

---

# Superconductivitat i superfluidesa. Un premi per a la comprensió d'efectes quàntics ben visibles

**Josep Fontcuberta\*** i **Xavier Obradors†**  
Institut de Ciència de Materials de Barcelona (CSIC)

Els premis Nobel de Física de l'any 2003 han estat concedits a V. Ginzburg, A. Abrikosov i A. Leggett, investigadors que han contribuït decisivament a la comprensió de la superconductivitat i la superfluidesa, propietats que presenten alguns materials a baixa temperatura. La superconductivitat és el nom que pren la superfluidesa quan el fluid de què es tracta està format per partícules amb càrrega elèctrica. Aquesta propietat ens permet observar a escales macroscòpiques de longitud (de l'ordre de  $10^{-3}$  m –  $10^6$  m) efectes quàntics que típicament tan sols són rellevants a escales de l'ordre de la mida d'un àtom,  $\sim 10^{-10}$  m. Sens dubte, les propietats dels superfluids són interessants per si mateixes, però també han estat el motor que ha estimulat el desenvolupament de noves eines conceptuals i han fet possible que avui els superfluids formin part essencial de sistemes i dispositius que afecten de manera important la nostra vida. Probablement, els imants superconductors, inclosos en els sistemes de diagnòstic clínic per ressonància magnètica nuclear, en són l'exemple més palès —de fet l'Acadèmia Sueca ha concedit el Nobel de Medicina 2003 a Paul C. Lauterbur i Peter Mansfield per la seva contribució al desenvolupament d'aquests sistemes, però no són els únics: avui s'usen superfluids superconductors per a telecomunicacions de més qualitat, per al transport d'energia i també per al confinament de plasmes en reactors de fusió.

L'Acadèmia Sueca de Ciències ha reconegut les aportacions de Ginzburg, Abrikosov i Leggett i la seva *contribució pionera en la teoria de superconductivitat i superfluidesa* atorgant-los el Premi Nobel de Física de l'any 2003.

Per descriure i comprendre quines han estat les contribucions dels premiats, ens cal seguir alguns passos.

---

\***Josep Fontcuberta** (Caldes de Montbui, 1953) és doctor en Física per la Universitat de Barcelona (1981) i actualment és professor d'investigació a l'Institut de Ciència de Materials de Barcelona, CSIC (fontcuberta@icmab.es).

†**Xavier Obradors** (Manresa, 1956) és doctor en Física per la Universitat de Barcelona (1982) i doctor en Ciència de Materials per la Universitat de Grenoble (França, 1983) i actualment és professor d'investigació a l'Institut de Ciència de Materials de Barcelona, CSIC (xavier.obradors@icmab.es).

En primer lloc, revisarem qui, quan i com es van descobrir el superfluids. En segon lloc, repassarem alguns conceptes clau com són el paràmetre d'ordre de l'estat superfluid i la relació entre magnetisme i superconductivitat. Després revisarem les aportacions de Ginzburg, Abrikosov i Leggett que els han valgut el Nobel de Física del 2003. Acabarem amb un breu comentari sobre l'impacte de les contribucions dels premiats i amb una reflexió sobre l'activitat científica que en àrees relacionades s'està desenvolupant en les universitats i centres de recerca catalans.

## Superfluids

La superconductivitat la va descobrir, a Leiden (1911), H. Kamerling Onnes. Aquest descobriment va ser la conseqüència del progressiu desenvolupament de tècniques per aconseguir temperatures més i més baixes, que ja havia començat a Suïssa, quan L. Caillet i R. Pictet van ser capaços de liquar *gasos permanents* com ara nitrogen, aire o hidrogen. Michael Faraday els va batejar amb el nom de *gasos permanents* després dels seus esforços inútils, dos-cents anys abans, per liquar-los. El camí va seguir amb Z. F. Wroblewski (Cracòvia) que va reeixir a condensar aire líquid (1891) i va poder observar que la resistència elèctrica dels metalls disminueix en baixar la temperatura, però no es fa nul·la. L'any 1892 J. Dewar va inventar un recipient que avui porta el seu nom i que li va permetre obtenir quantitats significatives d'hidrogen líquid.

L'heli no es va descobrir a la Terra sinó al cel. Es va descobrir en mirar l'espectre d'emissió de la llum del Sol durant un eclipsi de Sol (1868). L'astrònom francès Jules Janssen va veure una línia groga en l'espectre de la llum del que li arribava. La va assignar a un element que encara no havia estat descobert a la Terra. Per aquest motiu se li va donar el nom d'*heli* (*Hèlios*, 'Sol' en grec). L'any 1895, W. Ramsay en va observar en mines d'urani i posteriorment en jaciments de gas natural. Poc més de deu anys després, K. Onnes a Leiden (1908) va aconseguir liquar-lo, cosa que succeeix a temperatures properes a 4 K i, malgrat els seus esforços, observà que fins a 1 K (la temperatura més baixa que es podia

assolir) aquest líquid *misteriosament* no se solidificava. Avui sabem que això és degut al que s'anomena *energia de punt zero* i que és un efecte purament quàntic. El que és rellevant, però, és que van observar (1910) que la densitat de l'heli líquid presenta un màxim a una certa temperatura,  $\sim 2$  K i, malgrat que els va sorprendre molt, van seguir amb el seu camí, que no era altre que estudiar el comportament dels metalls a temperatura molt baixa. Així, l'abril de 1911 K. Onnes va reportar que la resistència elèctrica del mercuri disminueix ràpidament en refredar-lo per sota de 4,2 K i es fa immensurablement petita. Havia descobert la superconductivitat del mercuri (així va anomenar aquesta propietat) i el 1913 li va ser concedit el Premi Nobel de Física. Va observar que un camp magnètic aplicat feia desaparèixer aquesta propietat i, a la primavera de 1914, Onnes va descobrir que un corrent induït en un llaç superconductor persistia per llargs períodes de temps sense degradar-se com passa en un metall normal.

La Primera Guerra Mundial va significar el final dels experiments a baixa temperatura, els quals no es van reprendre fins als anys vint. K. Onnes es va tornar a interessar per les propietats d'aquell fluid estrany, He, i va observar (1922-23) que el màxim de densitat que havia mesurat a 2,2 K va acompanyat d'un canvi molt pronunciat de la calor específica del líquid. Avui sabem que aquests canvis indiquen l'entrada a un nou estat de la matèria: la superfluïdesa de l'heli. De fet, qui es va adonar de la superfluïdesa (la pèrdua de viscositat) va ser Pyotr Kapitsa (Premi Nobel 1978). La semblança entre els dos fenòmens és ben evident: pèrdua de viscositat elèctrica (resistència elèctrica) al moviment de càrregues en un fluid carregat, Hg, o pèrdua de viscositat hidrodinàmica en el fluid no carregat, He. Hi ha dos isòtops del He,  ${}^4\text{He}$  i  ${}^3\text{He}$  amb abundàncies relatives de 99,999 % i 0,001 %. Així doncs, podem assumir que els treballs als quals ens hem referit fins ara responen a les propietats de l'isòtop majoritari  ${}^4\text{He}$ .

Un altre ingredient important per a la descripció de la superconductivitat va ser la troballa feta per W. Meissner i R. Ochsenfeld (Berlín, 1933) segons la qual un superconductor és, a més a més, un diamagnet perfecte; és a dir: en presència d'un camp magnètic aplicat, el superconductor expulsa del seu interior totes les línies de camp magnètic, i ho fa tant si el camp s'aplica després d'un procés de refredat fins a  $T < T_C$ , on  $T_C$  és una certa temperatura crítica, a camp nul —això ho faria també un metall ideal amb resistivitat zero,  $\rho = 0$ — com si el camp s'aplica a  $T > T_C$  i després es refreda (un metall ideal,  $\rho = 0$ , no expulsaria el camp). Notem que, si cal que la inducció magnètica sigui nul·la a l'interior del superconductor, fa falta que hi hagi corrents (diamagnètics) que generin un camp que s'oposi al camp aplicat i l'anul·li.

Aquesta observació, juntament amb el fet que la

superconductivitat desapareix en presència d'un camp magnètic suficientment gran (camp crític termodinàmic) i que aquesta transformació és reversible, van posar de manifest que l'estat superconductor és un estat termodinàmic ben definit de la matèria.

C. J. Gorter i G. Casimir (1934) van proposar un model de dos fluids per descriure la transició entre l'estat normal i el superconductor. Una part del fluid són els electrons condensats en el superfluid superconductor i l'altra, els electrons normals. Naturalment a alta temperatura,  $T > T_C$ , tan sols hi hauria electrons normals i per sota de  $T_C$  la fracció d'electrons superconductors creixeria gradualment.

La descripció de l'existència de corrents superficials diamagnètics va ser proposada pels germans London (1935), que elaboraren un simple model fenomenològic per descriure el diamagnetisme perfecte al qual s'adaptaven *ad hoc* les equacions constitutives del material. Van imposar una llei constitutiva  $\mathbf{J} \approx -(1/\lambda^2)\mathbf{A}$  (on  $\mathbf{A}$  és el potencial vector) en què la presència de corrents  $\mathbf{J}$  en el material està lligada a les variacions *espacials* del camp magnètic. Notem que, en un metall normal, l'aparició de corrents està associada a la variació *temporal* d'un flux de camp magnètic. Així, sorgeix de manera natural una longitud característica ( $\lambda$  —longitud de penetració) que mesura la distància necessària per atenuar el camp magnètic a l'interior del superconductor i al mateix temps mesura el gruix de la pell del superconductor, per dintre de la qual circulen els corrents diamagnètics d'apantallament.

Al mateix any, Fritz London ja va suggerir que la relació constitutiva que ell havia proposat podria sorgir de la mecànica quàntica (formalment és la mateixa) si existís una funció d'ona  $\Psi$  per al superfluid que no depengués de la posició,  $\nabla\Psi = 0$ . Sens dubte, Fritz London va obrir el camí que altres estaven a punt de recórrer. En un llibre seu publicat l'any 1950, F. London escriu: «L'estat superconductor suggereix una estructura quàntica macroscòpica que és com una solidificació o condensació de la distribució de velocitats (moments) dels electrons. Aquesta solidificació lliga el moment de cada partícula a la del tot i s'estén sobre distàncies apreciables.»

L'altre ingredient essencial va ser el descobriment (E. Maxwell i, independentment, Reynolds, 1950) del que s'anomena *efecte isotòpic*; és a dir: la temperatura crítica del material depèn de la massa dels àtoms que constitueixen el sòlid. Aquest resultat va donar una pista «inequívoca» que les vibracions de la xarxa cristal·lina (els fonons) tenien un paper clau en l'establiment de correlació entre el moviment dels electrons.

La idea que tenim avui és que, per sota d'una temperatura característica anomenada *temperatura crítica* ( $T_C$ ), les partícules que constitueixen el superfluid, bé siguin electrons en el Hg o bé àtoms neutres de  ${}^4\text{He}$ , es

condensen en un únic estat: un estat comú per a totes les partícules del sistema  $\sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ . En el cas del  $^4\text{He}$  (àtoms amb capes plenes, un nombre parell de protons i de neutrons en el seu nucli, i, per tant, amb un spin enter), esperem que es pugui descriure correctament amb el que s'anomena *estadística de Bose-Einstein* i que condensin totes les partícules en l'estat de més baixa energia. És a dir, que formin un condensat de Bose-Einstein. L'entrellaçat del moviment d'un nombre tan gran de partícules en el mateix estat és el responsable últim que cap d'elles pugui perdre energia i, per tant que el fluid no sigui viscos. La situació amb el fluid electrònic és molt més complexa. El problema és que els electrons tenen càrrega elèctrica i spin semienter. Així doncs, per a ells val l'estadística de Fermi-Dirac i el principi d'exclusió (anomenat *de Pauli*) que se'n deriva. No podem tenir dues partícules en el mateix estat. Una idea immediata per resoldre la dificultat seria imaginar tenir parelles formades i lligades d'electrons amb el seu spin oposat, de manera que el conjunt es comportés com si tingués un spin total enter i llavors, igual que els àtoms de  $^4\text{He}$ , es podrien comportar com a bosons i condensar en un estat comú. Malauradament, però, la situació no és tan simple, ja que els electrons senten una forta repulsió coulombiana i, per tant, cal trobar una font d'energia que superi la barrera coulombiana i els estimuli a aparellar-se. La dificultat és òbvia, i és fonamentalment per aquest motiu que, entre el descobriment de la superconductivitat en Hg i el descobriment d'una teoria microscòpica satisfactòria que descriu el fenomen, van haver de passar gairebé cinquanta anys. L'any 1957 John Bardeen, Leon Cooper i Robert Schrieffer van demostrar que electrons amb spin  $s$  i moment  $k$  oposats ( $s \uparrow, k \downarrow$ ) formen parelles (de Cooper)  $[(s \uparrow, k \downarrow) - ((s \downarrow, k \uparrow))]$  i que l'acoblament entre ells ve donat per la seva interacció amb la xarxa de fonons. Aquesta és l'anomenada *teoria BCS* i als seus autors se'ls va concedir el Premi Nobel de 1972.

Els electrons condensats en parelles en la teoria BCS són objectes simètrics (orbitals de tipus  $s$ ,  $S = 0, L = 0$ ) i també ho són els àtoms de  $^4\text{He}$ . Així doncs, es parla de *fluids isotrops*. Què passaria, però, si la funció que descriu la parella no fos una ona de tipus  $s$  sinó amb una simetria diferent? Per exemple, podríem imaginar una situació en la qual la interacció repulsiva entre les partícules fos més forta i que, per tant, intentessin trobar una situació en la qual de mitjana estiguessin més separades. Aquest podria ser el cas si en lloc d'un orbital de tipus  $s$  fos elegit un orbital de tipus  $p$  o  $d$ . Llavors es perdria la simetria esfèrica i l'orientació de l'òrbita que descriuria la parella d'àtoms en l'espai podria ser rellevant. Un fluid amb aquestes característiques s'anomena *fluid anisòtrop* i en tenim un exemple en el  $^3\text{He}$ , que té tres nucleons; és, doncs, un fermió i la condensació es fa a través de la formació de parelles d'àtoms de  $^3\text{He}$ .

Tal com veurem més endavant, A. Leggett va proposar que la interacció dipolar nuclear és la responsable de la formació del que podríem anomenar *molècules diatòmiques* de  $^3\text{He}-^3\text{He}$ . En aquest cas cada parella té dos moments angulars característics ( $S, L$ ) que poden estar correlacionats i orientats diferentment en l'espai (fig. 1). Pel descobriment experimental de superfluïdesa en  $^3\text{He}$  a temperatures per sota de 3 mK, el 1972 David Lee, Douglas Osheroff i Robert Richardson van obtenir el Premi Nobel el 1996.

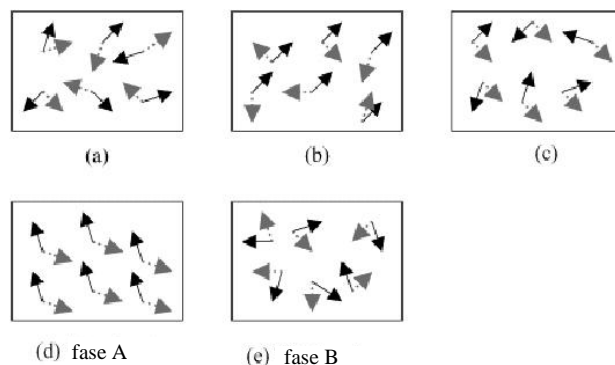


Figura 1: Es mostren els possibles estats en un fluid bidimensional anisòtrop, amb dos graus de llibertat: spin  $S$  (fletxes negres) o moment angular orbital  $L$  (fletxes grises). (a) Estat desordenat: és isotrop en relació amb l'orientació d'ambdós graus de llibertat. No hi ha ordre de llarg abast en cap grau de llibertat. El sistema és invariant respecte a rotacions, tant de  $S$  com de  $L$ . (b-e) Estats amb diferent tipus d'ordre de llarg abast i que corresponen a diferents possibles trencaments de simetria en la fase ordenada. (b) Trencament de simetria rotacional en l'spin ( $S$ ) (líquid ferromagnètic). (c) Trencament de simetria en l'espai orbital ( $L$ ) (cristall líquid). (d) Les simetries rotacionals de  $S$  i  $L$  estan trencades separatament (com a la fase A del  $^3\text{He}$ ; vegeu el text). (e) Únicament la simetria relacionada amb l'orientació relativa de  $S$  i  $L$  estan trencades (com al punt B del  $^3\text{He}$ , vegeu el text)

## Transicions de fase i paràmetre d'ordre

El concepte de paràmetre d'ordre per descriure transicions de fase (d'això parlem quan volem descriure el pas de l'estat normal d'un metall al seu estat superconductor, o de l'heli al seu estat superfluid, o també l'aparició de ferromagnetisme en un material, etc.) surt de manera natural en adonar-se que en la majoria de transicions de fase hi ha alguna quantitat física que passa a adquirir un valor no nul a l'estat ordenat. Va ser introduït per L. Landau el 1937. En el cas dels materials ferromagnètics aquesta quantitat òbviament és la magnetització

$M$  i, així doncs, aquest és el paràmetre d'ordre de la transició. A l'estat ferromagnètic ( $T < T_C$ ), el sistema selecciona una direcció particular dels spins  $i$ , d'aquesta manera,  $\langle M \rangle \neq 0$ . Quan comparem aquest estat amb la situació que teníem a la fase paramagnètica ( $\langle M \rangle = 0$ , a  $T > T_C$ ), hem de reconèixer que el sistema ha disminuït la seva simetria, ja que ara a  $T < T_C$  l'energia ja no és invariant per a rotacions de l'spin. En aquestes circumstàncies es parla de *trencament espontani de la simetria*.

Landau i Ginzburg van demostrar els anys cinquanta que el paràmetre d'ordre apropiat en una transició a l'estat superfluid (bé sigui superconductor o  $^4\text{He}$ ) és un nombre complex,  $\Psi$ , que té dues components: una amplitud  $\Psi(r)$  i una fase  $\phi$ . Per a  $T > T_C$  el valor de  $\phi$  és irrellevant, és a dir, l'energia del sistema és invariant enfront de canvis arbitraris de fase. Per a  $T < T_C$  el sistema selecciona un valor precís de  $\phi$  i, per tant, la simetria en  $\phi$  es trenca.

Identificar el paràmetre d'ordre en fluids no isòtrops com el  $^3\text{He}$  resulta més complicat. El problema és que les parelles d'àtoms de  $^3\text{He}$ , acoblats per forces dipolars nuclears, estan en un estat d'spin triplet ( $S = 1$ ), és a dir —en un ferromagnet— la simetria rotacional d'spin està trencada. Al mateix temps, hem vist també que, atès que la simetria de la part orbital no és  $s$  sinó  $p$  ( $L = 1$ ), es podria produir una orientació col·lectiva de totes les òrbites (com en un cristall líquid) i, per tant, trencar-se també la simetria de la part orbital. Si afegim la simetria en la fase  $\phi$ , en els superfluids isòtrops, resulta que hi ha tres simetries que es trenquen a la transició de fase. Leggett, l'any 1972, es va adonar que en un sistema com aquest es poden produir diversos trencaments simultanis de simetria, una idea que va significar un canvi important en la teoria de transicions de fase i que va poder explicar les transicions observades pels descobridors de la superfluïdesa en  $^3\text{He}$ , pocs mesos abans.

Afegim que la teoria BCS, tal com s'havia desenvolupat el 1957, no és aplicable a fluids no isòtrops. Aquest és el cas del  $^3\text{He}$ , però també sembla que és el cas dels anomenats *superconductors d'alta temperatura* descoberts per Georg Bednord i Alex Müller l'any 1986 (Premi Nobel el 1987). De fet, mesures recents de la simetria de la funció d'ona indiquen que aquesta té simetria  $(x^2 - y^2)$  i no  $s$ . Així mateix, s'han descobert altres superconductors on la simetria de la funció d'ona és  $p$ . A. Leggett ha contribuït decisivament a reescriure la BCS per fer-la capaç de descriure aquests fluids anisòtrops.

## Magnetisme i superconductivitat

Ja hem indicat que la teoria BCS, tal com s'havia desenvolupat el 1957, no era aplicable a fluids anisòtrops. Tampoc no es podia aplicar a fluids inhomogenis, on el

paràmetre d'ordre pot variar de punt a punt. Aquesta no és una situació d'interès merament acadèmic, sinó que veurem que és la situació que es dóna en molts superconductors (en tots aquells de rellevància tecnològica) quan els sotmetem a camps magnètics. En aquests casos, i contràriament al que havien observat W. Meissner i R. Ochsenfeld, ara superconductivitat i magnetisme conviuen.

És aquí on la contribució d'A. Abrikosov, basada sens dubte en el treball previ de Ginzburg i Landau pels volts de 1950, s'obre camí. Ginzburg i Landau introdueixen la noció del paràmetre d'ordre en un sistema superconductor; l'aspecte clau de la teoria és que apareixen de manera natural dues longituds característiques del sistema: la longitud de penetració del camp magnètic,  $\lambda$  i una nova longitud (longitud de coherència,  $\xi$ ) que reflecteix la variació espacial del paràmetre d'ordre prop d'una interfície. Amb aquestes quantitats Ginzburg i Landau construeixen un paràmetre que no depèn de la temperatura, sinó tan sols de propietats específiques del material:  $\kappa = \lambda/\xi$ , anomenat *paràmetre de Ginzburg-Landau*, que permet de fer la distinció entre dues famílies de superconductors: de tipus I i II segons els valors de  $\kappa$ . Introdueixen la idea d'energia superficial i estudien sistemes on la interfície entre un material superconductor i un de normal té una energia positiva ( $\kappa < 1/\sqrt{2}$ ), és a dir, té un cost en energia crear una frontera entre la fase superconductora i la normal de manera que la penetració de camp a l'interior està fortament penalitzada en energia. Aquesta propietat és comuna als elements superconductors coneguts fins llavors, com el Hg.

En els anomenats *superconductors de tipus I* ( $\kappa < 1/\sqrt{2}$ ) el flux magnètic no pot penetrar al seu interior, més enllà de la petita penetració superficial de profunditat  $\lambda$ , per on circulen els corrents d'apantallament. Atès que els superconductors coneguts pels volts de 1950 tenien tots ( $\kappa \ll 1$ ) —per al Hg,  $\kappa \approx 0,16$ —, Ginzburg i Landau no van estimar convenient explorar les solucions del seu propi model per a valors de  $\kappa > 1/\sqrt{2}$ , que determina la frontera de les solucions i etiqueta l'altra família de superconductors: els de tipus II.

L'aproximació fenomenològica de Ginzburg i Landau va resultar apropiada per descriure les propietats de molts dels materials, notablement les propietats magnètiques, termodinàmiques, l'anisotropia, la resposta en funció de la temperatura, etc.

La teoria de Ginzburg i Landau desenvolupada, tal com s'ha dit, per a materials amb  $\kappa \ll 1$ , no era, però, suficient per descriure les propietats dels nous materials, anomenats *bruts*, com alguns aliatges o pel·lícules fines d'elements superconductors. De fet, les mesures de camps crítics fetes entre 1951 i 1952, per N. V. Zavaritski en pel·lícules fines amorfes discrepaven obertament de les prediccions de Ginzburg i Landau que fins llavors s'havien verificat amb claredat. Va ser aquest

desacord el que va estimular Abrikosov a explorar-ne les causes. Com veurem més endavant, la diferència és que en aquests materials l'energia d'interfície entre un material superconductor i un de normal no és positiva, sinó negativa i, com veurem, aquesta diferència té conseqüències dramàtiques en el comportament magnètic dels materials.

Per descriure i comprendre correctament les contribucions d'aquests investigadors, és convenient dedicar aquest apartat a repassar les propietats magnètiques dels superconductors.

Els materials superconductors es caracteritzen pel fet d'estar formats per parelles d'electrons condensats en un estat en el qual es mouen coherentment. Això implica que es mouen sense dissipar energia (resistència elèctrica nul·la) i que expulsen un camp magnètic del seu interior (efecte Meissner). En la figura 2 es mostra la corba d'imantació d'un material superconductor sotmès a un camp magnètic.

Molts metalls superconductors, en particular els elements, presenten un diamagnetisme perfecte; és a dir, la imantació  $M$  del material sotmès a un camp magnètic és tal que la inducció total al seu interior és nul·la. Si escrivim  $B = \mu_0(H + M)$ ,  $B = 0$  a l'interior implica que  $M = -H$ . En la figura 2 s'il·lustra  $M(H)$  i es pot veure que  $M(H)$  és lineal per a una certa regió de camps aplicats i amb pendent  $-1$ . Aquesta és la resposta Meissner. Aquest comportament s'observa fins a un cert valor de camp aplicat  $H_C$  (camp crític termodinàmic) on la imantació decau bruscament a zero quan, sota l'efecte del camp, el material transita a l'estat normal. Si abans d'arribar a  $H_C$  fem disminuir el camp magnètic recorrerem la corba  $M(H)$  enrere de manera reversible.

Hi ha altres materials, els que anomenàvem *bruts*, en els quals la corba d'imantació és totalment diferent. Ara, en arribar a un camp aplicat  $H_{C1}$  (camp crític inferior), la imantació comença a decreixer de manera gradual i el material no anul·la la seva imantació negativa fins a assolir un camp molt més gran  $H_{C2}$  (camp crític superior).

Abrikosov va entendre (1957) que aquest resultat es podria derivar de la teoria de Ginzburg-Landau resolent-la en el cas que l'energia superficial entre un material superconductor i un de normal fos negativa (de tipus II,  $\kappa > 1/\sqrt{2}$ ). La diferència és que en un superconductor de tipus II, la resolució de les equacions de Ginzburg-Landau porten a una solució en la qual, per a  $H > H_{C1}$ , hi ha entrada parcial de flux magnètic a l'interior del superconductor. L'entrada no es fa de manera homogènia sinó que el flux magnètic està confinat a regions molt petites (diàmetre  $\xi$ ) rodejades per vòrtexs de corrents (de diàmetre  $\lambda$ ). A mesura que el camp aplicat augmenta, la densitat de vòrtexs també augmenta fins al punt que se superposen per a  $H \approx H_{C2}$  i s'arriba a l'estat normal.

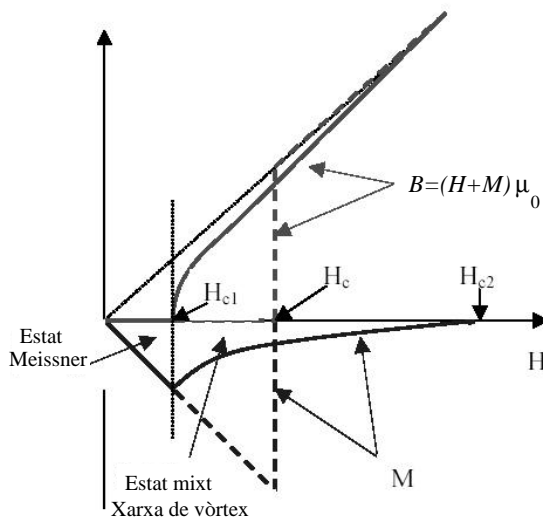


Figura 2: Imantació  $M$  (sota l'eix de les  $H$ ) i inducció magnètica induïda  $B$  (sobre l'eix de les  $H$ ) en funció del camp magnètic aplicat  $H$  per a un superconductor de tipus I —apantallament magnètic perfecte— (línia de traços) i per a un superconductor de tipus II —apantallament parcial (línia contínua)

Encara més, Abrikosov va preveure que aquests vòrtexs, que estan formats per corrents, han d'interaccionar. Com a resultat d'aquesta interacció clàssica, com la de dos imants de la mateixa polaritat, els vòrtexs es rebutgen i s'acaben allunyant entre ells i ordenant-se en una xarxa (xarxa de vòrtexs). En aquest estat mixt anomenat *estat mixt o de Shubnikov*, on a l'interior del superconductor hi ha regions amb camp magnètic i regions sense, la resistivitat pot ser nul·la o no. Ho veurem detalladament més endavant. Aquí tan sols farem notar que si un vòrtex —ja hem vist que està format per un cor on hi ha camp magnètic (i, per tant, allà el paràmetre d'ordre i la densitat de parells de Cooper són nuls) rodejat per una zona on circulen corrents— es mou, provocarà una variació local de flux magnètic i, en conseqüència, apareixerà dissipació d'energia, ja que els electrons del cor són normals. En aquestes condicions la resistivitat elèctrica a l'estat mixt del superconductor serà finita. Si, per contra, aconseguíssim que el vòrtex estigués lligat, ancorat en algun punt del material que li impedis el moviment, llavors podríem tenir un superconductor a l'estat mixt i amb resistència elèctrica nul·la. Afortunadament, això és possible i aquesta habilitat és la que ens permet d'usar els superconductors en

aplicacions pràctiques.

## Teoria de Ginzburg-Landau

Quan Ginzburg i Landau, els anys cinquanta, comencen a desenvolupar la seva teoria dels superconductors, ja hi ha un bon nombre de resultats clau que tenen a l'abast: *a)* la resistència nul·la i l'efecte Meissner, *b)* la superconductivitat és destruïda per un camp magnètic suficientment fort o pel pas de corrent, *c)* un model de dos fluids reproduceix correctament algunes dades experimentals i *d)* el model que els germans London havien desenvolupat, i que ja permetia explicar per què un camp magnètic no penetra el superconductor. Queden, però, moltes coses inexplicades: la supressió de la superconductivitat per camps i corrents, l'existència d'una energia superficial associada a l'existència d'interfícies entre un material superconductor i un de normal, l'observació que el camp crític és diferent segons que tinguem un material massiu o en forma de capa prima, etc.

Al final dels anys trenta, Landau havia desenvolupat una teoria de les transicions de fase (de fet, Lev Landau va ser guardonat amb el Premi Nobel de Física el 1962). El seu punt de partida va ser que l'aparició d'un paràmetre d'ordre,  $\Psi$ , en una transició de fase implica una disminució de la simetria del sistema. Basant-se en consideracions de simetria, i en el fet que l'energia lliure d'un sistema, aquella que controlem amb paràmetres experimentals ( $p, T$ ), ha de ser contínua a la transició, Landau proposa que l'energia lliure (de Gibbs) d'un sistema s'ha de poder escriure:

$$G(T, p) = G_0(T, p) + \alpha(T, p) |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \dots$$

Les raons de simetria i continuïtat de  $G$  a través de la transició imposen que el coeficient  $\alpha$  s'hagi d'anul·lar a la temperatura crítica i canviar de signe, de manera que la forma més simple de  $\alpha$  és:  $\alpha(T, P) = \alpha(P)(T - T_C)$ . Perquè l'energia tingui un mínim cal que  $\beta$  sigui positiu.

Amb aquestes simples consideracions ara es pot escriure l'energia lliure com segueix:

$$G(T, p) = G_0(T, p) + \alpha(p)(T - T_C) |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \dots$$

Aquest model permet de calcular la dependència del paràmetre d'ordre (la fracció d'electrons superconductors) en la temperatura i, fins i tot, preveure la discontinuïtat de la calor específica observada experimentalment a  $T = T_C$ . Malgrat tot, no permet d'incorporar variacions espacials del paràmetre d'ordre. Aquesta dificultat sembla substancial, ja que el model de London preveu que la densitat de superelectrons ha de canviar en funció de la profunditat sota la superfície dels superconductors i, al mateix temps, sembla rellevant per poder explicar per què els camps crítics varien segons la geometria del superconductor. Aquest és el rerefons que va motivar Ginzburg i Landau a revisar, el 1950, la teoria

que Landau havia desenvolupat el 1937. La manera de generalitzar-la va ser assumir que el paràmetre d'ordre  $\Psi(r, \phi)$  és una funció complexa  $\Psi(r, \phi) = \Psi_0(r)e^{i\phi(r)}$  i que varia suauement de punt a punt dintre del superconductor. Això implica que, a l'energia lliure, ara s'hi haurà d'incloure un terme de la forma  $|\nabla\Psi(r)|^2$ , ja que la variació de  $\Psi(r, \phi)$  implica un cost d'energia (cinètica).

En termes d'aquest paràmetre d'ordre, l'energia lliure pren la forma:

$$G(T, p) = G_0(T, p) + \alpha(T, p) |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 - \left( \frac{\hbar^2}{2m^*} \right) |\nabla\Psi(r)|^2.$$

Ginzburg i Landau incorporen la presència d'un camp magnètic ( $\mathbf{b}$ ) ( $\mathbf{b} = \nabla \times \mathbf{A}$ , introduint el potencial vector  $\mathbf{A}$ ) i substituint  $-i\hbar\nabla \rightarrow -i\hbar\nabla + e^*\mathbf{A}$ .  $e^*$  i  $m^*$  són la càrrega i la massa dels portadors de càrrega en el sistema. Llavors, l'energia lliure s'escriurà:

$$G(T, p) = G_0(T, p) + \alpha(T, p) |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \left( \frac{1}{2m^*} \right) [(i\hbar\nabla + e^*\mathbf{A})\Psi]^2 + \left( \frac{\mathbf{b}^2}{2\mu_0} \right).$$

Minimitzant l'energia lliure respecte a les variacions de  $\Psi$  i  $\mathbf{A}$ , s'obtenen les anomenades *equacions de Ginzburg-Landau*:

$$\frac{1}{2m^*} (i\hbar\nabla + e^*\mathbf{A})^2\Psi + \alpha\Psi + \beta|\Psi|^2\Psi = 0. \quad (1)$$

$$-\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{H} = \frac{i\hbar e^*}{2m^*} (\Psi^*\nabla\Psi - \Psi\nabla\Psi^*) + \frac{(e^*)^2}{m^*} |\Psi|^2 \mathbf{A}. \quad (2)$$

La segona equació té la mateixa forma de l'equació que dona la densitat de corrent en física quàntica. La primera, excepte pel terme quadràtic en  $\Psi$ , és anàloga a l'equació de Schrödinger per a una partícula de massa  $m^*$  i càrrega  $e^*$ . És interessant reflexionar sobre l'equació (1). Atès que no podem mesurar el valor absolut de  $|\Psi|^2$ , el valor de la massa  $m^*$  és arbitrari i és, per tant, poc rellevant. Què passa, però, amb  $e^*$ ? Ginzburg afirma que des del principi li va semblar que  $e^*$  podia ser una càrrega efectiva que podria ser diferent de la càrrega d'un electró lliure, de la mateixa manera que la massa efectiva dels electrons ho és en molts materials. Landau, però, s'oposava a aquesta idea: una càrrega efectiva que pogués variar amb la temperatura, pressió, etc., li semblava fora de lloc i, per tant, en el seu article de 1950 (l'únic que van signar conjuntament) escriu «no hi ha cap raó per pensar que  $e^*$  difereixi de la càrrega d'un electró». Ginzburg, però, continua pensant que per explicar alguns valors experimentals que es deriven de la pròpia teoria de Ginzburg-Landau (com ara el camp crític inferior, la longitud de penetració i el paràmetre  $\kappa$ ) seria convenient que  $e^* \approx 2-3e$ , on  $e$  és la càrrega de

l'electró lliure. Finalment, en un article que Ginzburg publica tot sol sis anys després (1956), afirma: «l'acord amb les dades experimentals milloraria substancialment si es pogués prendre  $e^* \approx 2 - 3e$ », tot i que deixava explícit que «Landau no compartia aquesta opinió».

La formulació de la teoria BCS, on es mostra que  $e^* = 2e$  a causa de la formació de parelles, va aparèixer l'any següent. Ginzburg reconeixia la seva tristesa per no haver sabut rebatre Landau, tot dient-li que «la càrrega efectiva pot ser diferent de la de l'electró lliure però constant, és a dir, independent de qualsevol canvi de temperatura o pressió», que eren les objeccions que Landau posava. El que és cert, però, és que l'any 1956, entre tots els que coneixien les idees i l'article de Ginzburg ningú no va suggerir que l'explicació més raonable i simple era la formació de parelles d'electrons.

Les equacions de Ginzburg-Landau són capaces d'explicar molts fenòmens i resultats experimentals. Per exemple:

a) Si suposem per un moment que el paràmetre d'ordre no varia  $\Psi(r, \phi) = \Psi_\infty$ , llavors, de l'equació (2), en resulta que:

$$\mathbf{J} = -\frac{(e^*)^2}{m^*} |\Psi_\infty|^2 \mathbf{A},$$

que és just l'equació constitutiva proposada per London el 1935 i que ens mostra l'origen del diamagnetisme. És similar al diamagnetisme atòmic (diamagnetisme de Landau) però amb la diferència que mentre que en aquell cas les petites dimensions de l'àtom (l'extensió espacial de les funcions d'ona atòmiques) fan que el diamagnetisme atòmic que es mesura sigui molt feble, si la funció d'ona  $\Psi$  representa tot un metall, llavors el senyal serà ordres de magnitud més gran. De l'expressió anterior, se'n deriva que

$$\nabla^2 \mathbf{h} = \left[ \frac{1}{\lambda(T)^2} \right] \mathbf{h}, \quad \text{on} \quad \lambda = \sqrt{\frac{m^*}{\mu_0 n_s^* (e^*)^2}}$$

és la longitud de penetració del camp i  $n_s^* = |\Psi_\infty|^2$ . Si posem:  $m^* = 2m$ ,  $e^* = 2e$  i  $n_s^* = n/2$ , on  $n$  és la densitat d'electrons lliures en el sistema, en resulta:

$$\lambda = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n e^2}}.$$

Fixem-nos que si  $n$  és de l'ordre del nombre d'electrons de conducció en un metall ( $\sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ), llavors  $\lambda$  és de l'ordre de 100 nm. Aquesta és una distància petita i demostra que el camp magnètic està exclòs pràcticament de l'interior del material.

b) A l'equació (1), el terme en gradient  $(-i\hbar\nabla + e^* \mathbf{A})^2 \Psi$  implica un terme positiu a l'energia i és més important com més gran sigui el gradient de  $\Psi(r)$ , és a dir, com més ràpida sigui la variació espacial de  $\Psi(r)$ . La longitud característica d'aquesta variació s'anomena *longitud*

*de coherència*,  $\xi$ . Una conseqüència de l'existència de la longitud de coherència és que la frontera entre un material superconductor i un de normal no pot ser abrupta, ja que llavors la contribució energètica del terme de gradient seria molt gran. Dit en altres paraules, la densitat de superelectrons  $|\Psi(r)|^2$  no pot variar bruscament, sinó que augmenta gradualment des de la regió normal fins a la regió superconductora en una distància característica  $\xi$ . En els superconductors anomenats d'*alta temperatura*  $\xi$  és de l'ordre de  $\sim 1 \text{ nm}$ .

c) Es pot veure que tant  $\lambda$  com  $\xi$  varien amb la temperatura com segueix:

$$\sqrt{\left( \frac{T_C}{T_C - T} \right)},$$

de manera que el seu quocient, és a dir, el paràmetre de Ginzburg-Landau,  $\kappa = \lambda(T)/\xi(T)$ , és independent de la temperatura.

d) En aquest punt hem de fer referència a l'energia NORMAL SUPERCONDUCTOR

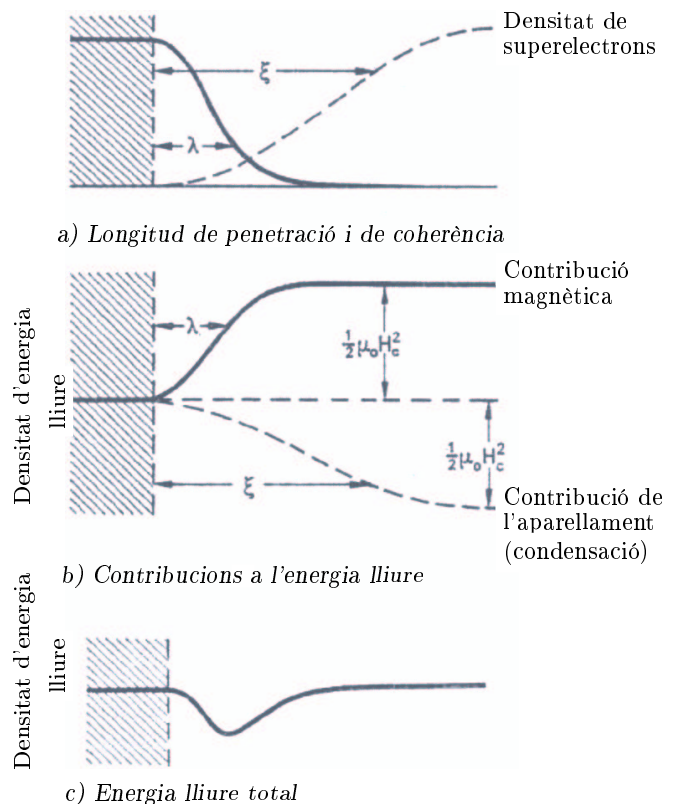


Figura 3: Energia d'interfície a la frontera entre una regió normal i una de superconductora de tipus II ( $\xi \ll \lambda$ ) en un metall. (a) Longitud de penetració del camp magnètic i de coherència prop d'una interfície; (b) contribucions a l'energia lliure prop d'una interfície i (c) balanç d'energia d'interfície en un superconductor de tipus II

d'interfície entre un superconductor i un metall normal.

Ja hem dit que  $\xi$  mesura la distància a partir de la qual la densitat d'electrons superconductors varia apreciablement. Si l'energia de l'estat superconductor és més petita que la de l'estat normal — i ho ha de ser; altrament, el sistema no es condensaria a l'estat superconductor—, llavors la zona en què, en presència d'un camp magnètic, aquest penetra en el si del superconductor,  $\lambda$ , és una zona d'energia positiva, ja que el fet de crear els corrents d'apantallament i excloure el camp de l'interior costa energia. D'altra banda la zona de gruix  $\xi$  on la densitat d'electrons varia és una zona d'energia negativa, ja que la condensació d'electrons suposa una disminució de l'energia del sistema. Així doncs, el balanç net d'energia a la interfície serà proporcional a la diferència  $\sim (\xi - \lambda)$ . Més exactament, la teoria de Ginzburg-Landau preveu que l'energia superficial neta serà:

$$\left( \frac{\xi}{\sqrt{2}} - \lambda \right) \mu_0 \frac{H_C^2}{2},$$

on  $H_C$  és el camp necessari per suprimir la superconductivitat (camp crític termodinàmic o camp de condensació). Si  $\lambda < \xi/\sqrt{2}$ , llavors l'energia superficial és positiva i el sistema intentarà minimitzar les interfícies que separen les zones superconductores de les zones normals. En termes del paràmetre de Ginzburg-Landau això succeeix per a  $\kappa < 1/\sqrt{2}$  i correspon, doncs, a superconductors de tipus I. Al contrari, si  $\lambda > \xi/\sqrt{2}$ , llavors l'energia superficial és negativa i el sistema, en presència de camp magnètic, intentarà maximitzar les interfícies entre regions normals i superconductores. En la figura 3 és mostra esquemàticament la variació de l'energia superficial en un superconductor de tipus II.

Per acabar, val a dir que el treball de Ginzburg i Landau publicat el 1950 va passar força desapercbut i va ser rebut amb un cert escepticisme, probablement perquè, malgrat la capacitat predictiva de la teoria, aquesta no donava una interpretació microscòpica de què era el paràmetre d'ordre. No va ser fins després de la publicació de la teoria microscòpica BCS, el 1957, i fins que Gorkov va ser capaç de demostrar l'any 1959 que les dues equacions de Ginzburg-Landau es deriven de la teoria BCS, que el valor de la contribució dels científics russos va ser plenament apreciada.

## L'estat mixt i els superconductors de tipus II

Quan la teoria de Ginzburg-Landau va ser publicada, el 1950, alguns dels paràmetres i quantitats que hi intervenen no eren ben compresos i es van fer molts esforços experimentals per explorar-ne les prediccions i limitacions. Entre d'altres, i per l'impacte posterior que van tenir les seves recerques, cal assenyalar els experiments de N. V. Zavaritski, que estava mesurant com canviava el caràcter de la transició a l'estat superconductor en capes primes, en funció del seu gruix. Amb aquesta

finalitat, mesurava la resistivitat elèctrica en funció del camp magnètic aplicat i la seva histèresi. En general, els resultats coincidien bé amb les prediccions teòriques del model de Ginzburg-Landau. En un cert moment, Zavaritski va fer créixer capes evaporant el metall a molt baixa temperatura i per sorpresa va observar que els camps crítics mesurats discrepaven clarament de les prediccions teòriques.

Ara sabem que el creixement a baixa temperatura porta a fabricar metalls amorfs i que Zavaritski acabava de descobrir el que posteriorment s'anomenaria *superconductor de tipus II*. El fet és que Zavaritski i Abrikosov van discutir molt sobre aquest sorprenent resultat i van imaginar que, tal vegada, l'aproximació de  $\kappa \ll 1$  (és a dir, longitud de penetració de camp molt més petita que la longitud de coherència) podria no ser vàlida per a aquests materials amorfs. De fet, d'acord amb la teoria de Ginzburg-Landau, si  $\kappa > \sqrt{1/2}$ , llavors l'energia superficial hauria de ser negativa i potser, la transició de fase podria ser de segon ordre, tal com Zavaritski observava. En vista d'aquests resultats experimentals, Abrikosov es va llençar a calcular la dependència del camp crític amb el gruix de les capes, en el cas en què  $\kappa > 1/\sqrt{2}$ . La teoria semblava descriure les dades correctament. En un article científic que publicà el 1952, Abrikosov deia: «a part dels superconductors ordinaris que tots coneixem, a la naturalesa existeixen substàncies superconductores d'un altre tipus, que proposo anomenar: *superconductors del segon grup*» (avui els anomenem *superconductors de tipus II*). La divisió entre les dues famílies la marca la relació entre  $\kappa$  i el seu valor crític  $1/\sqrt{2}$ .

Abrikosov va continuar la seva recerca i investigà el comportament magnètic dels superconductors amb  $\kappa > \sqrt{1/2}$ . El que va trobar es resumeix fàcilment. Era clar que la superconductivitat no podia existir sota camps magnètics superiors a un cert valor  $H_{C2} = \kappa\sqrt{2}H_C$  (o camp crític superior). Quan el camp magnètic aplicat segueix disminuint per sota de  $H_{C2}$ , llavors petites regions no superconductores comencen a nuclear en el si del superconductor. Per a aquest valor de camp aplicat, el material ja no és superconductor en el sentit que al seu interior hi ha regions que són normals i en què hi pot haver flux magnètic. Més precisament, Abrikosov va obtenir que, en aquesta regió de camps, el paràmetre d'ordre  $\Psi(r)$ , el camp magnètic i els corrents varien de manera periòdica. Va anomenar *estat mixt* aquesta variació periòdica del camp magnètic en el si del superconductor minimitza la seva energia. La figura 2 il·lustra el procés d'imantació d'un material superconductor.

Abans de seguir amb el desenvolupament d'Abrikosov, ens sembla interessant revisar com el seu entorn rebia aquesta nova proposta. De manera particular és rellevant l'actitud de Landau, un científic d'una gran personalitat i un fort caràcter que dominava, en algun



sentit, la física —i els físics— de l'època a Moscou. La qüestió és que, estant convalescent d'una malaltia que el va tenir al llit uns quants mesos, Abrikosov va rebre la visita de Landau. Abrikosov li va voler explicar la seva idea de l'estat mixt, «on hi hauria zones no superconductores rodejades de circulació de corrents (vòrtex), que serien com petits filaments de camp magnètic en el si del material superconductor». La resposta de Landau va ser contundent: «A una persona malalta no se la pot molestar. Quan es recuperi ja en parlarem. Adéu.» No el va tornar a visitar.

Abrikosov va recobrar la salut i va tornar a l'Institut de Física Teòrica de Moscou on treballava. Sense èxit, va intentar tornar a parlar amb el seu cap Landau. Va guardar els càlculs i els papers al calaix.

Malgrat tot, la idea que ell tenia era simple i semblava raonable. Analitzant les solucions que va obtenir per a  $H$  per sota de  $H_{C2}$ , trobava que en un pla perpendicular al camp magnètic aplicat, hi ha punts on el paràmetre d'ordre  $\Psi$  es fa zero i la fase  $\phi$  de  $\Psi$  varia en  $2\pi$ . L'origen d'aquesta variació està continguda en les equacions de Ginzburg-Landau. Recordem que en el potencial vector  $\mathbf{A}$  i la fase  $\phi$  del paràmetre d'ordre hi apareixen en la combinació:

$$\mathbf{A} - \left(\frac{\hbar}{2e}\right) \nabla\phi.$$

Així, si imaginem una situació en què el camp magnètic a l'interior del superconductor fos constant, llavors, atès que  $\mathbf{h} = \nabla \times \mathbf{A}$ , el potencial vector hauria d'augmentar gradualment amb la distància. Si l'energia lliure no pot créixer d'aquesta manera, significa que l'augment de  $\mathbf{A}$  és compensat per salts de fase  $\nabla\phi$ . Naturalment la fase sols pot canviar en  $2\pi$  (o en múltiples enters). La solució resultant és que hi ha punts del material on hi ha una singularitat del paràmetre d'ordre i on  $\Psi(r)$  s'anul·la i que la fase  $\phi$  de  $\Psi(r)e^{i\phi}$  canvia en un factor  $2\pi$ . Un canvi de fase correspon, d'acord amb les equacions de Ginzburg-Landau, a una circulació de corrents entorn de la singularitat. Aquesta solució és del tipus vòrtex, on una circulació de corrents encercla un cor on el paràmetre d'ordre —i, per tant, la densitat de superelectrons— són nuls. Els corrents circulants, al mateix temps, generen i encerclen un flux magnètic. Es pot veure que el flux magnètic generat està fixat, ja que el canvi de fase al llarg d'una línia que encercla la singularitat ha de ser un múltiple de  $2\pi$  cosa que fixa la magnitud dels corrents circulants. Aquesta quantitat s'anomena *flux* o *quantum de flux*  $\Phi_0$ . En la figura 4 es mostra l'estructura d'un vòrtex.

Tal com ja hem indicat, l'actitud *poc* receptiva de Landau va aconsellar Abrikosov a guardar els resultats. L'any 1955, Feynman va publicar un treball on estudiava la dinàmica d'un fluid amb viscositat nul·la ( $^4\text{He}$  superfluid sotmès a rotació). Va demostrar que es podien formar vòrtexs elementals de fluid. Landau, que

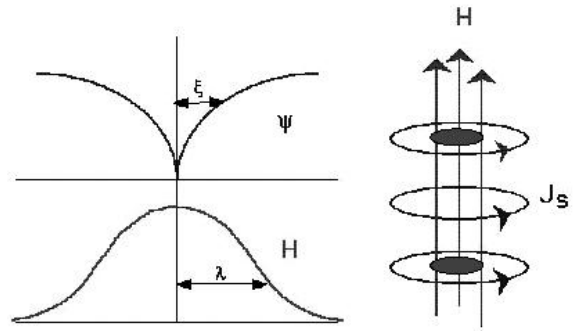


Figura 4: Estructura d'un vòrtex. A l'esquerra es pot veure com varia el paràmetre d'ordre  $\Psi$  i la longitud de penetració  $\lambda$  a prop del cor d'un vòrtex. És una distància de l'ordre de  $\lambda$  en què els corrents superconductors  $J_S$  circulen. A la dreta es mostra un esquema del vòrtex. El flux magnètic que generen els corrents  $J_S$  és un quàntum de flux ( $2,07 \cdot 10^{-7} \text{ Gcm}^2$ )

sempre s'havia interessat per aquest tema, va comprendre immediatament que aquesta era la bona solució a un problema que ell mateix (en cooperació amb E. M. Lifshitz) havia abordat anteriorment i per al qual havia trobat solucions poc satisfactòries.

Abrikosov va comprendre que aquella era també la seva oportunitat: «Per què havia d'acceptar solucions singulars en  $^4\text{He}$  superfluid i no en un superconductor?» Landau va ser receptiu a l'observació, Abrikosov va treure els papers del calaix i Landau va donar el vistiplau a la idea de vòrtex en el superconductor i a l'estat mixt format per filaments de flux magnètic rodejat de corrents. Abrikosov va demostrar que la repulsió entre ells hauria de provocar el seu ordenament en una xarxa de vòrtexs (xarxa d'Abrikosov). Aquests resultats van ser publicats finalment el 1957 a la revista russa JETP. La figura 5 descriu el diagrama de fases (temperatura-camp aplicat) per a un superconductor de tipus II tal com va proposar Abrikosov.

Val la pena notar que just el mateix any (1957), Bardeen, Cooper i Schriffer van publicar la seva teoria BCS i, davant la força d'aquesta teoria microscòpica, la contribució d'Abrikosov va passar força desapercibuda. La situació, però, va tornar a canviar el 1961, quan es publicà que el  $\text{Nb}_3\text{S}$  és superconductor i té un camp crític de 100 kOe; aviat es van començar a fer bobines amb fils d'aquest metall. Aquest resultat va despertar l'interès sobre els aliatges superconductors.

Tal vegada per això a molts laboratoris del món es van tornar a revisar detalladament els cicles d'histeresi de molts superconductors i se'ls comparava amb les prediccions teòriques. Als EUA, Goodman havia publicat un article (1961) en el qual descrivia l'estructura magnètica dels superconductors d'energia d'interfície nega-

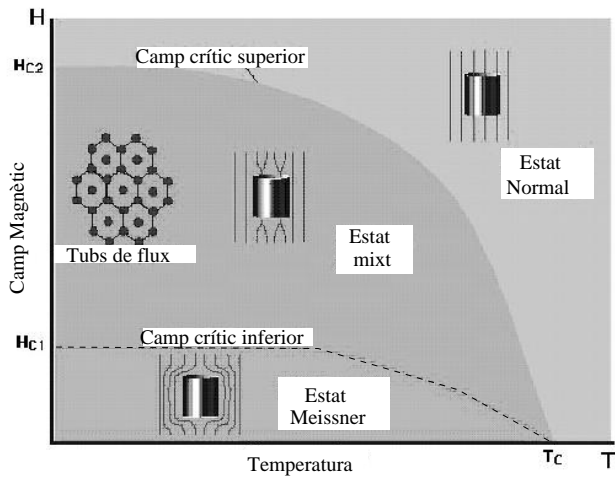


Figura 5: Diagrama de fase (camp magnètic aplicat-temperatura) corresponent a un superconductor de tipus II. A l'estat Meissner el flux magnètic és totalment apantallat de l'interior dels superconductors per uns corrents superficials que circulen en una profunditat  $\lambda$ . Abrikosov va proposar que, a l'estat mixt, el flux magnètic penetra parcialment en forma de tubs de flux (vòrtex) i que aquests tubs s'ordenen formant una xarxa. A l'estat normal, el flux magnètic penetra homogèniament el superconductor

tiva. Desconeixedor dels treballs d'Abrikosov, va proposar un model en què imaginava que, a l'estat mixt, el superconductor estava format per una estructura laminar de zones superconductores i no superconductores. Les dades experimentals coincidien qualitativament amb les prediccions. El que és remarcable, i per això ho recullim aquí, és que l'any següent, el 1962, Goodman escriu un article on compara les dades experimentals amb les prediccions del seu propi model i amb les d'Abrikosov —que probablement ja li havien arribat. En aquest article conclou que el seu model no és el bo, que ho és el d'Abrikosov. Tal com indica el mateix Abrikosov, l'objectiu (inaudit) d'aquest segon article de Goodman era *demonstrar que la seva pròpia teoria era pitjor* que la d'Abrikosov. Certament, és una actitud poc comuna.

Cal assenyalar que, malgrat l'excel·lent acord entre les dades experimentals de nombrosos laboratoris amb la teoria desenvolupada per Abrikosov, la idea de l'estat mixt i la xarxa de vòrtexs, va ser una idea que es va obrir camí amb moltes dificultats. No va ser fins l'any 1966 quan Uwe Essmann i Hermann Träuble publicuen la primera imatge, figura 6, d'una xarxa de vòrtexs en Pb-In obtinguda amb decoració magnètica, que les notables prediccions d'Abrikosov van ser plenament acceptades.

Avui, la xarxa de vòrtexs s'ha vist amb tècniques experimentals molt diverses i la seva existència, les seves propietats elàstiques i dinàmiques han estat estudiades amb tots els detalls. Notem que un vòrtex en un super-

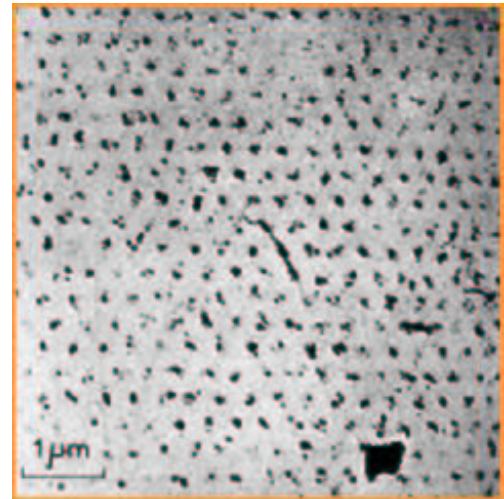


Figura 6: Xarxa de vòrtexs en Pb-4% In, generada a 1,1 K i 195 Oe. Primera imatge d'una xarxa de vòrtexs feta per U. Essmann i H. Trauble del Max-Planck Institute, Stuttgart (Phys. Lett. 24A, 526 (1967)) i obtinguda amb la tècnica de decoració magnètica de Bitter

conductor, tal com el descriu Abrikosov, és un objecte electromagnètic que s'ordena i forma una xarxa de manera anàloga a com ho fan els àtoms en un sòlid cristal·lí. Cal, doncs, preveure que aquesta xarxa d'objectes sense massa tingui propietats semblants a les de les xarxes cristallines. En particular, que en una certa regió de temperatura i camp magnètic aplicat aquesta xarxa es pugui fondre i transformar en un líquid desordenat de vòrtexs, o bé que en la seva fase sòlida pugui tenir defectes, com ara dislocacions, mosaïcitat, defectes puntuals, etc. La presència de defectes en el material superconductor haurà d'afectar també de manera important la xarxa de vòrtexs, tant la seva topologia com la seva dinàmica (ho veurem més endavant).

Per què la presència de defectes en el material superconductor ha d'afectar la distribució de vòrtexs del superconductor? La raó és simple i es deriva del mateix concepte de *vòrtex*. Tal com hem assenyalat, el vòrtex té un nucli o cor de mida  $\xi$ , on el paràmetre d'ordre s'anul·la. Això vol dir que allà hi ha electrons normals. Suprimir en aquesta regió la formació de parelles té un cost energètic. Naturalment, si hi ha una regió defectuosa del material on les propietats superconductores ja estan deprimides, transformar-la en normal a l'estat mixt tindrà un cost d'energia menor. Així doncs, quan en aplicar un camp magnètic, es comencin a formar vòrtexs, el superconductor minimitzarà la seva energia nucleant-los allà on hi ha defectes.

Un superconductor de tipus II a l'estat mixt està doncs penetrat parcialment pel camp magnètic, el qual forma una xarxa més o menys regular constituïda per tubs de flux magnètic. Si es fa circular un corrent elèc-

tric en el superconductor, llavors aquest corrent exercirà una força sobre els tubs de flux. Si el vòrtex es mou, dissiparà energia. Si no ho fa, no hi haurà dissipació d'energia i el superconductor continuarà tenint resistència zero com tenia a l'estat Meissner, quan no havia entrat flux al seu interior. Si al material hi ha defectes on el flux magnètic ha nucleat favorablement, aquest tub de flux estarà en un mínim local d'energia, ja que fer-lo moure implica transformar una altra regió del material en superconductora. Així doncs, el vòrtex estarà ancorat en aquesta posició. Si la força exercida pel corrent no és suficientment gran per vèncer la força que l'ancora, el vòrtex no es mourà i el corrent circularà sense dissipar energia.

Des d'un punt de vista pràctic, aquesta és la gran diferència entre els superconductors de tipus I i els de tipus II. En els primers, l'entrada de flux implica la supressió de l'estat de resistència nul·la. En els segons, podem tenir entrada de flux i, malgrat tot, tenir resistència zero. És just aquesta propietat la que fa els superconductors de tipus II extraordinàriament rellevants per a la tecnologia.

És ben evident que la contribució d'Abrikosov a la comprensió dels superconductors va ser extraordinària. Cal recordar però, que el món occidental no va reconèixer la seva contribució fins molt després, a mitjan anys seixanta, quan als EUA es van descobrir materials amb camps crítics molt elevats. La guerra freda va impedir que molts científics de l'oest tinguessin en compte les idees que estaven naixent i creixent a l'est, probablement en detriment de tots.

### **<sup>3</sup>He. Un superfluid anisotròpic**

El descobriment de la superfluïdesa del <sup>3</sup>He va ser en certa manera una mica fortuït. D. Osheroff (Cornell University) estava interessat a estudiar si, solidificant <sup>3</sup>He a baixa temperatura i alta pressió, es podria arribar a tenir un estat en què els spins nuclears del <sup>3</sup>He s'ordenessin com ho fan els spins atòmics en un ferromagnet. Amb aquesta idea volien mesurar la susceptibilitat magnètica nuclear del <sup>3</sup>He sòlid, usant un equip de ressonància magnètica nuclear (RMN). En primer lloc, havien de refredar l'heli, aplicar-hi pressió i congelar-lo. L'experiment consistia a comprimir l'heli a ritme constant i va mesurar simultàniament la temperatura del <sup>3</sup>He i la seva pressió en funció del temps. La sorpresa va ser que, a temperatures per sota de 2,7 mK, la pressió interna no variava de manera monòtona amb el temps, sinó que a unes certes temperatures ( $A \equiv 2,65$  mK i  $B \equiv 1,8$  mK) es produïen discontinuïtats clares en el ritme de variació de la pressió. Els autors van publicar els resultats a *Physical Review Letters* l'abril de 1971. En aquest article, suggerien que havien «observat la formació d'una nova fase de <sup>3</sup>He sòlid per sota de 2,7mK». En cap moment s'esmentava que la transformació es produïa en heli líquid!

Van seguir amb la seva idea d'estudiar el sòlid amb RMN. L'espectre és complex; però, mirant detalladament, van observar que la intensitat d'algunes ressonàncies canviava bruscament a les temperatures ( $A$  i  $B$ ) on s'havien observat el canvis de ritme de pressió. La sorpresa va ser quan es van adonar que el senyal de l'espectre que canviava a la temperatura del punt  $B$  era, precisament, un senyal molt petit, que imaginaven que venia de traces de líquid que quedaven en el procés de compressió. Així doncs, a  $B$  es produïen modificacions en el líquid i no en el sòlid. Poc després, Lee va suggerir nous experiments d'RMN que van demostrar que també al punt  $A$  es produïen modificacions en l'espectre del líquid. Quedava clar que les transformacions  $A$  i  $B$  es produïen en el líquid. Però quines i per què? Van publicar els resultats a *Physical Review Letters* l'octubre del mateix 1971, sense comentar que el que havien vist podia ser el reflex d'una superfluïdesa com la BCS. Richardson es va a apropar a A. Leggett, que llavors era a Sussex. Leggett es va adonar que el fet que s'observin les transicions  $A$  i  $B$  tant en experiments que impliquen canvis de volum com en aquells que impliquen la resposta magnètica, indica que els graus de llibertat magnètics (spin nuclears) i els orbitals no poden estar desacoblats: «una manera possible seria que, als punts  $A$  i/o  $B$ , el sistema intentés formar algun tipus de molècules diatòmiques». Però això afecta tot el líquid, ja que tant  $A$  com  $B$  sembla que són propietats termodinàmiques del sistema. Llavors, «si es formen parelles, aquestes afecten tot el líquid i a la transició es trenca alguna simetria macroscòpica col·lectiva. A baixa temperatura, l'orientació dels spins nuclears està correlacionada amb el moment angular de la parella d'àtoms. Les transicions observades a  $A$  i  $B$  són un reflex dels diferents tipus de correlacions.»

A. Leggett no tan sols va completar la descripció teòrica del fenomen, sinó que va proposar els experiments necessaris per confirmar les prediccions de la teoria. A. Leggett escriu: «L'heli 3 superfluid és probablement el sistema més complex que hi ha en la física de la matèria condensada. Aquí les parelles de Cooper tenen una estructura interna i aquesta estructura és diferent en les fases  $A$  i  $B$ ». Si tenim dos àtoms de <sup>3</sup>He i els refredem i han de formar una parella de Cooper, han de decidir si orientaran els seus spins paral·lels o antiparal·lels al moment angular. La diferència en energia entre aquests estats és molt petita, d'uns quants nK, i la podríem oblidar. Però com que el sistema es condensarà en un estat de Bose, on totes les parelles ocuparan el mateix estat, haurem de multiplicar aquella energia tan petita per alguna cosa de l'ordre de  $10^{23}$ . Això és el que fa el sistema fascinant. Una energia tan petita amplificada tan espectacularment!

## Conclusions i entorn

De l'exposició anterior, cal concloure'n que el procés d'elaboració d'una teoria de la superconductivitat i superfluïdesa ha estat un exemple de treball molt llarg i que ha requerit l'esforç de molts científics. Els primers descobriments van ser conseqüència de progressos extraordinaris en enginyeria criogènica, els quals van obrir una finestra a regions inexplorades. Els van seguir experiments metòdics que van permetre de definir les característiques fonamentals dels superfluids. Després, les eines teòriques que permeteren de donar una descripció microscòpica d'aquests fenòmens. Ni els materials superconductors estan tots descoberts ni encara avui es comprenen tots els detalls de la complexa física d'aquests sistemes. Malgrat això, la contribució dels tres físics guardonats l'any 2003 ha estat clau per al progrés i coneixement dels superfluids.

La teoria de Ginzburg i Landau ha estat rellevant en molts àmbits de la física, des de la física de la matèria condensada fins a la física de partícules. És una eina fenomenològica i conceptual usada quotidianament per descriure les propietats dels materials superconductors.

Abrikosov ha descrit detalladament les propietats del que avui s'anomenen *superconductors de tipus II*. Una família de materials que ja tenen un gran impacte en la vida quotidiana i que, amb el descobriment dels anomenats *superconductors d'alta temperatura crítica*, ha relançat la recerca i el desenvolupament de nous materials superconductors.

Leggett ha proporcionat una descripció acurada d'un problema complex i les eines conceptuais que ha introduït avui troben aplicació en camps de la física tan allunyats com són els cristalls líquids o la cosmologia.

No es aquí el lloc per discutir sobre perspectives en els diferents àmbits de treball abordats pels premiats, però sí que val la pena indicar que el coneixement que han generat afecta, i en certa manera guia, la recerca que es fa a molts llocs del món. A Catalunya, en concret, la recerca i el desenvolupament de nous materials superconductors és una activitat que involucra un bon nombre d'investigadors i mobilitza una quantitat important de recursos econòmics. L'estímul de la necessitat d'una gestió més eficient i segura de l'energia ha fet que grups de recerca de l'Institut de Ciència de Materials de Barcelona (ICMAB), per exemple, hagin desenvolupat sistemes de seguretat superconductors per a xarxes de distribució de corrent i que estiguin desenvolupant cintes conductores amb resistència nul·la (superconductores) per a un transport sostenible d'energia o bé components per a comunicacions fotòniques més ràpides. L'activitat no es redueix, certament, a l'ICMAB, sinó que també integra grups d'investigadors de la Universitat de Barcelona capaços de fer créixer capes nanomètriques d'aquests materials, o de la Universitat Politècnica, que desenvolupen dispositius per a telecomunicacions, o bé de la Universitat Autònoma de Barcelona, que posen a punt eines de càlcul per a noves aplicacions dels materials superconductors. Aquesta activitat desborda el marc acadèmic i involucra empreses del nostre entorn, capaces de contribuir a la fabricació o d'explotar alguns dels productes desenvolupats. Tot plegat es nodreix de les aportacions dels Nobels de Física del 2003.

## Referències

- Superfluids and Superconductors: Quantum Mechanics on a Macroscopic Scale, *Advanced information on the Nobel Prize in Physics 2003*, [en línia <http://www.kva.se>].
- Nobel Prize in Physics to Lee, Osheroff and Richardson for Discovery of Superfluidity in  $^3\text{He}$ , *Physics Today*, **17** (1996).
- ABRIKOSOV, A. A., My years with Landau, *Physics Today*, **56**, (1973).
- SCHRIEFFER, J. R., Macroscopic quantum phenomena from pairing in superconductors, *Physics Today*, **23**, (1973).
- SCHRIEFFER, J. R., Landau's attitude towards physics and physicists, *Physics Today*, **54**, (1989).
- SCHRIEFFER, J. R., Vortex Physics in High-temperature superconductors, *Physics Today*, **38**, (1997).
- GEBALLE, T. H., Superconductivity: from physics to technology, *Physics Today*, **52**, (1993).
- TILLEY, D. R. i TILLEY, J., *Superfluidity and Superconductivity*, IOP Publishing, Bristol 1990.
- WHITE, R. M. i GEBALLE, T. H., *Long range order in solids*, Acad. Press, (New York, 1979)..