kunde härledas ur den mikroskopiska teorin. Ordningsparametern i den förra kunde relateras till energigapsparametern i den senare. Bogoliubov var inne på samma tankegångar som BCS men hann ej slutföra behandlingen innan den mikroskopiska BCS-teorin, som ofta betecknas som kronan på mångkroppsteorin, slagit genom.

Det supraledande energigapet manifesteras i många egenskaper. Den vackraste avbildningen ges kanske i tunnelexperiment. Giaever visade (1960) hur man får detaljerade uppgifter om bl a energigap och tillståndstäthet av excitationer ur ström-spänningskurvor för tunnelelement, där en av elektroderna är supraledande. Tunnelspektroskopi kan bli användas för att studera fenomen i metaller, elektron-fononkopplingens energiveroende, magnetiska föroreningar, vibrationer hos molekyler i barriären och spinnpolarisation.

Betecknande för en supraledare är förekomsten av en mångkroppar-vågfunktion, som har amplitud och fas och som behåller sin faskoherens över långa, makroskopiska avstånd. Amplituddelen har vi redan stött på som tätheten av superelektroner (t ex två vätskemodell) eller som ordningsparameter. Icke mindre viktig är fasdelen. Detta poängterades av Josephson, som i en klassisk artikel på knappa två sidor gav alla väsentliga drag hos den s k Josephsoneffekten, vilken uppträder då elektronpar tunnlar mellan två supraledare i ett tunnelement eller en svag länk. Tunnelströmmen är en periodisk funktion av fasskillnaden mellan de två supraledande kondensaten,  $I = I_0 \sin \Delta\phi$ . Fasskillnaden kan påverkas av elektriska och magnetiska fält, vilket ger upphov till en mångfald intressanta fysikaliska effekter och möjliga tillämpningar. T ex har mättekniken drivits mot sin yttersta gräns inom flera delområden.

## I.2. Resistansens språngvisa försvinnande

Det är inte så att resistansen går mot noll gradvis i en supraledare. Den faller mer eller mindre språngartat vid en kritisk temperatur,  $T_c$ . Övergången kan bli mycket skarp, t ex inom ett temperaturintervall av  $10^{-5}$  K i ren gallium. I ett orent eller defektriakt prov, eller i en tvåfasblandning kan övergången bli mycket bred. Figur I.3 visar övergången hos rent och förorenat tenn.

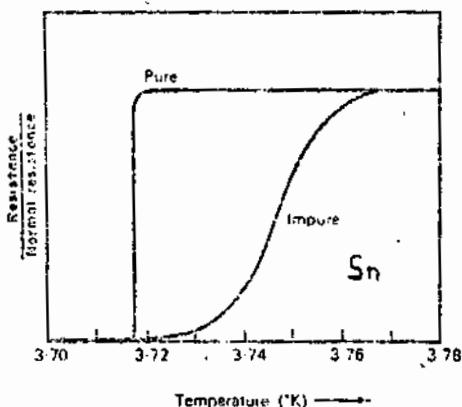


Fig. I.3

Blir resistansen verkligen noll? Det är svårt, om inte omöjligt, att mäta  $R=0=10^{-\infty}$ . Dock kan vi ge en övre gräns för resistiviteten hos en ren supraledare. Tidigt utförde man experiment med inducerade strömmar i supraledande slingor. Tag t ex en shuntad, supraledande spole, mata den med en ström medan den supraledande shuntens värme över  $T_c$ , kyl shuntens så att den också blir supraledande och avbryt den externa strömmatningen. En stående ström kommer att gå runt i den supraledande kretsen. Den kommer att klinga av som  $I=I_0 e^{-Rt/L}$ , där  $R$  är motståndet och  $L$  självinduktansen hos slingan. Man har mätt på stående strömmar i spolar som varit supraledande i upp till två och ett halvt år utan att kunna detektera en avklingning. Den övre gränsen för resistiviteten hos en supraledare har därigenom satts till  $10^{-26}$  ohm-meter. Detta är ca 16 tiopotenser lägre än värdet för ren koppar vid helium-temperatur.

Vi återkommer senare till resistansen för växelström samt i sk typ II supraledare i magnetfält. I bägge fallen fås en ändlig resistans.

I.3. Supraledning, en universell egenskap?

Som redan antytts är det inte bara den anomala metallen kvicksilver, som är supraledande. Fig. I.4 ger det periodiska systemet med supraledare utmärkta. Tabell I.1 ger mera detaljerade värden för rena grundämnen - den är sammanställd av B.W. Roberts (J. Phys. Chem. Ref. Data 5, 581-821, 1976).

$T_c$  varierar med elektronhalten i en metall. I icke-övergångsmetaller är i allmänhet  $T_c$  högre ju fler fria ledningselektroner (i yttre skalet) det finns. I övergångsmetallerna varierar  $T_c$  periodiskt inom serierna med maxima nära elektron per atomförhållanden av 5 och 7 och ett skarpt minimum vid  $e/a = 6$ . Vi återkommer till de regler som ställts upp empiriskt av Matthias vid ett senare tillfälle.

Flera icke-metalliska element blir metalliska under högre tryck eller i mycket oordnat (ev. amorft) tillstånd. Oftast blir de då också supraledande vid låg temperatur.  $T_c$  påverkas i allmänhet av tryck, den kan gå upp eller ned med  $p$  (beroende på elektronstrukturen för ämnet ifråga).  $T_c$  för La når 12 K vid 140 kbar vilket är högsta värdet (hittills) för ett grundämne. Vid normalt tryck har grundämnet niob (Nb) högst  $T_c$ , 9.2 K. Lägsta värdet flyttas nedåt allteftersom nya temperaturområden öppnas och renare material kan tillverkas. Som exempel kan ges W med  $T_c$  ca 12 mK och extrapolerade (och således osäkra) värden av ca 0.5 mK för Mg och 0.2 mK för Rh. Extrapolerade värden kan fås t ex genom att lösa varierande mängd av ett  $T_c$ -höjande legeringsämne i metallen ifråga eller genom en närhetseffekt -  $T_c$  mäts hos en sandwich av tunna filmer av det icke-supraledande ämnet och en supraledare.

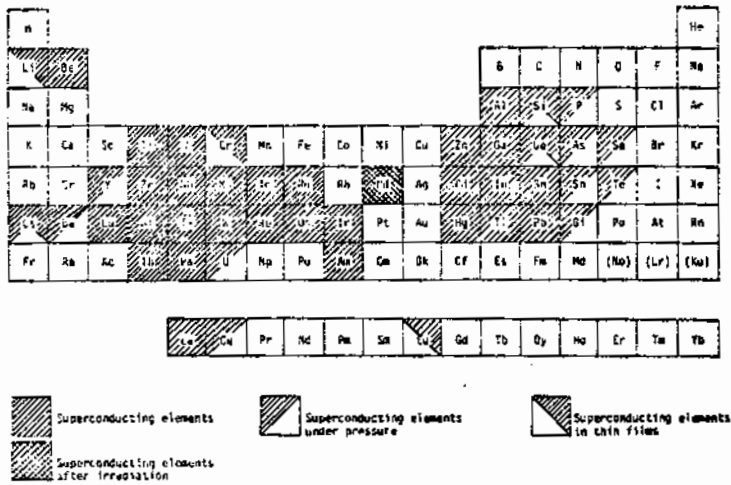


Fig. I.4

Element	$T_c$ (K)	$H_0$ (oersted)	$H_D$ (K) <sup>b</sup>	$\gamma$ (mJmol <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ) <sup>b</sup>
Al	1.175±0.002	104.2±0.3	420	1.35
Be	0.028			0.21
Cd	0.517±0.002	28±1	200	0.69
Ga	1.083±0.001	58.2±0.3	325	0.60
Ga (β)	5.5, 8.2		580	
Ga (γ)	7	950, HF <sup>a</sup>		
Ga (δ)	7.65	815, HF		
Hf	0.128			
Hg (α)	4.154±0.001	411±2	87, 71.9	1.81
Hg (β)	3.949	330	93	1.37
In	3.408±0.001	281.5±2	109	1.672
Ir	0.1125±0.001	16±0.05	425	3.19
La (α)	4.88±0.02	800±10	151	9.8
La (β)	6.00±0.1	1096, 1600	139	11.3
Lu	0.1	<400		
Mo	0.915±0.005	96±3	460	1.83
Nb	9.25±0.02	2060±50, HF	276	7.60
Os	0.66±0.03	70	500	2.35
Pd	1.4			
Pb	7.198±0.008	303±1	98	3.1
Re	1.597±0.006	260±5	413	2.35
Ru	0.49±0.013	68±2	880	2.8
Sn	3.722±0.001	306±2	193	1.78
Ta	4.47±0.04	829±6	258	6.15
Tc	7.6±0.1	1410, HF	411	6.23
Th	1.38±0.02	180±3	165	4.32
Ti	0.40±0.04	56	415	3.3
Tl	2.38±0.04	178±5	78.5	1.47
V	5.40±0.03	1405	383	9.82
W	0.0154±0.0005	1.15±0.03	383	0.80
Zn	0.850±0.01	54±0.3	310	0.66
Zr	0.81±0.15	47	200	2.77
Zr (α)	0.65, 0.95			

<sup>a</sup> HF denotes high field superconductive properties. See Table 3.

<sup>b</sup> For a complete data set, see Phillips, N. E., Critical Reviews in Solid State Sciences 2, 167-554 (1972), "Low Temperature Heat Capacity of Metals." Also Mendelssohn, K., in Cryophysics (Interscience, New York, 1960), p. 173, Gschneidner, K. A. Jr., in Solid State Physics 15, 375-426 (1961), Parkinson, D. H., Rep. Progr. Phys. 21, 226 (1958) and Heminger, F., Bucher, E., and Muller, J., "Low Temperature Specific Heat of Transition Metals and Alloys" Phys. Kondens. Materie 5, 243-294 (1966).

Tabell I.1

Majoriteten av metallerna blir supraledande vid tillräckligt låg temperatur. Det finns dock ett viktigt undantag. Ett antal ämnen blir magnetiska under en transformationstemperatur (Cr, Mn, Fe, Co, Ni, sällsyntajordartsmetaller). Dessa är ej supraledande. Några metaller är nästan magnetiska och troligen ej supraledande (t ex Pd, Pt). Vi återkommer till problemet supraledning contra magnetism. Det finns vissa typer av magnetisk ordning, som kan kombineras med supraledning. Vissa grupper (ädelmetaller, de flesta alkali- och alkalina metaller) har en hittills odetekterad  $T_c$ . Ett problem med de senare är att ytterst små mängder magnetiska föroreningar är tillräckliga för att undertrycka en ev supraledning. (Man tror dock att dessa metaller blir supraledande om de är tillräckligt rena.)

Tusentals metalliska legeringar och intermediära föreningar har visats vara supraledande. Översikten av Roberts ger värden och referenser. Även föreningar av två icke-supraledande material kan bli supraledande med en icke föraktbar  $T_c$ . Speciellt s k A15-föreningar har ofta höga  $T_c$ . Dagens rekordhållare heter Nb<sub>3</sub>Ge med  $T_c \sim 23$  K. Detta är en metastabil fas, som kan tillverkas i form av en film. Vi återkommer till ämnet "högtemperatursupraledare" senare.

Också starkt dopade halvledare kan bli supraledande.  $T_c$  beror på den fria laddningsbärartätheten i föreningen - se Fig. I.5 för ett exempel. Organiska supraledare har nyligen framställts.

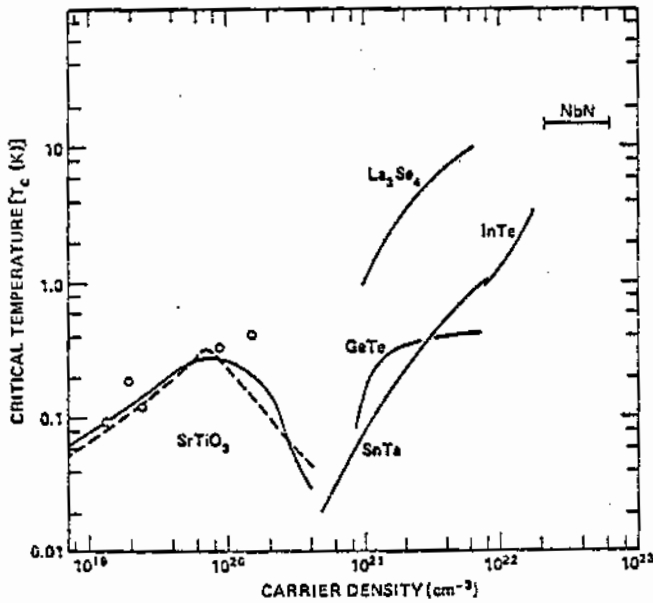


Fig. 1.5

Superconducting transition temperatures for various semiconductors as a function of carrier density. The three sets of data for SrTiO<sub>3</sub> correspond to three different methods for generating carriers. The curious maximum shown in this figure for SrTiO<sub>3</sub>, which was originally believed to be due to a band structure effect, is more likely due to the presence of paramagnetic (pair-breaking) scattering defects

#### I.4. Kritiskt fält

Supraledningen hos en metall försvinner då den utsätts för ett starkt magnetiskt fält. Det kritiska fältet,  $H_c$ , eller flödestätheten,  $B_c$ , är relativt begränsat i ett rent ämne, en s k typ I supraledare. Det är betydligt lägre än mättnadsvärdet för järn (flödestäthet ca 2 T). Det varierar ungefär som den kritiska temperaturen ( $H_{c0} \sim 100 T_c$ , där  $H_{c0}$ , kritiska fältet vid  $T=0$ , mäts i CGS-enheten Oersted och  $T_c$  i K) och värden för grundämnena ges i tabell I.1.

I typ II supraledare (Nb, de flesta legeringar och föreningar) består supraledningen ofta till mycket höga kritiska fält. Vi återkommer senare till fenomenet typ II supraledning och det övre kritiska fältet,  $H_{c2}$  ( $B_{c2}$ ).  $H_{c2}$  kan bli mycket större än det termodynamiska fältet  $H_{c0}$  som är relaterat till  $T_c$ . Exempel på några typ II supraledare med höga  $H_{c2}$  ( $B_{c2}$ ) ges i tabell I.2.

Det kritiska fältet är temperaturberoende. Vid  $T_c$  går det mot noll. Värdet vid  $T=0$  brukar betecknas  $H_{c0}$  ( $B_{c0}$ ), ibland utan c-et ( $H_0$ ,  $B_0$ ). Inom det mellanliggande temperaturområdet fås ett ungefärligt paraboliskt förhållande:

$$H_c \approx H_{c0} \{1 - (T/T_c)^2\}, \quad (B_c \approx B_{c0} \{1 - (T/T_c)^2\})$$

Tabell I.2 Några typ II-supraledare med höga kritiska fält.

Material	Struktur	$T_c$ K	$B_{c2}$ T vid 4.2 K
Nb <sub>3</sub> Ge	A15(B-W)	≈ 23	≈ 40
Nb <sub>3</sub> (Al,Ge)	A15	20.9	42
Nb <sub>3</sub> Ga	A15	20.3	34
Nb <sub>3</sub> Sn	A15	18.3	23
V <sub>3</sub> Si	A15	16.9	23
Nb-Ti	bcc	8-10	9-12
Nb-Zr	bcc	≈ 10	≈ 10
NbN	B1(NaCl)	16	16-29
PbMo <sub>5.1</sub> S <sub>6</sub>	rhomb	14.4	≈ 51

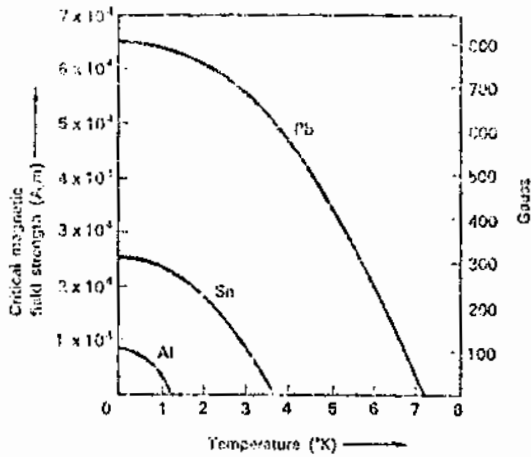


Fig. 1.6

Nära  $T_c$  fås ett närmast linjärt temperaturberoende:

$$H_c \sim T_c - T$$

Ett exempel på temperaturberoendet ges i figur 1.6.

Associerad med en kritisk flödestäthet är en kritisk strömtäthet. En ström genom ledaren ger upphov till ett magnetiskt fält vid ledarens yta, som når det kritiska värdet vid strömmen  $I_c$  (strömtätheten  $i_c$ ).  $i_c$  är typiskt av storleksordningen upp till  $10^6$  A/cm<sup>2</sup>. Blå geometriska effekter och svaga punkter med uppvärmning gör att  $i_c$  är svår att mäta.

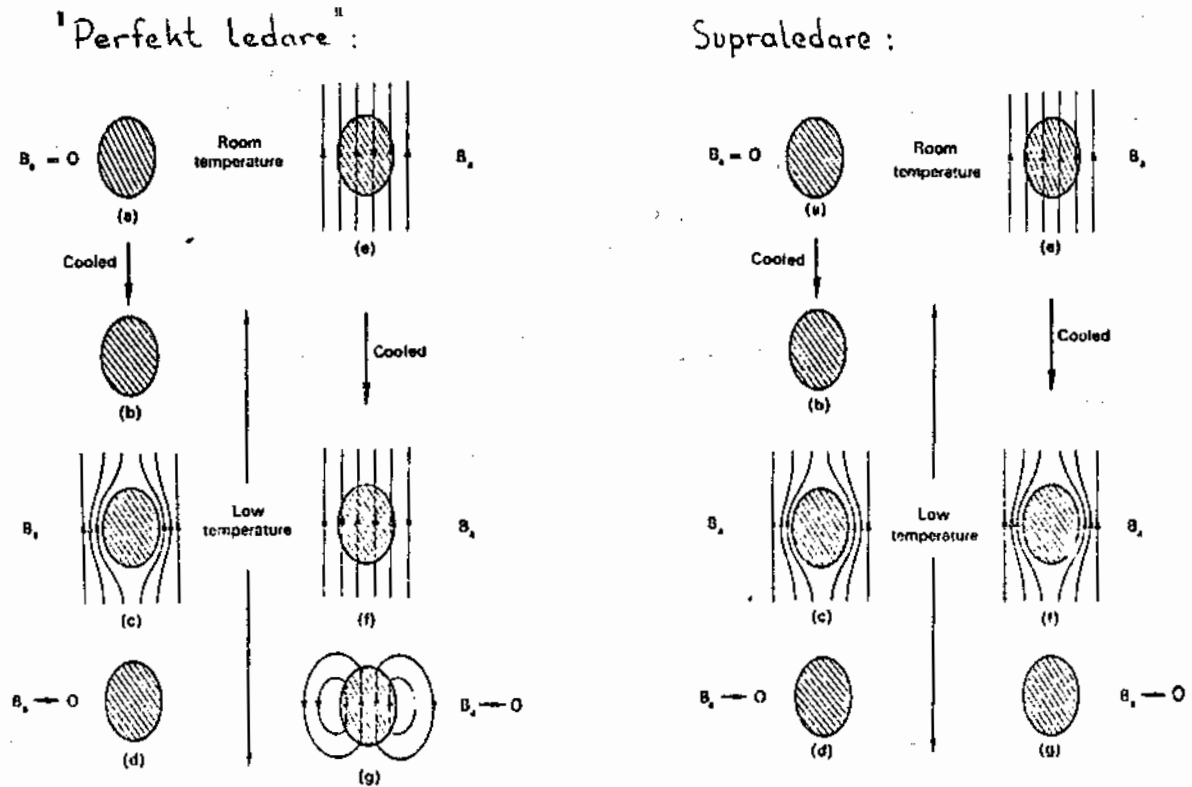


Fig. 1.7.

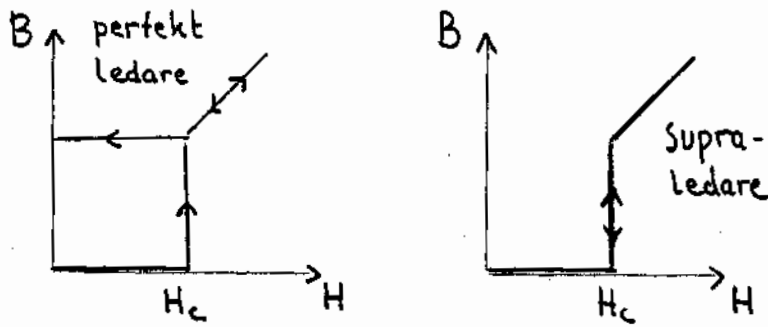


Fig. I.8.

### I.5. Meissnereffekt

Om möjligt ännu mera karakteristiskt än nollresistansen är att magnetiska flödestätheten i en supraledare är noll. Den (typ I) är en perfektdiamagnet. Ett pålagt magnetiskt fält stöts bort från supraledaren, det förmår ej tränga in i det inre av supraledaren då det är mindre än  $H_c$ .

Betraktar man en perfekt ledare så är det plausibelt att det induceras ytströmmar som motverkar förändringar av det magnetiska flödet - ett pålagt magnetiskt fält skall således hindras från att tränga in i supraledaren. Likadant vet vi att ett magnetiskt flöde i en ring, som går supraledande, består även om vi tar bort det yttre fältet (stående ström). Men vad händer med en massiv ledare som blir supraledande i ett magnetiskt fält? Vore den enbart en perfekt ledare skulle fältet frysas inne.

Två olika tillstånd skulle nås beroende på tågordningen av nedkylning och applicerandet av magnetiskt fält. Detta är mindre tillfredsställande sett ur termodynamisk synvinkel.

Meissner och Ochsenfeld mätte 1933 flödesfördelningen utanför tenn- och blyprov som kylts under  $T_c$  i ett magnetiskt fält. De fann att supraledaren ej enbart var en perfekt ledare utan också att magnetiska flödestätheten inne i en supraledare är noll, dvs

$$B = 0$$

Figur I.8 visar skillnaden mellan en perfekt ledare och en supraledare.

Vi kan beskriva den perfekta diamagnetismen, Meissnereffekten, på två alternativa, och likvärda, sätt:

- (a) Skärmströmmar. Supraledaren är, liksom de flesta andra metaller, i stort sett omagnetisk och ett applicerat fält ger ett bidrag till flödestätheten  $B_a$  inne i metallen. Men inducerade strömmar i ytan ger upphov till en inducerad flödestäthet som överallt är lika, men motsatt riktad det externa bidraget, så  $B = B_a + B_i = 0$ .
- (b) Diamagnetiskt "bulk"-material. Materialet kan också betraktas som ett med relativa permeabiliteten  $\mu_r = 0$ . Dvs en inducerad magnetisering motverkar det externa flödet.

$$B = \mu H_a = \mu_r \mu_0 H = B_a + \mu_0 M = \mu_0 (H_a + M) = \mu_0 (1 + \chi) H_a = 0$$

$$\text{dvs } M = -H_a \quad , \quad \chi = -1$$

Man kan visa, att de två sätten att betrakta perfekt diamagnetism är ekvivalenta, och vi skall använda oss av bägge betraktelsesätten.



### I.6 Penetrationsdjup, $\lambda$ .

Skärmströmmar i en supraledare kan inte flyta enbart vid ytan, ty då skulle strömtätheten där överstiga det kritiska värdet. Istället flyter strömmen inom ett tunt ytlager, vars tjocklek är av storleksordningen  $0.1 \mu\text{m}$ . Vi kan jämföra med begreppet "skin"-djup i ledare vid höga frekvenser. Betrakta en halvöändlig skiva ( $x > 0$ ) enligt figur I.9 med ett externt magnetfält parallellt med skivan. Flödestätheten avtar kontinuerligt och vi definierar ett penetrationsdjup  $\lambda$  genom

$$\int_0^{\infty} B(x) dx = \lambda B(x=0) = \lambda B_a$$

Vi skall snart se, att Londons teori ger ett exponentiellt avtagande av magnetiska flödestätheten räknat från supraledarens yta:

$$B(x) = B(0)e^{-x/\lambda}$$

Penetrationsdjupet varierar med temperaturen. Vid låg temperatur är den närmast temperaturoberoende med ett värde  $\lambda_0$ , som är karaktäristiskt för varje metall, se tabell I.3 för exempel. För  $T > 0.8T_c$  ökar  $\lambda$  snabbt och går mot oändligheten då  $T$  går mot  $T_c$ .

Man har funnit, att nedanstående relation stämmer rätt väl med experiment:

$$\lambda = \lambda_0 / (1 - (T/T_c)^4)$$

Tabell I.3 Penetrationsdjupet väl under  $T_c$  för några metaller

	Al	In	Sn	Pb	Nb
$\lambda_0$ {Å}	500	640	510	390	440

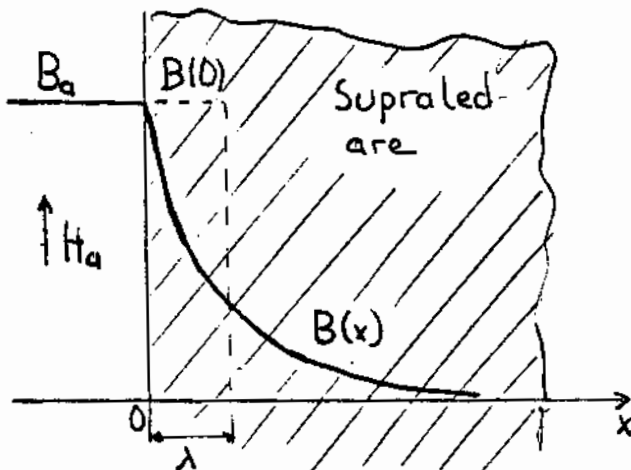


Fig. I.9

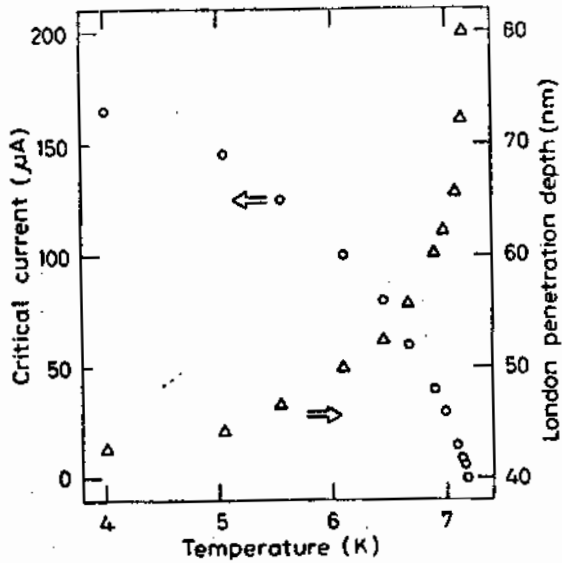


Fig. I.10. Temperaturberoendet hos inträngningsdjupet i en supraledare. Data är tagna med hjälp av en Josephsonövergång av Pb.

Temperaturberoendet hos  $\lambda$  illustreras i Fig. I.10.

I.7 Specifikt värme

Vi har en fasövergång mellan ett supraledande och ett normalt (icke-supraledande) tillstånd vid en kritisk temperatur eller ett kritiskt fält. Vid  $T_c$  ( $H=0$ ) utvecklar inget värme vid fasövergången. Vi har således en kontinuitet hos entropin  $S_n = S_s$  vid  $T_c$ . Specifika värmnet, däremot, uppvisar en diskontinuitet vid  $T_c$ . Detta (ingen fasomvandlingsvärme men språng i värmekapaciteten) är karakteristiskt för en andra ordningens fasövergång. (Ehrenfests klassifiering av fasövergångar behandlas i den del av kursen, som behandlar supraflytande helium.)

En första ordningens fasövergång (med omvandlingsvärme) fås däremot vid ändliga magnetiska fält då  $T < T_c$ . Detta är en manifestation av att  $S_s < S_n$  för  $T < T_c$ . Fenomenet kan observeras som en temperatursänkning av en termiskt isolerad supraledare, vilken drivs normal av ett magnetiskt fält.

Det specifika värmnet hos en metall kan mätas relativt noggrant (övningsuppgift: Hur?). För en normal metall fås bidrag både från gitteret och från ledningselektronerna (repetera, om nödvändigt), vid låg T:

$$C_{n, \text{fonon}} = A (T/\theta_D)^3, \text{ enligt Debye -modellen}$$

$$C_{n, \text{el}} = \gamma T \text{ (}\gamma \sim \text{tillståndstätheten vid } E_F\text{)}$$

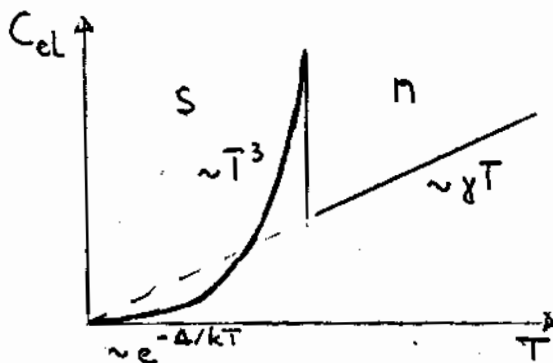


Fig. I.11. Elektronbidraget till specifika värmnet hos supraledare samt normal metall (streckad + heldragen linje).

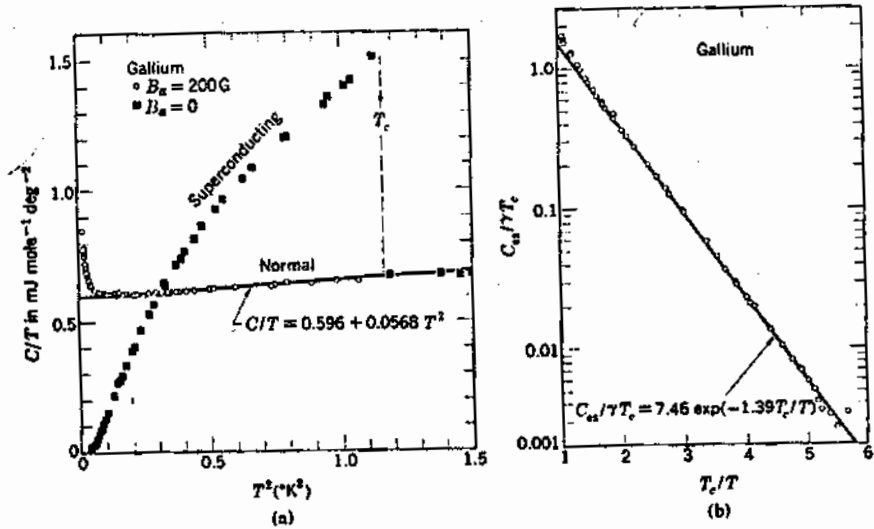


Fig. I.12. Värmekapaciteten hos normalt och supraledande gallium. Den logaritmiska skalan i högra figuren framhäver det exponentiella beroendet hos elektronbidraget till specifika värmets hos supraledande tillståndet.

Vid låga temperaturer dominerar elektronbidraget till den normala metallens specifika värme. De mekaniska egenskaperna hos en metall, som går supraledande, ändras minimalt. Fononbidraget till specifika värmets påverkas således ej nämnvärt. Elektronbidraget, däremot, ändras i hög utsträckning, vilket visas i Fig. I.11.

Under  $T_c$  fås att  $C_{s,e1}$  är ungefärligt proportionell mot temperaturen i tredje potens. För  $T \ll T_c$  fås ett exponentiellt beroende,  $C_{s,e1} \sim e^{-\Delta/KT}$ . Detta indikerar ett energigap i tillståndstätheten för excitationer ur det supraledande grundtillståndet. (Jämför specifika värmets hos en halvledare.) Ett exempel ges i Fig. I.12. Passningen ger att  $2 \Delta$  är ungefär av storleken  $3.5 kT_c$ .

Vid själva  $T_c$  fås ett språng i specifika värmets. Diskontinuiteten  $\Delta C_{e1} \sim (1.3-2) \gamma T_c$ . (BCS-teorin ger ett språng av  $1.43 \times$  värdet för normala metaller vid  $T_c$ , termodynamisk behandling och tvåvätskemodellen ger  $2 \times$ ).

### I.8. Termisk ledningsförmåga

Större delen av värmeledningen i en metall sker i allmänhet via ledningselektronerna (repetera Wiedemann - Franz lag:  $\kappa/\sigma T = L_0 \cdot 2.45 \text{ W-ohm/K}^2$ ). Detta bidrag påverkas märkbart då metallen blir supraledande. Värmeledningsförmågan,  $\kappa$ , avtar, vilket illustreras i Fig. I.13. De supraledande elektronerna transporterar ej värme. För t.ex. mycket rent Sn är värmeledningsförmågan hos supraledande Sn ca 4000 gånger lägre än för normal Sn vid låg temperatur (under ca  $0.1 \text{ K}$ ).

En supraledare kan således användas som en värmebrytare. I supraledande tillstånd leder en folie av den rena metallen mycket ringa värme.

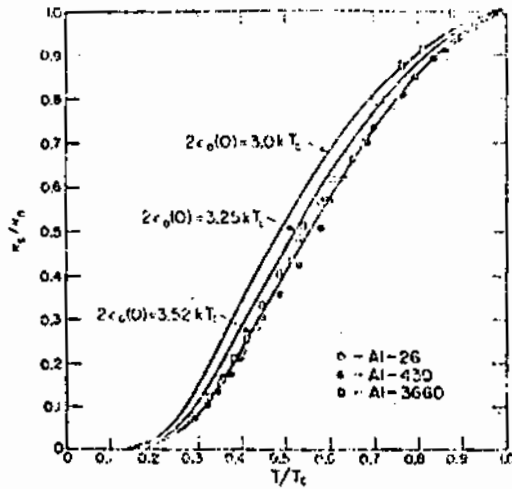


Fig.1.13.

Värmeledningsförmågan hos supraledande Al. Kurvorna är beräknade ur BCS-teorin för olika värden på energigapet.

Folien drivs normal om ett fält större än  $H_c$  appliceras. D.v.s. den leder värme bra. Sådana termiska "switchar" används då man önskar ömsom isolera ett prov, ömsom leda bort värme, t.ex. vid magnetisering och adiabatisk avmagnetisering av ett paramagnetiskt salt.

I en legering kan fononernas bidrag till termiska ledningsförmågan dominera över elektronernas. När en sådan legering blir supraledande, kan  $\kappa$  öka relativt det normala värdet, eftersom kollisioner med elektroner minskar.

### 1.9 Termoelektriska effekter

Termoelektriska effekter försvinner i en ren supraledare. Ingen termo-emk uppträder vid en temperaturdifferens. Men inte bara Seebeck-koefficienten,  $S$ , utan också Peltier-koefficienten,  $\pi$  försvinner. (Repetition:  $E = S\Delta T$ ,  $\dot{Q} = \pi i$ ). Eller deras övre gräns blir åtminstone många tiopotenser lägre än värdena i det normala tillståndet.

Vi måste dock reservera oss något. Påståendet  $S = \pi = 0$  gäller i allmänhet för en typ I supraledare. I en typ II supraledare kan man få termoelektriska effekter. Vidare kan man få laddningsobalans vid icke-jämviktstillstånd i en supraledare, vilket också leder till termoelektriska effekter.

### 1.10 Sammanfattning av grundläggande fenomen

I detta avsnitt har vi huvudsakligen behandlat makroskopiska effekter, "basfenomen", av typ transportegenskaper, magnetisk respons och specifikt värme. Dessa och andra egenskaper kommer att diskuteras vidare.

$$R \approx 0 \text{ för } T < T_c, H < H_c, i < i_c$$

Övergången till det supraledande tillståndet kan bli mycket skarp.

$$-H_c \approx H_{c0} \{1 - (T/T_c)^2\}$$

$$B_{c0} \approx 0.01 T_c \text{ (Tesla per Kelvin)}$$

Meissnereffekt:  $B=0$  inne i supraledaren kan beskrivas med

a) skärmströmmar som flyter vid ytan, eller

b) en inducerad magnetisering  $M = -H_a$

Penetrationsdjup:  $\lambda \approx \lambda_0 \{1 - (T/T_c)^4\}$

Andra ordningens fasövergång då  $H_a = 0$ , första ordningens då  $H_a \neq 0$

$$\Delta C(T=T_c) = 1.5 \gamma T_c$$

$$C_{s,el} \sim e^{-\Delta/kT} \text{ vid låg } T$$

Termiska ledningsförmågan låg hos ren supraledare.  
Inga termoelektriska effekter i en typ I supraledare i jämvikt.