

ELS PREMIS NOBEL

DE L'ANY 2003

SOBRE EL

PREMI NOBEL DE FÍSICA

CONCEDIT A

ALEKSEI A. ABRIKOSOV,

VITALI L. GINZBURG

I ANTHONY J. LEGGETT,

A CÀRREC DE

JOSEP FONTCUBERTA

I XAVIER OBRADORS,

DE L'INSTITUT DE CIÈNCIA

DE MATERIALS DE BARCELONA (CSIC)

SUPERCONDUCTIVITAT I SUPERFLUÏDESA. UN PREMI PER LA COMPRESIÓ D'EFFECTES QUÀNTICS BEN VISIBLES

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 superfluïdesa, propietats que presenten alguns materials a baixa temperatura. La superconductivitat és el nom que pren la superfluïdesa quan el fluid que es tracta està format per partícules amb càrrega elèctrica. Aquesta propietat ens permet observar a escales macroscòpiques de longitud (de 10^{-3} m - 10^6 m) efectes quàntics que típicament tan sols són rellevants a escales 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 una 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 superfluids superconductors s'usen 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 superfluïdesa» en atorgar-los el Premi Nobel de Física d'enguany.

Per a descriure i comprendre quines han estat les contribucions dels premiats, ens cal seguir alguns passos. En primer lloc (apartat 1), revisarem qui va descobrir els superfluids, quan i com. En segon lloc (apartats 2.1 i 2.2), repassarem alguns conceptes clau, com són el paràmetre d'ordre de l'estat superfluid i la relació entre magnetisme i superconductivitat. En l'apartat 3 (3.1, 3.2 i 3.3), revisarem les aportacions de Ginzburg, Abrikosov i Leggett

que els han valgut el Nobel de Física del 2003. Acabarem (apartat 4) amb un breu comentari sobre l'impacte de les contribucions dels premiats, així com amb una reflexió sobre l'activitat científica que en àrees relacionades s'està desenvolupant en les universitats i centres de recerca catalans.

1. 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 i que ja havia començat a Suïssa, quan L. Caillet i R. Pictet van ser capaços de liquar «gasos permanents» com són el nitrogen, l'aire o l'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 rebreix en condensar aire líquid (1891) i va poder observar que la resistència elèctrica dels metalls disminueix quan es redueix la temperatura, però no es fa nul·la. J. Dewar, l'any 1892, va inventar un recipient (que avui porta el seu nom) i que li va permetre obtenir quantitats significants d'hidrogen líquid.

L'heli no es va descobrir a la Terra sinó al cel. Es va descobrir en observar l'espectre d'emissió de la llum del sol durant un eclipsi de sol visible des de l'Índia (1868). L'astrònom francès Jules Janssen va veure una línia groga en l'espectre de llum que li arribava. La va assignar a un element que encara no havia estat descobert a la Terra. Per aquest motiu li va atribuir 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, malgrat els seus esforços, observaren que, fins a 1 K (la temperatura més baixa que podien assolir), aquest líquid *misteriosament* no se solidificava. Avui sabem que això es deu al fet 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 (~ 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, a l'abril de 1911, K. Onnes va reportar que la resistència elèctrica del mercuri disminueix ràpidament quan és refredat per sota de 4,2 K i es fa immesurablement petita. Havia descobert la *superconductivitat del mercuri* (així va anomenar aquesta propietat) i el 1913 li van concedir 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 unllaç 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 va tornar a interessar-se per les propietats d'aquell fluid estrany (He) i va observar (1922-1923) 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 Kapitza (premi Nobel de 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 (^4He i ^3He) 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, ^4He .

Un altre ingredient major 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 refredament 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, es necessita 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 és suprimida en presència d'un camp magnètic suficientment gran (camp crític termodinàmic) i amb el fet 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 a 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 serien 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 paulatinament.

La descripció de l'existència de corrents superficials diamagnètics va ser proposada pels germans London (1935), que el·laboren un simple model fenomenològic per a descriure el diamagnetisme perfecte en el 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 la qual 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 (λ , longitud de penetració) que mesura la distància necessària per a 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.

Aquell mateix any (1934), 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 Ψ per al superfluid i que aquesta no depengués de la posició ($\nabla\Psi = 0$), és a dir, que fos rígida. Sens dubte, Fritz London estava posant les pedres al 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 *l'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 ${}^4\text{He}$, 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 espín enter—, esperem que es pugui descriure correctament amb la que s'anomena *l'estadística de Bose-Einstein* i que condensin *totes* les partícules (àtoms) 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'aquestes partícules no pugui perdre energia, i per tant el fluid no és viscos. La situació amb el fluid electrònic és molt més complexa. El problema rau en el fet que els electrons tenen càrrega elèctrica i espín semienter. Així, doncs, per als electrons 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 a resoldre la dificultat consistiria a imaginar tenir parelles formades i lligades d'electrons amb el seu espín oposat, de manera que el conjunt es comportés com si

tinguessin un espín total enter, i llavors ens trobaríem que, igual que els àtoms de ^4He , 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 barreira 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 mostrar que electrons amb espín (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 els seus autors van ser guardonats amb el Premi Nobel de 1972.

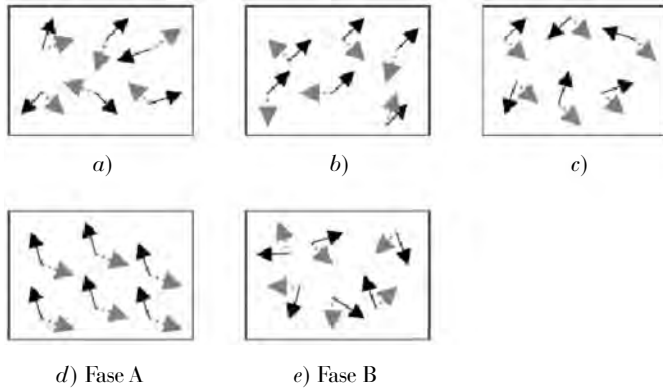
Els electrons condensats en parelles, en la teoria BCS, són objectes simètrics (orbitals de tipus s , $S = 0, L = 0$) i també ho són els àtoms de ^4He . Així, doncs, es parla de *fluids isotròps*. Què passaria, però, si la funció que descriu la parella no fos una ona de tipus s sinó amb una simetria 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 en mitjana estiguessin més separades. Aquest podria ser el cas si en comptes d'un orbital de tipus s fos elegit un orbital tipus p o d . En aquest cas 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 el seu exemple és el ^3He . L'heli ^3He té tres nucleons; és, doncs, un fermió, i la condensació es fa a través de la formació de parelles d'àtoms de ^3He . Tal com veurem més endavant, A. Leggett, va proposar que la interacció dipolar nuclear és la responsable de la formació d'allò que podríem anomenar *molècules diatòmiques de ^3He* - ^3He . En aquest cas cada parella té dos moments angulars característics (S, L) i que poden estar correlacionats i orientats diferentment en l'espai (fig. 1). Pel descobriment experimental de superfluïdesa en ^3He a tempera-

tures inferiors a 3 mK, a David Lee, Douglas Osheroff i Robert Richardson, el 1972, els van concedir el Premi Nobel de 1996.

2. CONCEPTES CLAU

2.1. TRANSICIONS DE FASE I PARÀMETRE D'ORDRE

El concepte de paràmetre d'ordre per a descriure transicions de fase —d'això és del que parlem quan volem descriure el pas



68

FIGURA 1. Es mostren els possibles estats en un fluid bidimensional anisòtrop, amb dos graus de llibertat: espín S (fletxes contínues) o moment angular orbital L (fletxes discontinües).

a) Estat desordenat: és isòtrop 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 de 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'espai d'espín (S) (líquid ferromagnètic); c) trencament de simetria en l'espai orbital (L) (cristall líquid); d) les simetries rotacionals de S i L estan trencades separadament (com en la fase A del ^3He ; vegeu el text); e) únicament la simetria relacionada amb l'orientació relativa de S i L està trencada (com en el punt B del ^3He ; vegeu el text).

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 les transicions de fase hi ha alguna quantitat física que passa a adquirir un valor no nul a l'estat ordenat. Aquest concepte el va introduir L. Landau l'any 1937. En el cas esmentat dels materials ferromagnètics, aquesta quantitat és òbviament la magnetització (\mathbf{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 espins i d'aquesta manera $\langle \mathbf{M} \rangle \neq 0$; quan comparem aquest estat amb la situació que teníem en la fase paramagnètica ($\langle \mathbf{M} \rangle = 0$, 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 rotacions de l'espín. En aquestes circumstàncies es parla de *trencament espontani de la simetria*.

Landau i Ginzburg van demostrar, en la dècada de 1950, que el paràmetre d'ordre apropiat en una transició a l'estat superfluid —bé sigui superconductor o ^4He — és un nombre complex (Ψ) que té dos components: una amplitud $\Psi(r)$ i una fase ϕ . Per a $T > T_C$, el valor de ϕ 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 ϕ i, per tant, la simetria en ϕ es trenca.

Identificar el paràmetre d'ordre en fluids no isòtrops com l'heli ^3He resulta més complicat. El problema rau en el fet que les parelles d'àtoms de ^3He , tal com hem dit acoblats per forces dipolars nuclears, es troben en un estat d'espín triplet ($S = 1$), és a dir —tal com ja hem vist en un ferromagnet—, la simetria rotacional d'espín 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 hi afegim la simetria en la fase ϕ , com ja hem vist en els superfluids isòtrops, resulta que hi ha tres simetries que es trenquen en 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 ^3He , pocs mesos abans (1972).

Afegim encara que la teoria BCS tal com s'havia desenvolupat l'any 1957, no és aplicable a fluids no isòtrops. Aquest és el cas del ^3He , però també sembla que és el dels anomenats *superconductors d'alta temperatura*, descoberts per Georg Bednord i Alex Müller l'any 1986 i pel qual van rebre el Premi Nobel el 1987. De fet, mesures recents de la simetria de la funció d'ona indiquen que aquesta sembla tenir simetria $(x^2 - y^2)$ i no s . Així mateix, s'han descobert també 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.

2.2. 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 podia aplicar-se 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 dona en molts superconductors —en tots els que tenen rellevància tecnològica— quan els sotmetem a camps magnètics. En aquest 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, sens dubte basada en el treball previ de Ginzburg i Landau (G-L) dels anys cinquanta, 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 (λ) i una nova longitud (longitud de coherència, ξ), que reflecteix la variació espacial del paràmetre d'ordre prop d'una interfície. Amb

aquestes quantitats, G-L, 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 fer la distinció entre dues famílies de superconductors: de tipus I i II segons els valors de κ . 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, crear una frontera superconductora/normal té un cost en energia, de manera que la penetració de camp a l'interior està fortament penalitzada en energia. Aquesta propietat és comuna als elements superconductors que (com el Hg) s'havien descobert fins aleshores.

En els anomenats *superconductors de tipus I* ($\kappa < 1/\sqrt{2}$) el flux magnètic no pot penetrar en el seu interior (més enllà de la petita penetració superficial de profunditat λ , per on circulen el corrents d'apantallament). Atès que els superconductors coneguts fins als anys cinquanta, tenien tots $\kappa \ll 1$ (per al Hg, $\kappa \approx 0,16$), Ginzburg i Landau no van considerar 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 G-L va resultar adequada per a descriure les propietats de molts dels materials, notablement les propietats magnètiques, termodinàmiques, anisotropia, resposta en funció de la temperatura, etc.

Amb la teoria de G-L desenvolupada, tal com s'ha dit, per a materials amb $\kappa \ll 1$, no n'hi havia prou, però, per a 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 G-L i 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 superconductor/normal no és positiva sinó negativa i, com veurem, aquesta diferència té dramàtiques conseqüències en el comportament magnètic dels materials.

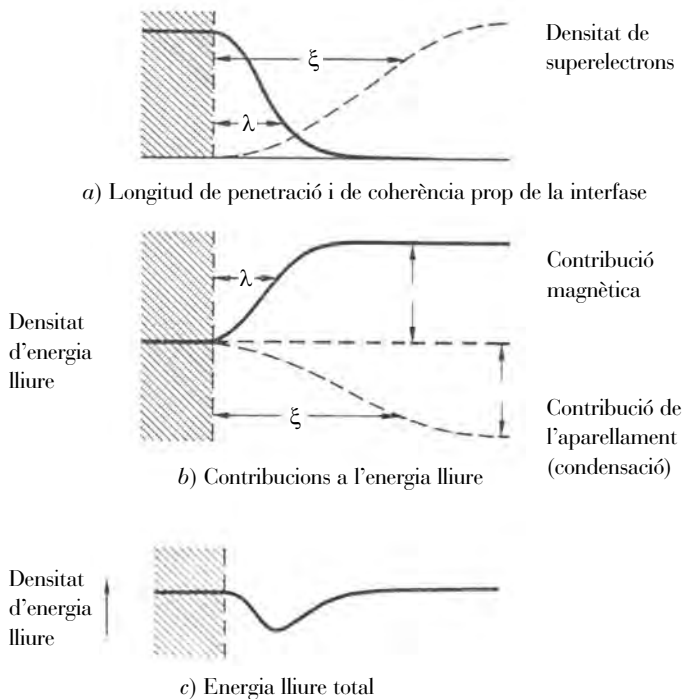


FIGURA 2. *Energia d'interfície a la frontera entre una regió normal i una de superconductora de tipus II ($\xi \ll \lambda$) en un metall. a) Longitud de penetració del camp magnètic i de coherència prop d'una interfície, b) contribucions a l'energia lliure prop d'una interfície, i c) balanç net d'energia d'interfície en un superconductor de tipus II.*

Per a 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 ener-

gia (resistència elèctrica nul·la) i que expulsen un camp magnètic del seu interior (efecte Meissner). En la figura 3 es mostra la corba d'imantació d'un material superconductor sotmès a un camp magnètic.

Molts metalls superconductors, en particular els elements, presenten 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 $B = \mu_0 H + \mu_0 M$, $B = 0$ a l'interior, implica que $M = -H$. En la figura 3 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 retirem el camp abans d'haver arribat a H_C , recorrerem la corba $M(H)$ enrere de manera reversible.

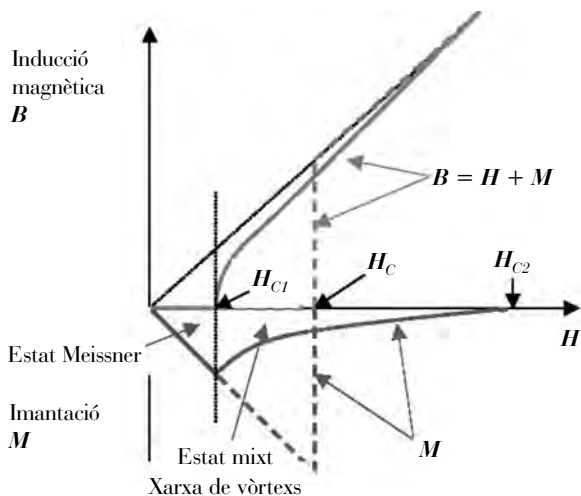


FIGURA 3. Imantació M i inducció magnètica induïda B d'acord amb el camp magnètic aplicat H per a un superconductor de tipus I—apantallament magnètic perfecte (línia discontinua)— i per a un superconductor de tipus II—apantallament parcial (línia contínua).

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 mateixa teoria de G-L, resolent-la en el cas que l'energia superficial superconductor/normal fos negativa (tipus II, $\kappa > 1/\sqrt{2}$). La diferència rau en el fet que en un superconductor de tipus II, la resolució de les equacions de G-L porta a una solució en què, per a $H > H_{C1}$, hi ha entrada parcial de flux magnètic a l'interior del superconductor. Entrada que no es fa de manera homogènia, sinó que el flux magnètic està confinat en regions molt petites (diàmetre ξ) rodejades per vòrtexs de corrents (de diàmetre λ). A mesura que el camp aplicat augmenta, la densitat de vòrtexs augmenta fins al punt que se superposen per a $H \approx H_{C2}$ i s'arriba a l'estat normal.

Encara més, Abrikosov va preveure que aquests vòrtexs, que estan formats per corrents, han d'interactuar entre si. Com a resultat d'aquesta interacció clàssica, com la de dos imants de la mateixa polaritat, els vòrtexs es rebutgen i acaben allunyant-se entre si 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 camp magnètic, la resistivitat pot ser nul·la o no. Ho veurem amb detall 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, aconseguís que el vòrtex estigués lligat, ancorat en algun punt del material que li impedisés el seu 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 usar els superconductors en aplicacions pràctiques.

3. CONTRIBUCIONS DELS LAUREATS

3.1. TEORIA DE GINZBURG-LANDAU

Quan Ginzburg i Landau, als anys cinquanta, comencen a desenvolupar la seva teoria dels superconductors, hi ha ja un bon nombre de resultats clau que tenen a l'abast: 1) la resistència nul·la i l'efecte Meissner, 2) la superconductivitat és destruïda per un camp magnètic suficientment fort o pel pas de corrent, 3) un model de dos fluids reproduceix correctament algunes dades experimentals, i 4) 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 superconductor/normal, l'observació que el camp crític és diferent segons si tenim un material massiu o en forma de capa prima, etc.

Landau havia desenvolupat, a finals dels anys trenta, 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 (Ψ) 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 de pressió i temperatura (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 com:

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

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

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

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

Aquest model permet 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 incorporar variacions especials 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 a poder explicar per què els camps crítics varien segons quina sigui la geometria del superconductor. Aquest és el rerefons que va motivar Ginzburg i Landau a revisar, el 1950, la teoria que Landau havia desenvolupat l'any 1937. La manera de generalitzar-la va consistir a 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 suaument 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:

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

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

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

De minimitzar l'energia lliure respecte de les variacions de Ψ i A , s'obtenen les anomenades *equacions de G-L*:

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

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

La segona equació [2] té la mateixa forma que l'equació que dona la densitat de corrent en física quàntica. La primera [1], excepte pel terme quadràtic en Ψ , 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: ell considerava fora de lloc una càrrega efectiva que pogués variar amb la temperatura, pressió etc. i, per tant, en el seu escrit de 1950 (l'únic que van signar conjuntament) escriu: «no hi ha raó per a pensar que e^* difereixi de la càrrega d'un electró». Ginzburg, però, segueix pensant que, per a explicar alguns valors experimentals que es deriven de la mateixa teoria de G-L (tal com el camp crític inferior, la longitud de penetració i el paràmetre κ), seria convenient que $e^* \approx \approx (2-3)e$, 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 $e^* \approx (2-3)e$ », 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 es reconeix ell mateix entristit 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 qui coneixien les idees i el paper de Ginzburg, ningú no va suggerir que l'explicació més raonable i simple era la formació de parelles d'electrons.

Les equacions de G-L 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] resulta que:

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

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 la petita magnitud de l'àtom (l'extensió espacial de les funcions d'ona atòmiques) fa que el diamagnetisme atòmic que es mesura sigui molt feble, si la funció d'ona Ψ representa tot un metall, llavors el senyal serà ordres de magnitud més gran. De l'expressió anterior es deriva que

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

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, 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 λ és d'uns 100 nm. Aquesta és una distància petita i que demostra que el camp

magnètic és pràcticament exclòs totalment de l'interior del material.

b) A l'equació 1a, el terme en gradient $(-i\hbar\nabla + e^* A)^2\Psi$ implica un terme positiu a l'energia i que 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* (ξ). 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 brusquement, sinó que augmenta gradualment des de la regió normal fins a la regió superconductora en una distància característica ξ . En els superconductors anomenats *d'alta temperatura*, ξ és de ~ 1 nm.

c) Es pot veure que tant λ com ξ varien amb la temperatura com

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

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 d'interfície entre un superconductor i un metall normal. Ja hem dit que ξ mesura la distància sobre 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 condensaria a l'estat superconductor—, llavors la zona en la qual, en presència d'un camp magnètic, aquest penetra en el si del superconductor (λ) 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 ξ , on la densitat d'electrons varia, és una zona d'energia negativa, ja que condensar electrons comporta 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 G-L preveu que l'energia superficial neta serà

$$\left(\frac{\xi}{\sqrt{2}} - \lambda\right) \mu_0 \mathbf{H}_c^2 / 2,$$

on \mathbf{H}_C és el camp necessari per a 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 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 2 es mostra esquemàticament la variació de l'energia superficial en un superconductor de tipus II.

Per a acabar, val a dir que el treball de Ginzburg-Landau publicat l'any 1950 va passar força desapercbut i que fou rebut amb un cert escepticisme, probablement pel fet que, 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 l'any 1957 i que Gorkov fos capaç de demostrar, l'any 1959, que les dues equacions de Ginzburg-Landau es deriven de la mateixa BCS, que el valor de la contribució dels científics russos va ser plenament apreciada.

3.2. 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 les seves prediccions i limitacions. Entre 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, segons el 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 G-L. 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 un *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 G-L, 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. A la vista d'aquests resultats experimentals, Abrikosov es va dedicar 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, existeixen en la naturalesa 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 κ i el seu valor crític $1/\sqrt{2}$.

Abrikosov va continuar la seva recerca i investigà el comportament magnètic de 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 $H_{C2} = H_C \kappa \sqrt{2}$ (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 que en aquestes regions 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 variïn de manera periòdica. Aquesta variació periòdica del camp magnètic en el si del superconductor minimitza la seva energia i la va anomenar «estat mixt». La figura 3 il·lustra el procés d'imantació d'un material superconductor.

Abans de prosseguir amb el desenvolupament d'Abrikosov, considero interessant revisar com el seu entorn rebia aquesta nova proposta. De manera particular és rellevant l'actitud de Landau, un científic d'enorme 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 Abrikosov convalescent d'una malaltia que el va tenir al llit durant uns quants mesos, 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 (vòrtexs), i que serien com petits filaments de camp magnètic en el si del material superconductor». La resposta de Landau va ser contundent: «una persona malalta no pot ser molestada. Quan es recuperi, ja en parlarem. Adéu». No el va visitar més.

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

Malgrat tot, la idea que ell tenia era simple i no semblava no raonable. Analitzant les solucions que va obtenir per a \mathbf{H} per sota de \mathbf{H}_{C2} , trobava que, en un pla perpendicular al camp magnètic aplicat, hi ha punts on el paràmetre d'ordre Ψ es fa zero i la fase (ϕ) de Ψ varia en 2π . L'origen d'aquesta variació està contingut en les equacions de G-L. Recordem que en aquestes equacions el potencial vector \mathbf{A} i la fase ϕ del paràmetre d'ordre apareixen en la combinació:

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

Sent així, si imaginem una situació en què el camp magnètic a l'interior del superconductor fos constant, llavors, posat cas que $\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}$, el potencial vector ha d'augmentar gradualment amb

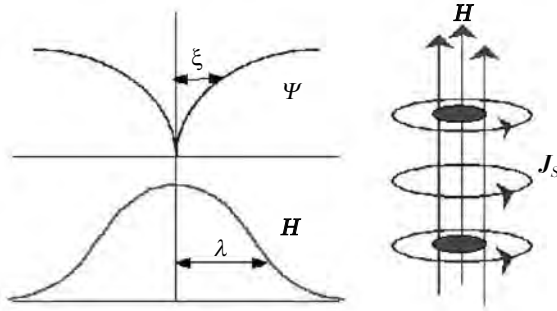


FIGURA 4. Estructura d'un vòrtex. A l'esquerra es pot veure com varia el paràmetre d'ordre Ψ i la longitud de penetració λ en els encontorns del cor d'un vòrtex. És una distància de l'ordre de λ que els corrents superconductors (J_s) circulen. A la dreta es mostra un esquema del vòrtex. El flux magnètic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

la distància. Si l'energia lliure no pot créixer d'aquesta manera, significa que l'augment de A és compensat per salts de fase ($\nabla\phi$). Naturalment la fase sols pot canviar en 2π (o en múltiples enters). La solució resultant és tal, que hi ha punts del material on hi ha una singularitat del paràmetre d'ordre i on $\Psi(r)$ s'anul·la, i on la fase ϕ de $\Psi(r)e^{i\phi}$ canvia en un factor 2π . Un canvi de fase correspon, d'acord amb les equacions de G-L, 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— és nul. Els corrents circulants, al mateix temps generen i encerclen un flux magnètic. Es pot veure que, atès que el canvi de fase al llarg d'una línia que encercla la singularitat ha de ser just 2π (o un múltiple d'aquest) i, en conseqüència, la magnitud dels corrents circulants està fixada, també ho estarà el flux magnètic generat. Aquesta quantitat s'anomena *fluxó* o *quàntum de flux* (Φ_0). En la figura 4 es mostra l'estructura d'un vòrtex.

Tal com ja he indicat, l'actitud *poc* receptiva de Landau va aconsellar Abrikosov de guardar els resultats. L'any 1955, Feynman va publicar un treball on estudiava la dinàmica d'un fluid amb vis-

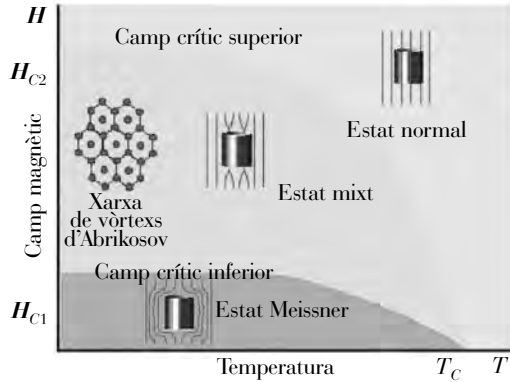


FIGURA 5. Diagrama de fases (camp magnètic aplicat - temperatura) corresponent a un superconductor de tipus II. A l'estat Meissner el flux magnètic és totalment apantallat de l'interior dels superconductors per uns corrents superficials que circulen a una profunditat λ . Abrikosov va proposar que en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

84

cositat nul·la (^4He superfluid sotmès a rotació). Va demostrar que es podien formar vòrtexs elementals de fluid. Landau, que sempre havia estat interessat per aquest tema, immediatament va comprendre que aquesta era la bona solució a un problema que ell mateix (en cooperació amb E. M. Lifshitz) havia abordat anteriorment i al qual havia trobat solucions poc satisfactòries.

Abrikosov va comprendre que aquella era també la seva oportunitat: «Per què acceptar solucions singulars en ^4He superfluid i no acceptar-les 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 vòrtexs en el superconductor i a l'estat mixt format per filaments de flux magnètic rodejat de corrents. Abrikosov va demostrar que la repulsió entre aquests hauria de provocar-ne l'ordenament en una xarxa de vòrtexs (xarxa d'Abrikosov). Aquests resultats van ser finalment publicats el 1957 a la revista russa *JETP*. La figura 5 mostra el diagra-

ma de fases (temperatura - camp aplicat) per a un superconductor de tipus II, tal com va proposar Abrikosov.

Val la pena notar que just al 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 desaperebuda. La situació, però, tornà a canviar el 1961, quan es publicà que el Nb_3S 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 captar l'interès sobre els aliats superconductors.

Tal vegada per això, en molts laboratoris del món es van tornar a revisar amb detall els cicles d'histèresi de molts superconductors i es van anar comparant amb les prediccions teòriques. Als EUA, Goodman havia publicat un article (1961) en el qual descriu l'estructura magnètica dels superconductors d'energia d'interfície negativa. Desconeixedor dels treballs d'Abrikosov, va proposar un model en què imaginava que en l'estat mixt el superconductor estava format per una estructura laminar de zones superconductores i no superconductores. Les dades experimentals estaven en acord qualitatiu amb les prediccions. El que és remarcable, i per això ho recullo aquí, és que l'any següent, el 1962, Goodman escriu un article en el qual compara les dades experimentals amb les prediccions del seu propi model i les d'Abrikosov —que probablement ja li havien arribat. Conclou en aquest article que el seu model no és el bo, i que el d'Abrikosov sí. Tal com indica Abrikosov mateix, l'objectiu (inaudit) d'aquest segon article de Goodman era «demostrar que la seva pròpia teoria era més dolenta 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 amb moltes dificultats es va obrir camí. Fins a l'any 1966, quan Uwe Essmann i Hermann Träuble van publicar la primera imatge (fig. 6) d'una xarxa de vòrtexs en Pb-In obtinguda amb decoració magnètica, no es van acceptar plenament les notables prediccions d'Abrikosov.

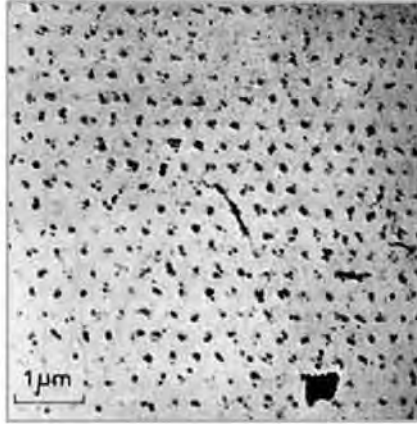


FIGURA 6. Xarxa de vòrtexs en Pb-In, generada a 1,1 K i 195 Oe. Primera imatge d'una xarxa de vòrtexs feta per U. Essmann i H. Trauble, de l'Institut Max-Planck, Stuttgart (Physics Lett., núm. 24 A, 1967, p. 526) i obtinguda amb la tècnica de decoració magnètica de Bitter.

86

Avui, la xarxa de vòrtexs s'ha vist amb molt diverses tècniques experimentals, i la seva existència, propietats elàstiques i dinàmiques han estat estudiades amb tot detall. Notem que un vòrtex en un superconductor, tal com el descriu Abrikosov, és un objecte electromagnètic que s'ordena i forma una xarxa de manera anàloga a com s'ordenen els àtoms en un sòlid cristal·lí. Cal, doncs, preveure que aquesta xarxa d'objectes sense massa tingui propietats semblants a les xarxes cristal·lines. 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 ξ , 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 comencin a formar-se 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, parcialment penetrat pel camp magnètic que, en forma de tubs de flux magnètic, constitueix una xarxa més o menys regular. Si es fa circular un corrent elèctric pel 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 seguirà tenint resistència zero com tenia a l'estat Meissner, quan no havia entrat flux al seu interior. Si en el 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 a vèncer la força que l'ancora, el vòrtex no es mourà i el corrent circularà sense dissipar.

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, però, recordar que el món occidental no va reconèixer la seva contribució fins molt després, a mitjan anys seixanta, quan als EUA es van descobrir ma-

terials amb camps crítics molt elevats. La guerra freda va impedir que molts científics de l'Oest miressin les idees que estaven naixent i creixent a l'Est, probablement en detriment de tothom.

3.3. ^3He . UN SUPERFLUID ANISÒTROP

El descobriment de la superfluïdesa del ^3He va ser en certa manera una mica fortuït. D. Osheroff (Universitat de Cornell) estava interessat a estudiar si, solidificant ^3He a baixa temperatura i alta pressió, es podria arribar a tenir un estat en què els espins nuclears del ^3He s'ordenessin com ho fan els espins atòmics en un ferromagnet. Amb aquesta idea volien mesurar la susceptibilitat magnètica nuclear del ^3He sòlid, usant un equip de ressonància magnètica nuclear (NMR). 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 mesurar simultàniament la temperatura del ^3He i la seva pressió segons el 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 ($A \approx 2,65$ mK i $B \approx 1,8$ mK) es produïen discontinuïtats clares en el ritme de variació de la pressió. Els autors van publicar els resultats a *Phys. Rev. Lett.*, a l'abril de 1971. En aquest article, suggerien que havien «observat la formació d'una nova fase de ^3He sòlid per sota de 2,7 mK». En cap moment no esmentaven que la transformació es produís en heli líquid!

Van seguir amb la idea d'estudiar el sòlid amb NMR. L'espectre és complex però mirant amb detall van observar que la intensitat d'algunes ressonàncies canviava bruscament a les temperatures (A i B) on s'havien observat els canvis de ritme de pressió. La sorpresa va ser màxima 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, en B alguna cosa li passava al líquid, no al sòlid. Poc després, Lee va

suggerir nous experiments de NMR que van demostrar que també en el punt *A* es produïen modificacions a 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 *Phys. Rev. Lett.*, a l'octubre del mateix 1971, sense comentar que el que havien vist podia ser el reflex d'una superfluidesa com la BCS. Richardson es va acostar a A. Leggett (llavors era a Sussex). Leggett es va adonar que el fet que s'observessin les transicions *A* i *B* tant en experiments que impliquen canvis de volum com en aquells que impliquen la resposta magnètica, indicava que els graus de llibertat magnètics (*espins nuclears*) i els orbitals no poden estar desacoblats: «una forma possible seria que en els 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 en la transició es trenca alguna simetria macroscòpica col·lectiva. A baixa temperatura l'orientació dels espins nuclears està correlacionada amb el moment angular de la parella d'àtoms. Les transicions observades en *A* i *B* són el reflex de diferents tipus de correlacions».

A. Leggett no tan sols va completar la descripció teòrica del fenomen, sinó que va proposar els experiments necessaris per a 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. Les parelles de Cooper aquí tenen una estructura interna, i aquesta estructura és diferent en les fase *A* i *B*. Si tenim dos àtoms de ^3He i els refredem i han de formar una parella de Cooper, han de decidir si orientaran els seus espins paral·lels o antiparal·lels al moment angular. La diferència en energia entre aquests estats és molt petita, d'uns pocs nK, i la podríem oblidar. Però com que el sistema condensarà en un estat de Bose, on totes les parelles ocuparan el mateix estat, haurem de multiplicar aquella energia tan petita per alguna cosa d'aproximadament 10^{23} . Això és el que fa fascinant el sistema. Una energia tan petita amplificada tan espectacularment!»

4. CONCLUSIONS I ENTORN

De l'exposició anterior cal concloure que el procés d'elaboració d'una teoria de la superconductivitat i superfluidesa 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 definir les característiques fonamentals dels superfluids. Després, les eines teòriques que permeteren donar una descripció microscòpica d'aquests fenòmens. Ni els materials superconductors estan tots descoberts ni es comprenen encara avui tots els detalls de la complexa física d'aquests sistemes. Malgrat això, la contribució dels tres físics guardonats enguany ha estat clau per al progrés i coneixement dels superfluids.

La teoria de Ginzburg-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 a descriure les propietats dels materials superconductors.

Abrikosov ha descrit amb detall les propietats del que avui 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 rellançat la recerca i desenvolupament de nous materials superconductors.

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

No és aquest el lloc per a discutir sobre perspectives en els diferents àmbits de treball abordats pels premiats, però sí que val la pena indicar que el coneixement generat per aquests científics afecta i en certa manera guia la recerca que es fa en 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 Materials de Barcelona (ICMAB), per exemple, hagin desenvolupat sistemes de seguretat superconductors per a xarxes de distribució de corrent 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 al 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 a l'explotació d'alguns dels productes desenvolupats. Tots ells es nodreixen de les aportacions dels premis Nobel de Física del 2003.

91

5. REFERÈNCIES I ALTRES LECTURES

- ABRIKOSOV, A. A. «My years with Landau». *Physics Today* (gener 1973), p. 56.
- CRABTREE, G. W.; NELSON, D. R. «Vortex physics in high-temperature superconductors». *Physics Today* (abril 1997), p. 38.
- GEBALLE, T. H. «Superconductivity: from physics to technology». *Physics Today* (octubre 1993), p. 52.
- GINZBURG, V. L. «Landau's attitude towards physics and physicists». *Physics Today* (maig 1989), p. 54.
- LUBKIN, G. B. «Nobel Prize in Physics to Lee, Osheroff and Richardson for discovery of superfluidity in ^3He ». *Physics Today* (desembre 1996), p. 17.
- SCHRIEFFER, J. R. «Macroscopic quantum phenomena from pairing in superconductors». *Physics Today* (juliol 1973), p. 23.
- «Superfluids and superconductors: quantum mechanics on a ma-

- croscopic scale». A: *Advanced information on the Nobel Prize in Physics 2003* [en línia]. <<http://www.kva.se>>
- TILLEY, D. R.; TILLEY, J. *Superfluidity and Superconductivity*. Bristol: IOP Publishing, 1990.
- WHITE, R. M.; GEBALLE, T. H. *Long range order in solids*. Nova York: Acad. Press, 1979.