
Superconductivitat. Reptes científics*

Xavier Obradors[†] i Teresa Puig[‡]

Institut de Ciència de Materials de Barcelona. CSIC

Introducció

La superconductivitat és un dels descobriments més espectaculars del segle XX que ens queda per explicar en el nou segle ara iniciat. Quan ja només falta una dècada per celebrar el centenari del descobriment de la superconductivitat, per Kamerling Onnes el 1912, i passats ja 16 anys des del descobriment de la superconductivitat d'alta temperatura, feta per Bednorz i Muller el 1986, continuem sense tenir al nostre abast una teoria general de la superconductivitat, si és que n'hi ha cap, i per contra continuem assistint, impertèrrits, al descobriment de nous materials on menys s'esperava trobar-los. Sens cap dubte, doncs, la superconductivitat constitueix un repte científic monumental que té plantejat la física de la matèria condensada.

D'altra banda, el descobriment de la superconductivitat d'alta temperatura va desencadenar un esforç colossal per desenvolupar materials amb corrents crítics elevats que haurien de permetre portar a terme unes aplicacions pràctiques que es prometien espectaculars i que s'han mostrat més esquivades del que inicialment es va suposar. Malgrat les dificultats trobades, el progrés que s'ha fet tant en l'obtenció de materials amb bones prestacions com en la integració d'aquests en dispositius pràctics ha estat espectacular. La implantació generalitzada d'una tecnologia superconductora constitueix així mateix un repte per al primer quart del segle XXI. En aquesta sèrie de dos articles ens proposem exposar, amb una selecció temàtica que obeeix necessàriament a preferències personals, quins són els reptes científics i tecnològics més importants que actualment ens plantejem els científics i tecnòlegs en aquest camp.

*Aquest article i el que publicarem en el proper número de la *Revista de Física* amb el títol Superconductivitat. Reptes tecnològics, amb lleugeres variacions han aparegut a *La Revista Española de Física*, en els números 1 i 2 de l'any 2002. Traducció dels autors.

[†]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).

[‡]Teresa Puig (Terrasa, 1966) és doctora en Física per la Universitat Autònoma de Barcelona (1994) i actualment és Científic Titular a l'Institut de Ciència de Materials de Barcelona, CSIC. (teresa.puig@icmab.es)

Precedents

La superconductivitat constitueix un fenomen quàntic de molts cossos. En conseqüència, vam haver d'esperar molt temps després que es descobrís el 1912 per aconseguir un primer model microscòpic adequat, proposat per Bardeen, Cooper i Schrieffer el 1957. Durant els anys que van passar entre aquests dos descobriments es forjaren coneixements fenomenològics amplis. Després de la teoria BCS, per un costat, es prosseguí la recerca de nous materials, ara ja amb una guia ferma, i, per l'altre, s'amplià en bona part el llistat de fenòmens espectaculars, lligats a la seva pròpia naturalesa quàntica. Podem mencionar en particular l'efecte Josephson i la superconductivitat de tipus II, que introdueix el concepte de vòrtex amb flux magnètic quantitzat.

El progrés fet en el descobriment de nous materials durant aquest període i fins al final de la dècada dels vuitanta es pot qualificar de moderat. Un gran nombre d'aliatges metàl·lics mostraren comportaments superconductors, però la temperatura de transició s'estancà a 23 K al final de la dècada dels setanta. Cal mencionar, de totes maneres, que el descobriment dels aliats de tipus NbTi o Nb₃Sn va permetre, d'una banda, iniciar una nova disciplina —la física dels vòrtexs als superconductors de tipus II— i, de l'altra, generar una indústria superconductora lligada a la ressonància magnètica, als grans acceleradors de partícules, i a la generació de camps magnètics intensos. La transcendència científica d'aquests desenvolupaments en àrees com ara la física de la matèria condensada, la química molecular o la biomedicina ha estat, i continua sent, espectacular.

Durant la dècada dels vuitanta res no feia preveure que poguéssim esperar canvis paradigmàtics en la disciplina de la superconductivitat, en què la teoria BCS semblava preveure com a cota màxima per a la T_c uns 40 K. Tot semblava indicar, doncs, que la superconductivitat quedaria circumscrita a les persones iniciades en el camp de les baixes temperatures. Només alguns materials «no convencionals» semblaven introduir algun dubte sobre aquesta situació. Entre aquests podem citar alguns òxids de bismut amb estructura perovskita. En aquest context es va produir el descobriment de la superconductivitat en òxids de coure, fet per Bednorz i Muller, amb estructura també relacionada amb

la perovskita, i això va obrir la via cap a la superconductivitat d'alta temperatura i confirmà que la família dels òxids constitueix una segona via, completament independent, de materials superconductors. Actualment una tercera via sembla afermar-se progressivament: la dels materials orgànics.

Materials superconductors

La superconductivitat d'alta temperatura està lligada actualment a una extensa família d'òxids de coure que s'han anat descobrint durant els darrers anys. Tot i així, el renaixement d'aquesta disciplina originat amb aquest descobriment impulsà la recerca de nous materials, òxids i no òxids (Cava, 2000). En la figura 1 es mostren els progressos en l'augment de la T_c en les tres famílies de materials superconductors: òxids, aliatges intermetàl·lics i materials orgànics. En el camp dels òxids, a part dels cuprats, dels quals ens ocuparem més endavant, es van descobrir nous superconductors en òxids de bismut, ruteni i titani. Així mateix els nitrurs realitzaren un cert progrés amb els materials laminars de tipus HfNCl ($T_c = 26$ K).

Els avenços més espectaculars en els materials orgànics s'han produït als laboratoris Lucent dels EUA durant els darrers dos anys. Utilitzant transistors d'efecte de camp (FET) amb cristalls orgànics, aquest grup ha pogut modificar a voluntat la concentració de portadors, electrons o forats, i demostrar així, per exemple, que el fullerè C_{60} dopat amb forats presenta superconductivitat a 53 K i, augmentant les distàncies intermoleculares, pot augmentar-se la T_c fins a 117 K. Malauradament, la configuració FET sols permet injectar portadors en un sola capa atòmica i això restringeix en conseqüència la superconductivitat a aquesta capa. D'alta banda, alguns d'aquests resultats semblen ser controvertits. Dins la mateixa tònica hem d'integrar el descobriment de superconductivitat a $T_c = 20$ K en nanotubs de carboni.

Una segona sorpresa, ja al segle XXI, en el camp dels materials superconductors la constituï el (re)descobriments d'un material molt conegut (produït comercialment): l'aliatge MgB_2 , que presenta una transició superconductora a 39 K (material encara no consignat en la figura 1). Aquesta temperatura quasi duplica els 23 K en els quals s'havia estabilitzat el progrés de la T_c en els aliatges intermetàl·lics fins al descobriment de la superconductivitat d'alta temperatura. Es tracta simplement d'un descuit en la recerca sistemàtica de nous materials portat a terme durant les dècades dels setanta i vuitanta?, o potser hauríem d'inaugurar una nova categoria en la classificació dels materials superconductors amb una denominació de superconductors a temperatures mitjanes? En tot cas, el que sí que sembla clar és que la superconductivitat no és un fenomen tan inusual a la natura i per tant continuem necessitant estudis sistemàtics fonamentals en nous materials: l'experiència

recent insisteix a demostrar que la nostra capacitat de predir on podem trobar la superconductivitat continua sent molt baixa.

Materials	T_c (K)
$La_{2-x}M_xCuO_4$ M = Ba, Sr, Ca; $x \approx 0.15$	38
$TrBa_2Cu_{2+m}O_{6+m}$, Tr = Terra Rara m = 1 (123) m = 1.5 (247) m = 2 (124)	88-95 70 82
$Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4}$ n = 1 (2201) n = 2 (2212) n = 3 (2223)	10 85 110
$Tl_2Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4}$ n = 1 (2201) n = 2 (2212) n = 3 (2223)	80 100 125
$MBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4}$, M = Tl, Hg n = 1 (1201) n = 2 (1212) n = 3 (1223)	90, 94 110, 117 122, 134

Taula 1: Famílies més rellevants de cuprats superconductors i les temperatures de transició

Examinem ara quins són els nostres coneixements i els reptes pendents en la família dels cuprats superconductors. Actualment es coneixen una cinquantena d'òxids de coure superconductors. En la taula 1 es resumeixen les composicions i temperatures de transició més rellevants i en la figura 2 es mostra una estructura cristal·logràfica típica. Aquests materials estan constituïts essencialment per plans bidimensionals de tipus CuO_2 , els quals estan lligats per blocs estructurals que influeixen indirectament la superconductivitat del material (Cava, 2000). Aquests blocs permeten modificar el nombre de portadors als plans CuO_2 i per això se'ls denomina *reservoris de carrega*. La temperatura més alta coneguda actualment és la del compost $HgBa_2Ca_2Cu_3O_8$ ($T_c = 134$ K a pressions normals i 165 K sota pressió). Actualment no hi ha una regla clara que relacioni la T_c amb algun factor estructural únic, sigui el nombre de plans CuO_2 consecutius o les distàncies interatòmiques dins dels plans, encara que sí que sabem que qualsevol distorsió de la planarietat dels plans reduirà la T_c . Actualment el descobriment de nous cuprats s'ha alentit en bona part. Només l'ús de les tècniques d'altas pressions ha permès preparar materials més complexos, encara que sovint són metastables (Cava, 2000).

Tots els materials mencionats en la taula 1 requereixen estar convenientment dopats per presentar superconductivitat. Inicialment els òxids de coure són aïllants i els spins $s = 1/2$ dels ions Cu^{+2} presenten correlaci-

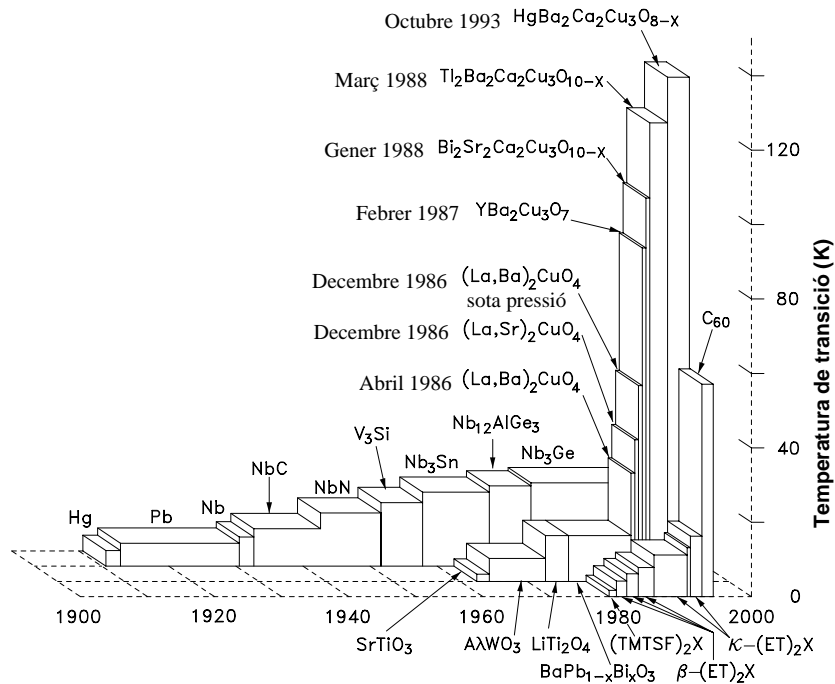


Figura 1: Evolució de les temperatures de transició superconductores (fins a mitjan any 2000) en tres grans famílies de materials: aliatges, òxids i materials orgànics

ons antiferromagnètics bidimensionals des de temperatures molt altes ($T \approx 1.000 \text{ K}$) que es tradueixen en estructures ordenades a llarg abast a temperatures més baixes, depenent de les interaccions més dèbils interplanars. Aquesta característica única d'aquests materials es considerarà des d'un bon principi un tret distintiu essencial per entendre l'origen de la superconductivitat d'alta temperatura (Orestein, 2000). Quan s'augmenta el nombre de forats als plans CuO_2 , aquests presenten conductivitat metàl·lica, perden l'ordre antiferromagnètic de llarg abast i, finalment, presenten superconductivitat en un rang finit de concentració de portadors. La temperatura de transició, tanmateix, presenta un màxim per una concentració donada de portadors i parlem del règim infradopat i sobredopat. En la figura 3 presentem un diagrama de fases esquemàtic amb els trets fonamentals dels superconductors d'alta temperatura. La comprensió de tots els detalls consignats en aquest diagrama universal constitueix l'objectiu fonamental de qualsevol teoria de la superconductivitat d'alta temperatura. Més endavant ens ocuparem amb més detall de la fenomenologia particularment singular d'aquests materials amb correlació electrònica elevada.

Per finalitzar el nostre breu resum dels trets estructurals bàsics dels cuprats superconductors hem de mencionar que la manera de modificar el nombre de portadors a les diferents famílies superconductores pot diferir considerablement. Mentre que en alguns casos es porten a terme substitucions catióniques aliovalents (La^{3+}

per Sr^{2+} , per exemple) en altres casos es modifica l'estoquiometria d'oxigen del material, com per exemple a $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, el material superconductor més ben estudiat fins ara. La complexitat cristal·loquímica de tots aquests materials és especialment destacable. Per exemple, les cadenes CuO_x (figura 2) presenten transicions ordre-desordre, depenent del grau de l'ompliment de les cadenes i de la mida del ió de terra rara veí, i aquestes transicions originen modificacions de la T_c . Els efectes de *pressió química* han estat de gran utilitat per interpretar la influència de la pressió sobre la T_c , tema de gran transcendència per confrontar diferents models teòrics.

Models microscòpics

El model microscòpic de referència per a la superconductivitat és la teoria BCS, en la qual la interacció atractiva entre portadors per formar parells de Cooper és la interacció electró-fonó. En el marc d'aquesta teoria s'han analitzat tots els nous materials descoberts durant la darrera dècada i tot sembla indicar que els superconductors amb T_c per sota de 30-40 K podrien ser classificats consistentment com a BCS, encara que no necessàriament. Al contrari, els cuprats no sembla que puguin ser descrits sota les premisses de la teoria BCS, tot i que presenten un acoblament electró-fonó intens. Els fullerenes i la fase MgB_2 , per contra, sí que semblen adequar-se a la teoria BCS, encara que en el cas de MgB_2 potser amb un doble gap originat per la seva anisotropia

electrònica.

En primer lloc cal analitzar si l'estat normal dels cuprats superconductors presenta les característiques dels metalls convencionals; és a dir, si presenten un comportament de tipus líquid de Fermi. La resposta és contundentment negativa: tant la dinàmica dels portadors —estudiada mitjançant propietats òptiques o elèctriques

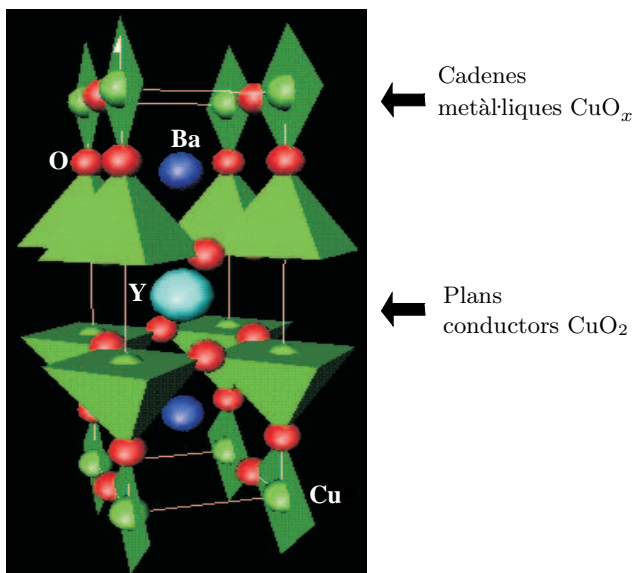


Figura 2: Estructura cristal·logràfica del $\text{YbBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

(conductivitat elèctrica, efecte de Hall, etc.)— com la dinàmica dels spins —estudiada mitjançant ressonància magnètica nuclear, la difusió inelàstica de neutrons o l'espectroscòpia Raman— mostren un comportament anòmal. La fenomenologia sembla especialment complexa en el cas dels materials infradopats; és a dir, a la regió de dopatge compresa entre el màxim de la T_c i la fase antiferromagnètica del diagrama de fases generalitzat representat en la figura 3 (Orestein, 2000). El primer descobriment experimental referit a aquesta zona és l'observació del que s'anomena un pseudogap a l'espectre d'excitacions dels portadors. Aquesta anomalia es pot observar mitjançant l'espectroscòpia túnel (STM), tècnica amb la qual es determina la corba de densitat d'estats i per tant s'evidencia la formació d'un gap en entrar en l'estat superconductor. L'observació d'un pseudogap a temperatures molt elevades (T_p) s'ha suggerit que podria ser degut a la formació de parells de Cooper que originen fluctuacions superconductores. Aquests parells presenten condensació, és a dir, es tornen coherents a temperatures més baixes (T_c). L'observació recent de diamagnetisme feble molt per sobre de la temperatura de transició superconductora en òxids infradopats mitjançant un microscopi SQUID d'escombratge sembla que dona suport a aquesta idea.

Els materials infradopats presenten a més totes les

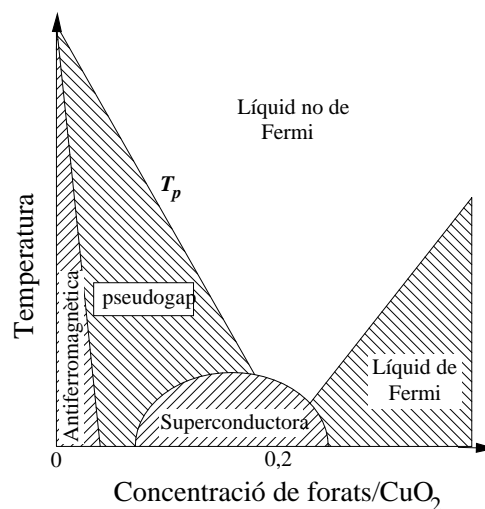


Figura 3: Diagrama de fases universal dels cuprats superconductors dopats amb forats

característiques dels materials amb correlació electrònica elevada: separació de fases (aïllant antiferromagnètic contra metall nomagnètic), localització de bandes de forats, transicions estructurals associades a l'ordre de càrrega, etc. (Orestein, 2000). En definitiva, s'han de conjugar diversos termes energèticament similars: energia coulombiana, energia cinètica dels electrons i energia d'intercanvi antiferromagnètica. Una fenomenologia similar, en el cas dels òxids de magnesi, ha conduït a un altre fenomen físic de gran interès científic i tecnològic: la magnetoresistència colossal. El problema més gran en el plantejament de models teòrics que hagin d'enfrontar-se a la fenomenologia complexa de l'estat normal dels òxids de coure superconductors és desxifrar quins són els ingredients essencials i quins els accessoris. Els models basats en l'hamiltonià de Hubbard han mostrat que poden generar estats electrònics amb separació de càrrega encara que semblin impotents per preveure excitacions electròniques del tipus associat al pseudogap.

On veritablement es poden posar a prova amb més profunditat els models teòrics, però, és en l'anàlisi de l'estat superconductor en si mateix (J. Bok et al., eds., 1998). El model BCS preveu que la simetria de la funció d'ona que descriu el parell de Cooper té una part orbital de tipus s ($l = 0$). Durant els darrers anys la determinació de la simetria del paràmetre d'ordre dels cuprats superconductors ha constituït un problema de primera magnitud. Actualment sembla que hi ha consens en el fet que els materials amb dopatge òptim tenen simetria de tipus d ($l = 2$), encara que aquesta simetria podria canviar en modificar-se el dopatge. En la figura 4 es representa un esquema de les dues funcions d'ona juntament amb la densitat d'estats corresponent. La característica més remarcable és que a la simetria de tipus d apareixen nodes on el gap desapareix, en certes di-

Figura 4: Representació esquemàtica de la simetria del paràmetre d'ordre i densitat d'estats corresponents a superconductors de tipus s i tipus d

reccions establertes. Les conseqüències físiques de tenir aquesta simetria són molt diverses, a més del fet que això ha de permetre delimitar quins models teòrics són compatibles (J. Bok et al., eds., 1998). Malgrat tot, la complexitat fenomenològica dels cuprats superconductors no para de créixer. Per exemple, els superconductors de tipus n , és a dir, dopats amb electrons, presenten un diagrama de fases relativament diferenciat del tipus p (figura 5). Vegeu, per exemple, que l'estat antiferromagnètic és molt més estable en fer el dopatge amb portadors. D'altra banda, el pseudogap dels materials infradopats es manifesta difícilment. Finalment, alguns estudis experimentals recents (atrapament de flux en tricristalls, espectroscòpia túnel, estudis ARPES, etc.) suggereixen que la simetria de l'estat superconductor és de tipus s en els materials de tipus n (J. Bok et al., eds., 1998). Una vegada més, doncs, la superconductivitat dels cuprats es manifesta amb una complexitat colossal que dificulta la distinció entre allò essencial i allò accessori. Obeeixen la superconductivitat de tipus p i de tipus n a mecanismes microscòpics diferents?, o hem d'imaginar un mecanisme microscòpic complex que faci compatible la simetria de tipus s i de tipus d dels parells de Cooper?

D'altra banda, hem de tenir en compte que després del descobriment de la superconductivitat d'alta temperatura s'han dut a terme nous avenços de gran interès per a la comprensió dels mecanismes microscòpics de la superconductivitat. Ens referim, per exemple, al descobriment de l'òxid Sr_2RuO_4 en el qual els parells de Cooper presenten simetria p ($l = 1$) (J. Bok et al., eds., 1998) i, per tant, els spins formen un triplet en comptes d'un singlet com en els superconductors BCS convencionals (tipus s) o els cuprats d'alta temperatura (tipus

Figura 5: Asimetria del diagrama de fases generalitzat entre els cuprats superconductors dopats amb forats i amb electrons

d). La simetria de tipus p dels parells de Cooper sembla també el camí perquè pugui coexistir la superconductivitat i el ferromagnetisme, tal com s'ha descobert recentment en aliatges com ara UGe_2 , ZrZn_2 o URhGe .

Un element addicional que dóna suport a la simetria de tipus d als cuprats superconductors dopats amb forats el constitueix la influència de les impureses a la temperatura de transició. En els superconductors de baixa temperatura de tipus BCS les impureses amb moment magnètic presenten una gran eficiència en el trencament dels parells de Cooper (mecanisme d'Abrikosov-Gorkov) a causa del trencament de la simetria temporal. En els superconductors d'alta T_c , per contra, són les impureses no magnètiques les que mostren més eficàcia (Zn^{2+} , Mg^{2+}). Un estudi recent d'STM ha permès per primera vegada visualitzar els estats localitzats generats per les impureses i la simetria corresponent, la qual és de tipus d (figura 6) (Hudson et al., 1999). D'altra banda, l'anàlisi de l'anisotropia de la fase YBCO dopada amb magnesi indica que aquesta decreix lleugerament. Aquest resultat és consistent amb les previsions teòriques que indiquen que les impureses generen nous estats electrònics dins dels plans CuO_2 mentre que la transferència electrònica perpendicular al pla és incentivada pels mencionats estats intrapla.

Veiem, en conseqüència, que el problema de l'anisotropia de l'estat superconductor s'erigeix com una temàtica de gran rellevància, tant del punt de vista fonamental com del punt de vista pràctic. El model de Ginzburg-Landau anisotròpic indica que el quocient de

Figura 6: Visualització mitjançant STM de la simetria dels estats localitzats associats a impureses no magnètiques (Zn^{2+}) en cuprats superconductors. La figura a localitza la impuresa; la figura b, els estats electrònics associats, i la figura c mostra un esquema de la xarxa CuO_2

masses efectives pot anar des de 50 a YBCO fins a 40.000 a $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$. L'elucidació dels paràmetres estructurals i electrònics que controlen l'anisotropia constitueix una temàtica de gran interès. Per exemple, s'ha suggerit que a YBCO les cadenes CuO_x , que presenten conductivitat metàl·lica, s'acoblen per efecte de la proximitat als plans superconductors CuO_2 , un procés molt més eficient que l'efecte Josephson associat als reservoris de càrrega aïllants (figures 2 i 7).

En conclusió, la comprensió dels mecanismes microscòpics que originen la superconductivitat d'alta temperatura continua constituint un veritable trencaclosques de dimensions colossals, en el qual intervien idees completament noves de la física de l'estat sòlid, tant pel que fa a la nostra concepció de l'estat metàl·lic com al de la superconductivitat.

La matèria dels vòrtexs

La superconductivitat d'alta temperatura no tan sols ha revolucionat la nostra visió microscòpica d'aquest fenomen quàntic, també ha generat una nova disciplina que

Figura 7: Dependència de l'anisotropia dels cuprats superconductors amb la separació entre plans CuO_2 . Remarquem que la fase $YBa_2Cu_3O_7$ segueix el comportament general de totes les famílies si suposem que s'ha induït superconductivitat a les cadenes

denominem física de la matèria dels vòrtexs. Es tracta d'estudiar el sistema format pels vòrtexs, els quants de flux magnètic característics de la superconductivitat de tipus II en l'estat mixt. La visió clàssica d'Abrikosov es basa en la formació d'una xarxa de vòrtexs rígids, un model massa simple per descriure els superconductors d'alta temperatura. En aquests nous materials hem d'enfrontar-nos a l'escala nanomètrica del cor dels vòrtexs i a l'escala mesoscòpica associada als corrents que circulen al seu voltant.

El que converteix en excepcional els superconductors d'alta temperatura és el fet que la interacció amb els defectes (energia d'ancoratge) i l'energia tèrmica són totes comparables (Puig, 2000; Hudson et al., 1999). D'una banda, hem augmentat molt considerablement l'energia tèrmica; per l'altra, la longitud de coherència és molt petita i l'anisotropia elevada, la qual cosa promou les fluctuacions. Ens enfrontem per tant a un problema amb una complexitat colossal que ha generat una gran riquesa de comportaments, i que a més té una gran rellevància des del punt de vista de les aplicacions, ja que si volem tenir corrents crítics elevats hem d'ancorar els vòrtexs en una fase sòlida (R. Kossowsky et al., eds., 1999).

La similitud entre un conjunt de vòrtexs interactuants i un sòlid convencional ha generat el terme *matèria dels vòrtexs*. En realitat aquest nou sistema ens permet estendre la investigació de la matèria convencional, ja que els paràmetres rellevants es poden modificar amb facilitat. El camp magnètic permet augmentar la den-

sitat dels vòrtexs, la interacció entre els vòrtexs és ben coneguda i tractable numèricament, la força de Lorentz que desplaça els vòrtexs pot modificar-se amb el corrent elèctric aplicat, i finalment, el grau de desordre de la xarxa pot modificar-se a voluntat creant defectes puntuals o linials mitjançant irradiació (electrons, neutrons, ions, etc) o mitjançant metodologies avançades de control microestructural (R. Kossowsky et al., eds., 1999 i Blatter, 1994). En definitiva, la matèria dels vòrtexs és perfectament assimilable a la matèria convencional.

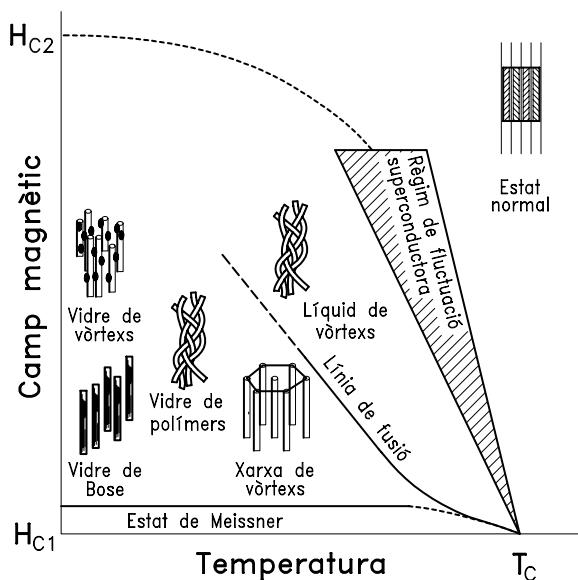


Figura 8: Diagrama de fases general dels cuprats superconductors en els quals es localitzen els diferents estats del sistema de vòrtexs

Un cop més, podem recórrer a un diagrama de fases generalitzat per descriure els diferents comportaments detectats (figura 8). En primer lloc, la característica més rellevant és que al diagrama camp magnètic-temperatura apareix una zona àmplia a altes temperatures que es pot descriure com un líquid de vòrtexs. En aquest estat els vòrtexs són mòbils i presenten una certa viscositat. Tenim d'aquesta manera un estat resistiu que s'estén fins al camp crític superior H_{c2} . La fusió de la xarxa de vòrtexs que condueix a aquest estat líquid és de primer ordre, igual que la fusió d'un sòlid, i que es pot descriure des del punt de vista termodinàmic de manera molt similar. Per exemple, el criteri de Lindemann que estableix que un cristall fon quan la vibració dels àtoms arriba a distàncies d'un 20 % de la seva separació, també és vàlid en aquest cas i així s'obté la línia de fusió dels vòrtexs indicada en la figura 8. Aquesta transició s'ha observat clarament mitjançant mesures de magnetoresistència, magnètiques i termodinàmiques com ara la calor específica (R. Kossowsky et al., eds., 1999). A més s'ha pogut demostrar que en augmentar

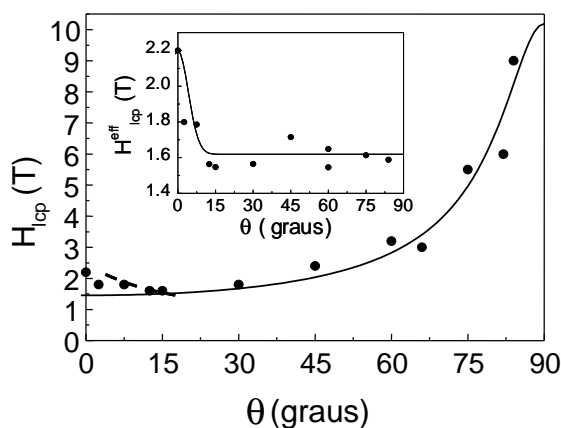


Figura 9: Dependència angular del punt crític inferior de la línia de fusió de la xarxa de vòrtexs a $YBa_2Cu_3O_7$. Remarquem que els plans de macla que ancoren els vòrtexs per sota d'un angle d'acomodació ($\theta \geq 15^\circ$) desestabilitzen la transició de primer ordre corresponent a la fusió de la xarxa de vòrtexs. La figura interior mostra que aquest camp crític presenta l'anisotropia esperada segons el model anisòtrop de Ginzburg-Landau en el qual el camp magnètic efectiu és $H_{eff} = \epsilon_\theta$, on $\epsilon_\theta = [\gamma \sin^2(\theta) + \cos^2(\gamma)]^{1/2}$ i $\gamma^{-1} = (m_c/m_{ab})^{-1} \approx 7$ és el quocient de masses efectives

l'anisotropia del superconductor la fusió de la xarxa dels vòrtexs apareix a temperatures més baixes, és a dir, que l'estat líquid dels vòrtexs s'estén a zones més àmplies del diagrama $H - T$ quan l'anisotropia augmenta.

La fusió de la xarxa dels vòrtexs és un fenomen col·lectiu que només pot observar-se en absència de defectes als cristalls. Quan s'introdueixen defectes puntuals (irradiació amb protons o electrons), defectes lineals (dislocacions o canals amorfs creats amb la irradiació d'ions pesants) o defectes planars com ara els plans de macla, la transició de primer ordre desapareix i, en canvi, apareix una transició de segon ordre que denominem de manera generalitzada *línia d'irreversibilitat*. En aquest punt del diagrama de fases el corrent crític s'anulla. En realitat, aquesta línia separa una fase vítria d'una de líquida i difereix segons el tipus de defecte introduït. Si els defectes són puntuals es parla d'una fase de vidre de vòrtexs, mentre que si són lineals o planars parlem de desordre correlacionat i la fase que es genera és un vidre de Bose (Kulwer Acd., 1999 i Blatter, 1994).

En ambdós casos els vòrtexs de la fase líquida estan fortament entortolligats i la correlació entre ells creix en acostar-se a la línia d'irreversibilitat, de tal manera que, finalment, la longitud de correlació divergeix a la temperatura de transició vítria. Per sota d'aquesta temperatura de transició els vòrtexs queden atrapats en pous de potencial i l'estat d'equilibri és un sòlid desordenat que presenta resistència elèctrica nulla. Quan la concentració de defectes no és gaire elevada pot detectar-se un punt crític superior i un punt crític inferior. En aquests

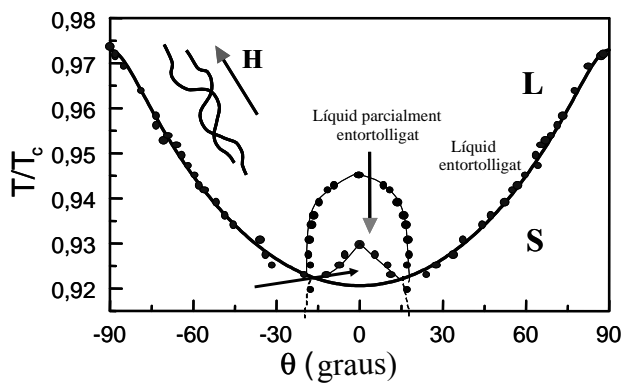


Figura 10: Anisotropia de la línia d'irreversibilitat que separa l'estat sòlid i el líquid de vòrtexs a $YBa_2Cu_3O_7$. Remarquem que quan l'ancoratge dels plans de macla és efectiu ($\theta \geq 15^\circ$) la fase sòlida es fa més estable (fase de Bose). Per sobre d'aquesta línia apareix un líquid de vòrtexs parcialment entortolligat en el qual persisteix la correlació dels vòrtexs a distàncies finites

punts tricrítics la interacció vòrtexs-vòrtexs i l'energia tèrmica s'igualen amb l'energia d'ancoratge als defectes.

Un estudi recent de l'anisotropia del punt crític inferior mostra elegantment aquest fet en posar en evidència que quan els plans de macla ancoren els vòrtexs, la transició sòlid-líquid de primer ordre es fa menys estable (figura 9) (Figueras et al., 2002).

L'estat líquid de vòrtex pot presentar tanmateix estats amb ordre parcial. Per exemple, si tenim plans de macla els vòrtexs estan desentortolligats a l'estat líquid. És com si haguéssim pentinat els vòrtexs i es moguessin coherentment sense arribar a tocar-se entre ells. Quan afegim una mica de desordre a aquest estat, per exemple, amb partícules no superconductores distribuïdes a l'atzar, generem un estat en què competeixen la pentinada dels vòrtexs pels plans de macla i el contornejament que generen les partícules. El resultat és un nou estat al qual hem denominat *líquid parcialment entortolligat*, en el qual la correlació dels vòrtexs en la direcció del camp magnètic només es manté durant uns quants centenars de nanòmetres (figura 10) (Puig et al., 1999 i Puig et al., 2000).

La denominació de la fase de vidre de Bose quan s'han introduït defectes lineals paral·lels al camp magnètic prové de la similitud existent amb una localització de Bose-Einstein. Els vòrtexs són els bosons que poden localitzar-se als defectes lineals generant un aïllant de Bose. Es tracta d'un comportament similar als condensats de Bose-Einstein observats en àtoms alcalins confinats a molt baixes temperatures.

A la fase Bose els vòrtexs s'ancoren molt eficaçment i, en conseqüència, els corrents crítics són molt elevats. Quan augmentem el camp magnètic la densitat

de vòrtexs arriba a ser superior a la dels centres de localització, els defectes columnars o els plans de macla. Per sobre d'aquest camp, que s'anomena *camp d'ajust*, hi ha vòrtexs intersticials que estan lligats més feblement. No obstant això, en la fase de Bose la línia d'irreversibilitat es desplaça cap a temperatures més altes (figura 10). Els defectes lineals són per tant benefactors.

Les propietats dinàmiques dels vòrtexs són també de gran interès. A més de mostrar comportaments col·lectius diferenciats, són també sensibles a la interacció amb els defectes cristallins. Per exemple, els estudis de l'anisotropia de la magnetorresistència a l'estat líquid dels vòrtexs han demostrat que els defectes planars augmenten l'energia d'activació tèrmica necessària per desplaçar els vòrtexs. Quan afegim altres defectes que generen més desordre, per exemple partícules aïllants distribuïdes a l'atzar, l'energia d'activació tèrmica es redueix encara més (Puig et al., 2000). S'ha suggerit que aquest comportament complex podria analitzar-se en termes de desplaçaments de dislocacions a la xarxa dels vòrtexs, els quals a la vegada es mantindrien bàsicament bloquejats pels centres d'ancoratge existents. El problema de la generació de desordre a la xarxa de vòrtexs constitueix un problema de gran actualitat, la comprensió del qual permetrà dissenyar una estratègia per millorar les prestacions dels materials superconductors d'alta temperatura.

En conclusió, la matèria dels vòrtexs presenta un espectre molt ampli de comportaments, tant en l'estat líquid com en l'estat sòlid, la sistematització dels quals no ha fet més que iniciar-se. El progrés en la comprensió dels estats microscòpics d'aquest estat de la matèria s'ha accelerat recentment, en bona part gràcies a l'aparició de metodologies de visualització dels vòrtexs individuals (R. Kossowsky et al., eds., 1999). En definitiva ara som capaços de fer «cristal·lografia» de la xarxa dels vòrtexs, mitjançant difracció magnètica de neutrons, i visualitzar en temps real (mitjançant magnetòptica, forces magnètiques, efecte túnel, microsondes SQUID o d'efecte de Hall, holografia d'electrons, etc.) com interactuen els vòrtexs amb els defectes de la xarxa (R. Kossowsky et al., eds., 1999). El repte més important radica en el fet de ser capaços de caracteritzar microscòpicament els diferents estats macroscòpics observats en el diagrama de fases camp magnètic - temperatura. En realitat, cada cop que variem algun dels paràmetres rellevants —temperatura, anisotropia, camp magnètic, dimensionalitat o concentració de defectes— originem un nou *sòlid de vòrtexs* que pot presentar comportaments nous.

Per acabar, hem d'assenyalar que el potencial aplicatiu dels superconductors és molt ampli, encara que per això hem de ser capaços d'utilitzar intel·ligentment els coneixements generats en la nova disciplina de la física de la matèria dels vòrtexs. Mai no havia estat tan clar

com ara que només mitjançant una comprensió profunda del comportament bàsic d'un material pogués dur-se a terme una investigació aplicada ben fonamentada.

Aquest és el camí que hem de recórrer per integrar els nous superconductors en algun dispositiu útil.

Referències

CAVA, R. J., *J. Am. Ceram. Soc.*, **83**, 5 (2000).

ORESTEIN, J. i WILLIS, J. I., *Science*, **288**, 468 (2000).

The gap symmetry and fluctuations in High- T_c superconductors, *J. Bok et al. eds.*, NATO ASI, **371**, Plenum Press (1998).

HUDSON, E. W., PAN, S. H., GUPTA, A. K., NG, K. W. i DAVIS, J. C., *Science*, **285**, 88 (1999).

Physics and Materials Science of Vortex States, Flux Pinning and Dynamics, *R. Kossowsky et al., eds.*, NATO ASI, **356**, Kluwer Acad. Publ. (1999).

BLATTER, G. et al., *Rev. Mod. Phys.*, **66**, 1125 (1994).

FIGUERAS, J., PUIG, T., OBRADORS, X., ERC, A., WALKER, E., *Phys. Rev.*, **B65**, 092505 (2002).

PUIG, T., GALANTE, F., MARTÍNEZ, B., OBRADORS, X., GONZÁLEZ, E. M. i VICENT, J. L., *Phys. Rev. B*, **60**, 13099 (1999).

PUIG, T., GALANTE, F., OBRADORS, X., *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 1571 (2000).
