

IV. SUPRALEDARE I MAGNETISKA FÄLT

Flödestätheten $B = 0$ inne i en supraledare kunde, har vi redan argumenterat, beskrivas som orsakad av antingen inducerade skärmströmmar i ytan eller en magnetisering som motverkar det externa fältet. För en ren metall i form av en tråd parallell med fältet fås ett fältberoende hos flödestätheten inne i supraledaren och magnetiseringen som i Fig IV.I. Här skall vi nu diskutera två slags avvikelser, nämligen (i) geometriska effekter p.g.a. fältets distorsion och (ii) s.k. typ II supraledning i legeringar.

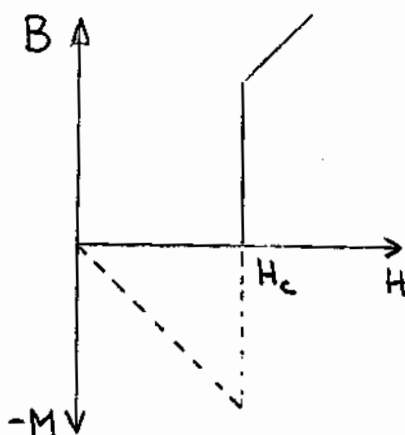


Fig. IV.I.

IV.1 Geometriberoende

Stoppar vi en magnetisk kropp i ett magnetiskt fält, så distorderas detta. Det gäller såväl för en ferromagnet som en supraledare (=stark diamagnet). Detta innebär, att den magnetiska fältstyrkan i provet ej blir densamma som det pålagda fältets styrka. I Fig. IV.2 visas en supraledande kropp i ett applicerat fält och i vakuum; för att underlätta tanken finns där också en lång solenoid utritad, som ger fältet H . Vi vet, att

$$\oint H \cdot d\ell = Ni$$

och betraktar två situationer :

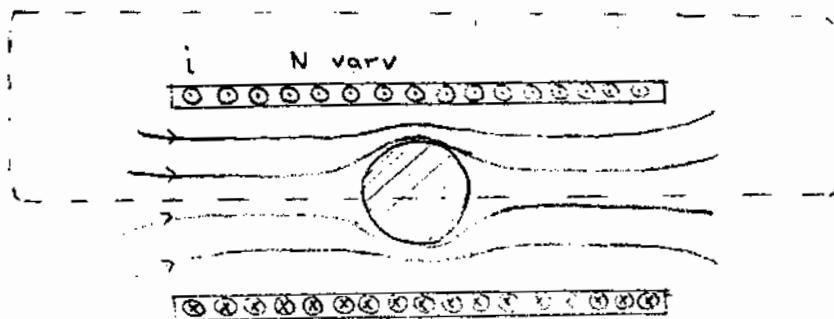


Fig. IV.2. Magnetiska flödestätheten och fältet är lägre strax utanför supraledaren längs med integrationsvägen genom supraledaren.

- (i) ingen kropp i fältet (eller en normal ledare, vars magnetiska bidrag vi kan försumma) och
- (ii) en supraledare i fältet.

I det förra fallet fås $H = H_a$ inuti solenoiden. I det senare fås en fältdistorsion så att $H < H_a$ i ett område utanför supraledaren för att närma sig H_a väl utanför. Eftersom N_i är oförändrat, så måste fältet H vara större än H_a inuti supraledaren. Fenomenet brukar kallas för demagnetisering, då det först studerades i samband med ferromagneter, där man har en motsatt fältdistorsion jämfört med supraledare.

En magnetiserad kropp säges producera ett demagnetiseringsfält så att fältet inne i kroppen :

$$H = H_a - H_d$$

För en kropp i allmänhet är demagnetiseringen ej densamma i alla delar. I specialfallet en ellipsoid är magnetiseringen dock lika i alla delar och riktad i det externa fältets riktning.

$$H = H_a - DM$$

där M är magnetiseringen, som i en supraledare är $-H$ och D är demagnetiseringskoefficienten.

Vi får således i en supraledare

$$H = H_a / (1-D)$$

(För en ellipsoid fås $D = (1/e^2 - 1) \{ (1/2e) \ln \{ (1+e)/(1-e) \} - 1 \}$)

där eccentriciteten beror på förhållandet mellan ellipsoidens lill- och storaxlar

$$e = \{ 1 - (r_b/r_a)^2 \}^{1/2}$$

D skisseras i figur IV.3)

För en sfär fås $D = 1/3$ och för en tråd som kan betraktas som en mycket lång ellipsoid får att $D = 1/2$ så fältet är vinkelrätt mot cylinderaxeln och $D = 0$ parallellt med axeln.

Vid supraledarens yta är fältets tangentiella komponent kontinuerlig. För sfären fås att maximala fältet vid ytan blir $H_a / (1-1/3) = (3/2) H_a$ medan det för en lång cylinder (i ett transversellt fält) är $2H_a$.

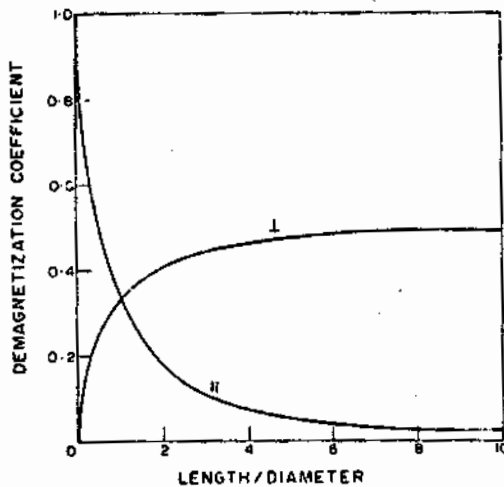


Fig IV. 3. Demagnetiseringskoefficienten för en ellipsoid med fält parallellt med och vinkelrätt mot längdaxeln.

IV.2. Intermediära tillståndet

Vid första anblicken skulle man förledas tro, att när H_a når ett värde av $(1-D)H_c$, d.v.s. då det interna fältet blir lika med H_c , så skulle ellipsoiden drivas över i det normala tillståndet. Men då blir $M \approx 0$ och $H \approx H_a < H_c$, och då är det normala tillståndet ej längre stabilt. Vi kan komma ur paradoxen genom anta att supraledande och normala faser kan existera sida vid sida, då det interna fältet blir lika med H_c . (Att två faser uppträder samtidigt är vanligt, t.ex. ånga/vätska vid kokning och vätska/fast fas vid stelning). Ellipsoiden splittas upp i normala och supraledande lameller som i figur IV.4.

Tillståndet brukar benämnas det intermediära tillståndet ("intermediate state"). Då $H_a = (1 - D) H_c$ fås de första normala områdena. Dessa tillväxer i storlek allteftersom H_a ökar, och då $H_a = H_c$ är hela provet normalt. Det interna fältet, genomsnittliga flödestätheten och magnetiseringen i en supraledande cylinder skisseras i figur IV.5. som funktion av pålagt fält.

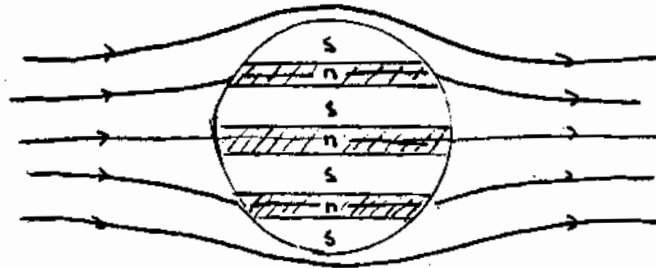


Fig. IV.4.

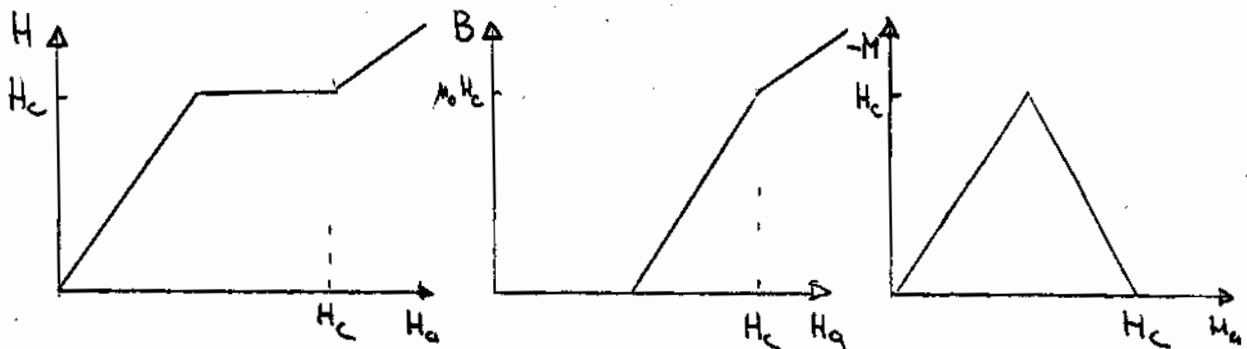


Fig. IV.5. Interna magnetiska fältstyrkan, effektiva flödestätheten och magnetiseringen i en supraledande cylinder som funktion av transversellt fält.

IV. 3. Observationer av intermediära tillståndet

Det intermediära tillståndet kan observeras på olika sätt. (Ge några förslag innan Du fortsätter läsa).

Man kan föra en mycket liten mätprob utanför supraledaren, t.ex. ett magnetoresistivt Bi-filament och mäta fältstyrkan.

Ett annat sätt är att strö ett magnetiskt pulver på supraledaren. Ferromagnetiska partiklar söker sig till normala områden och kartlägger således dessa, medan ett supraledande pulver stöts bort från de normala områdena.

Ett tredje sätt är att täcka supraledaren med ett magnetiskt aktivt glas som roterar polarisationsplanet hos polariserat ljus med ett belopp proportionellt mot magnetiska fältstyrkan (Faraday-effekt). Lamellernas förändring med fältstyrkan kan elegant studeras.

Exempel på mätningar ges i figur IV.6. En filmupptagning av Faraday-rotation över supraledande prov i magnetiska fält finns också för påseende. Man ser, att i verkligheten är situationen mera komplicerad än den beskrivning, som getts här. Man får oregelbundet formade lameller, och man får innefrusna flöden, vilka ger komplicerade "minnen" i olika nivåer, då prov drivs normala i olika fältriktningar.

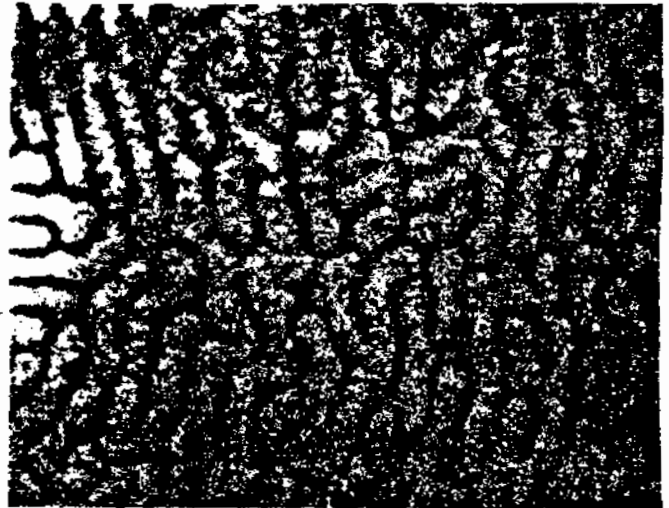
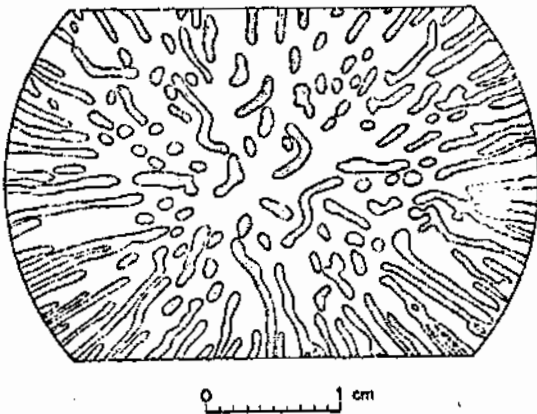


Fig. IV.6. *Vänstra delen visar intermediära tillståndet vid ytan av en tennsfår ($T = 2.85K$, $H_a = 0.7 H_c$). De mörka områdena motsvarar normala områden. Mätningarna skedde med en vismutprob. Högra figuren visar ett intermediärt tillstånd för en aluminiumplatta ($T = 0.92 T_c$, $H_a = 0.65 H_c$). De mörka områdena är täckta av tennpulver och motsvarar supraledande områden.*

IV.4. Ytenergi

Energivinsten, representerad av den supraledande kondensationsenergin, motverkas av energin förknippad med fältdistorsionen (p.g.a. ytströmmar eller med den inducerade magnetiseringen, om man väljer den beskrivningen). Den geometriska formen hos supraledaren bestämmer fältet, då det intermediära tillståndet uppträder. Varför fås inte en oändlig uppsplätning i supraledande och normala områden? Då bör ju fältdistorsionen bli minimal.

Svaret ligger i den ytenergi, som man förknippar med gränsoområdet mellan den supraledande och den normala fasen. (Det är inte ovanligt, att ytenergi uppträder - ytspänningen i gränsen mellan vätska och ånga är ett exempel).

Om ytenergin är positiv så minimeras dess bidrag till fria energin vid minsta möjliga yta. Detta resulterar i ett ändligt antal, relativt tjocka, lameller.

Man brukar ofta uttrycka ytenergin per enhetsyta, i form av en karakteristisk längd, δ :

$$\Delta G_{yt} = \frac{1}{2} \mu_0 H_c^2 \delta$$

Denna längd är av storleksordningen någon tiondels mikrometer i supraledare som bly eller tenn.

Bakgrunden till ytenergin kan vi finna i de koncept i form av penetrationsdjup och koherenslängd, som vi redan introducerat. Betraktar vi en gräns mellan ett normalt och ett supraledande område, så fås två bidrag till fria energin, se figur IV.7. Det magnetiska fältet tränger in ett avstånd givet av penetrationsdjupet λ . Detta ger upphov till en minskning av den fria energin per enhetsyta med $(B_c^2/2\mu_0) \cdot \lambda$ ($= -\{BdM\}$). Men dessutom har vi en ökning av fria energin p g a att ett färre antal superelektroner kondenserar. Tätheten av superelektroner ökar från värdet noll i den normala metallen till jämviktsvärdet i supraledaren över ett område bestämt av koherenslängden. Detta ger en ökning av fria energin per ytenhet med $(B_c^2/2\mu_0) \cdot \xi$. Skillnaden ger ytenergin

$$\Delta G_{yt} = (\xi - \lambda) \cdot B_c^2 / 2 \mu_0$$

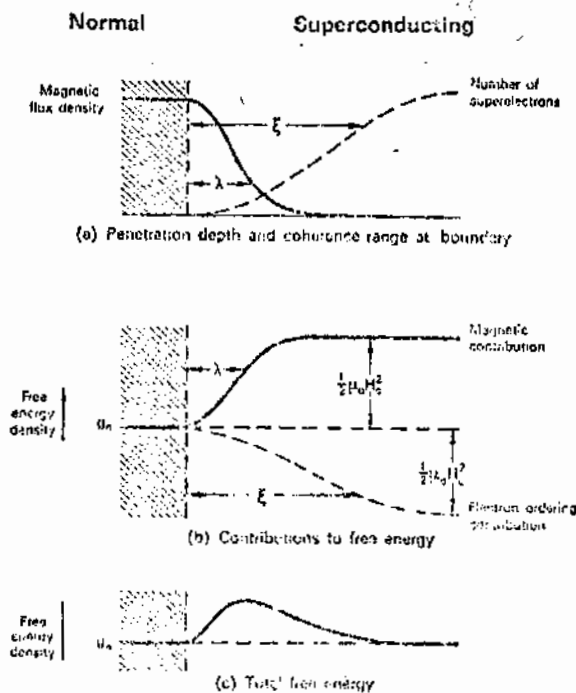


Fig. IV.7. Bakgrunden till en positiv ytenergi i en ren supraledare.

IV.5. Typ II supraledning

Man kan också tänka sig en negativ ytenergi. Koherenslängden är beroende av fria medelväglängden i en metall. ξ minskar med minskande λ (medan λ ökar något) och kan bli mindre än λ . (Se figur III.1). Detta skulle ge en negativ ytenergi. Supraledaren skulle delas upp i ett intermediärt tillstånd med ett oändligt antal supraledande och normala områden, då den utsättes för ett magnetiskt fält. Dock vet vi, att flödet i ett av supraledare omgärdat område är kvantiserat. Om det ej är noll måste det vara minst Φ_0 . Det magnetiska flödet penetrerar supraledaren i form av ett stort antal flödeskvanta.

En supraledare med kort fri medelväglängd, t.ex. legering, förening, tunn film, liten partikel), en s.k. typ II supraledare, har fler egenskaper som skiljer den från en typ I supraledare. Även om vi betraktar en supraledare, där vi kan försumma demagnetiseringseffekter, t.ex. en lång ledare i ett longitudinellt fält, så försvinner ej supraledningen abrupt vid det termodynamiska kritiska fältet H_c . Istället börjar fältet penetrera supraledaren vid ett fält $H_c < H_c$ och supraledningen består till fält $H_{c2} > H_c$, se figur IV.8. Området $H_{c1} < H < H_{c2}$ begränsar vad som brukar benämnas det blandade tillståndet (mixed state, ibland Shubnikovfas). Lägg märke till att dM/dH (och dB/dH) är oändlig vid H_{c1} . H_{c2} kan anta mycket höga värden, några exempel gavs i tabell I.2.

Flödestrådarna repellerar varandra. Fria energin blir lägst, om de bildar ett regelbundet tvådimensionellt gitter, se figur IV.9 för en skiss. Utsträckningen av störningen i superelektron-tätheten runt flödestråden bestäms av ξ , av flödet av λ . Antalet flödestrådar, d.v.s. också avståndet mellan dem, bestäms av styrkan av det magnetiska fältet (samt, naturligtvis, det supraledande materialet). Gittersymmetrin är hexagonal (detaljerade beräkningar visar, att skillnaden i energin mellan ett kvadratisk och ett hexagonalt gitter är liten, dock är det kvadratiske gittret mycket ovanligt. Se f.ö. boken av P.G. de Gennes "Superconductivity of Metals and Alloys" för en detaljerad beskrivning).

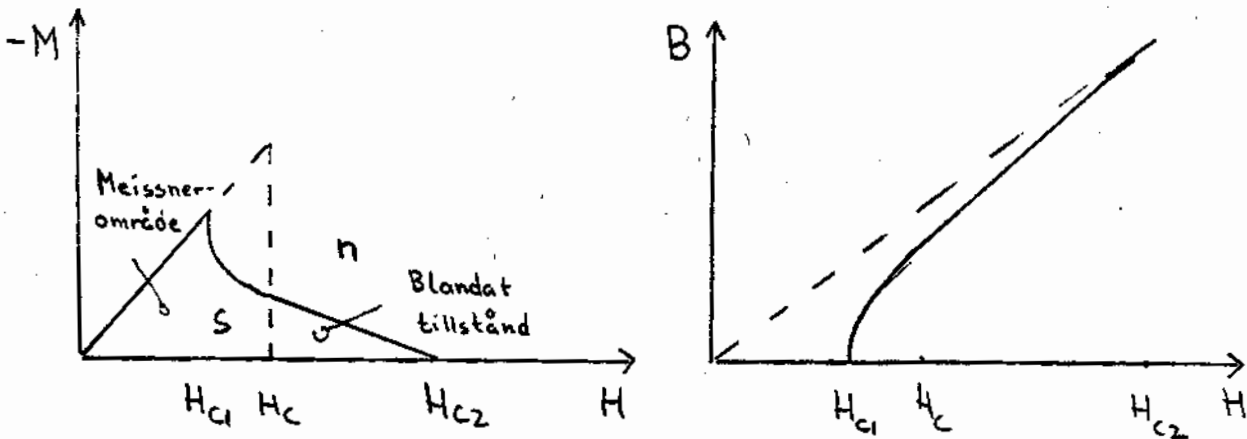
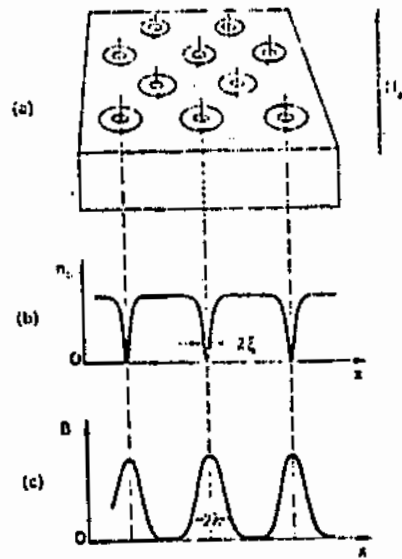


Fig. IV.8 Magnetiseringen och flödestätheten hos en typ II supraledare.

Gittret av kvantiserade flöden har observerats på olika sätt. Ett exempel ges i fig. IV.10. Essmann och Träuble har förångat små (ca 500Å) ferromagnetiska partiklar på ytan av en typ II supraledare i ett magnetiskt fält. Partiklarna dekorerar mönstret av flödeskvanta och de kan studeras i en replika med elektronmikroskop. Det hexagonala (triangulära) mönstret är uppenbart. Linjedefekter (dislokationer) syns också. Ett annat sätt att studera gittret av flödestrådar är medelst neutrondiffraktion. Neutronerna har magnetiska moment och växelverkar med magnetiska fält. Ett periodiskt mönster ger upphov till Braggtoppar.



Mixed state in applied magnetic field of strength just greater than H_{c1} .
 (a) Lattice of vortices and associated vortices. (b) Variation with position of concentration of superelectrons. (c) Variation of flux density.

Fig. IV.9.

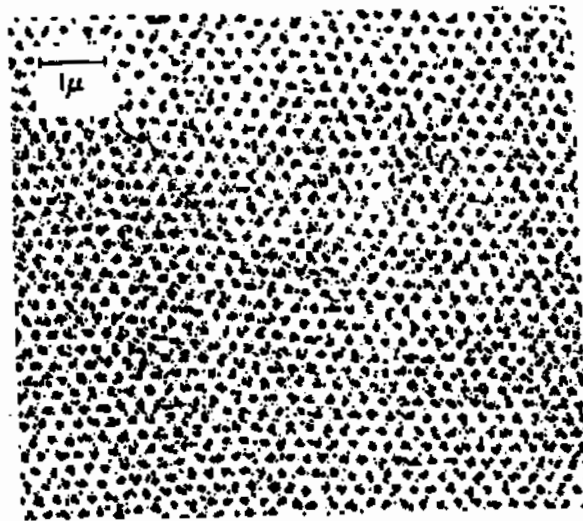


Fig. IV.10.

IV. 6 Sammanfattning

Demagnetiseringskoefficient, D : $1/2$ för lång cylinder vinkelrät mot fält, 0 för tråd parallell med fält, $1/3$ för sfär.

Typ I supraledare: positiv ytenergi vid S/N-övergång, intermediärt tillstånd för $H_a > (1-D)H_C$.

Typ II supraledare: negativ ytenergi, blandat tillstånd för $H_{C1} < H_a < H_{C2}$ med gitter av penetrerande flödestrådar.