

Hoge T_c 's verleiding: I. quantum kritikaliteit en de verborgen orde.

Jan Zaanen

Instituut Lorentz voor de theoretische natuurkunde, Universiteit Leiden, P.O. Box 9506, NL-2300 RA Leiden, The Netherlands

(April 27, 2001)

Bijna 15 jaar geleden werd ontdekt dat supergeleiding bij veel hogere temperaturen kon plaatsvinden dan voor mogelijk gehouden werd. Hoewel nog steeds niet begrepen is de vraag waarom deze supergeleiding optreedt wat naar de achtergrond verschoven. De reden is dat dankzij een enorme onderzoeks inspanning in de loop der jaren duidelijk geworden is dat in deze systemen verschijnselen optreden die een revolutie in gang gezet hebben in ons fundamenteel begrip van de quantum veel-deeltjes fysica. Ik zal trachten deze opwinding uit te leggen in een vervolgverhaal van twee delen. Dit eerste deel is gewijd aan een fenomenologische interpretatie die een grote populariteit geniet.

De belangrijkheid van een wetenschappelijk onderwerp valt allicht het best in the schatten aan de hand van de mate waarin het diegenen die zich er mee bezig houden in de ban heeft [1]. Gemeten naar dit criterium is het fenomeen ‘hoge T_c supergeleiding’ één van de meest urgente problemen in de moderne natuurkunde. Buiten de kring van insiders heeft dit onderwerp wat last van haar valse start vijftien jaar geleden. De ontdekking in 1986 van de supergeleiding in koperoxides bij ‘hoge’ temperaturen (huidige record ongeveer 150K) veroorzaakte een hype zonder precedent in de natuurkunde die aangedreven werd door de belofte dat hier veel geld aan te verdienen viel, en een stevige kater volgde aan paar jaar later toen dit tegen bleek te vallen. De wetenschap trok zich echter weinig aan van deze sociologische bijzaken. Het was van het begin af aan duidelijk dat de oorsprong van deze supergeleiding niet verklaard kon worden met bekende middelen. Deze ‘mechanisme’ vraag werd onderwerp van een gigantische onderzoeksinspanning ($\pm 10^5$ publikaties!). Uit de experimenten volgde de ene verrassing na de andere en in de loop der tijd begon het duidelijk te worden dat zelfs de hoogte van T_c een relatief oninteressante bijzaak is – hoewel nog altijd niet begrepen, is het wel duidelijk dat de supergeleiding ontstaat op de schaal van een paar atomen en hier zijn geen *fundamentele* verrassingen te verwachten [2]. Het moderne hoge T_c onderzoek heeft namelijk een erg fundamentele ambitie: het vermoeden is dat er nieuwe, algemene fysische principes aan het werk zijn met een potentiële relevantie voor zelfs de hoge energie fysica [3]. De kern van de zaak is dat er in elke gram koperoxide nagenoeg oneindig (10^{23}) elektronen aanwezig zijn die samen een sterk wisselwerkend quantum systeem vormen. De quantum-fysica van systemen met (bijna) oneindig vrijheidsgraden is het onderwerp van de quantum-velden theorie en in tegenstelling tot de weinig deeltjes quantum-mechanica is het fundamentele begrip hiervan verre van compleet, ondanks haar centrale rol in zowel de gecondenseerde materie- als in de hoge-energie fysica. Het verhaal wat ik hier ga vertellen in twee afleveringen gaat over het vermoeden dat in hoge T_c een uiterst interessante quantum-velden theorie tot leven komt. In deze eerste aflevering zal ik een basisinterpretatie schetsen van de experimentele anomalieën in termen van een veldenthe-

oretische taal. Dit fenomenologische beeld wordt op dit moment door de grote meerderheid van de theoretici als onvoldongen feit geaccepteerd. Centraal staat een eigenaardige maar eenvoudige toestand van materie die quantum-kritisch genoemd wordt. Uit eenvoudige deducties volgt dat hoge T_c een eigen vorm van ‘donkere materie’ kent: de ‘verborgen orde’. Uit theoretische argumenten volgt dat dit spul er moet zijn [4], maar het lukt niet om het experimenteel waar te nemen. In deel twee zal ik deze draad oppikken en de verborgen orde notie verder illustreren aan de hand van eigen ideeën die gebaseerd zijn op de stripes, een eigenaardige electronen toestand die naast de supergeleiding voorkomt in de koperoxiden.

I. HOGE T_C 'S EXPERIMENTELE ANOMALIËN.

Systemen van (bijna) oneindig wisselwerkende fermionen omringen ons: ze houden zich op in koperdraad, silicium-chips en neutronensterren, om een paar te noemen. Deze voorbeelden zijn minder interessant omdat we sinds 50 jaar zeker weten dat het *collectieve* gedrag van dit soort systemen identiek is aan dat van een systeem van nagenoeg niet wisselwerkende fermionen, het Fermi-gas. De echte electronen in, zeg, koperdraad bestaan alleen maar op de atomaire schaal en deze wisselwerken stevig met elkaar. De nadruk is op kollektief: als de schaal van het systeem groter wordt beginnen de electronen elkaars wisselwerking af te schermen, zodanig dat bij macroscopische afstanden en - tijden electronen nog in elk opzicht bestaan, behalve dat ze opgehouden zijn te wisselwerken. Het grootste succes van dit Landau Fermi-vloeistof idee is de verklaring van conventionele supergeleiding in termen van de Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) theorie. Volgens deze theorie is de supergeleidende toestand een afgeleide van het gas van niet-wisselwerkende (‘quasi’) electronen. Elke aantrekkende wisselwerking, hoe zwak dan ook (bijvoorbeeld afkomstig van de electron-fonon wisselwerking), zorgt er voor dat de quasi-electronen paren gaan vormen. Deze paren kunnen gezien worden als bosonen die direkt Bose condenseren in een supergeleidende toestand, op het moment dat ze gevormd worden.

Deze Fermi-vloeistof is in feite nogal gecompliceerd en hoewel het zelfs mathematisch te bewijzen [5] is dat het *kan* gebeuren is er geen wet die zegt dat het *moet* gebeuren. Het centrale probleem in de hoge T_c supergeleiders is dat er *geen spoor te vinden is van het niet-wisselwerkende fermionen gas*. Er gebeurt iets anders, en dit werd in de loop der tijd duidelijk uit de vele experimenten aan de hoge T_c supergeleiders. Het bleek volstrekt onmogelijk deze te begrijpen in de Fermi-vloeistof taal. Dit werd het eerst duidelijk in de metallische toestand die gerealiseerd wordt bij hogere temperaturen boven de supergeleidende overgangstemperatuur. Alles is hier vreemd, dat wil zeggen niet Fermi-vloeistof-achtig. Het enige wat ‘normaal’ is is de supergeleidende orde die zich gedraagt als een conventionele Meissner fase. Echter, recente experimenten laten zien dat wezenlijke kenmerken van de ‘vreemdheid’ van de metallische toestand zich ongehinderd door de supergeleiding blijven manifesteren tot bij de laagste temperaturen, waarover later meer.

Laten we de eenvoudige eigenschap elektrische weerstand beschouwen (Fig. 1). Deze gedraagt zich in de metallische fase zo eenvoudig als het maar kan als functie van temperatuur: in de supergeleiders met de hoogste T_c is dit een kaarsrechte lijn, van $T_c \sim 100\text{K}$ tot de hoogst gemeten temperaturen (1200 K). In een Fermi-vloeistof is de elektrische geleiding afkomstig van een stroom van quasi-electronen. De weerstand is een maat van de dissipatie van deze stroom en als het een quasi-electronen stroom is dan *moet* het zo zijn dat de weer-

stand een interessantere functie is van temperatuur dan een rechte lijn! De reden is dat het dissipatiemechanisme verandert als functie van temperatuur (Fig. 1): bij lage temperatuur kunnen quasideeltjes alleen aan elkaar verstrooien en moet de weerstand kwadratisch afhangen van temperatuur; bij intermediare temperatuur worden rooster trillingen belangrijk wat aanleiding geeft tot een niet-universele temperatuur afhankelijkheid. Tenslotte, bij hoge temperaturen wordt de inelastische vrije weglengte van de orde van de rooster konstante zodat de weerstand temperatuur onafhankelijk wordt. De enige redelijke conclusie is dat de elektrische stroom in de koperoxides niet gedragen wordt door quasi-electronen maar door iets anders. Dit iets anders moet wel iets fraais zijn, omdat de rechte lijn zo eenvoudig is. Eenvoud is kenmerk van het ware, en er is één verklaring komen boven drijven die algemeen als voldoende elegant ervaren wordt om waar te kunnen zijn. De rechte lijn vindt een natuurlijke verklaring in termen van een elektrische stroom die wordt gedragen door quantum-kritische fluctuaties.

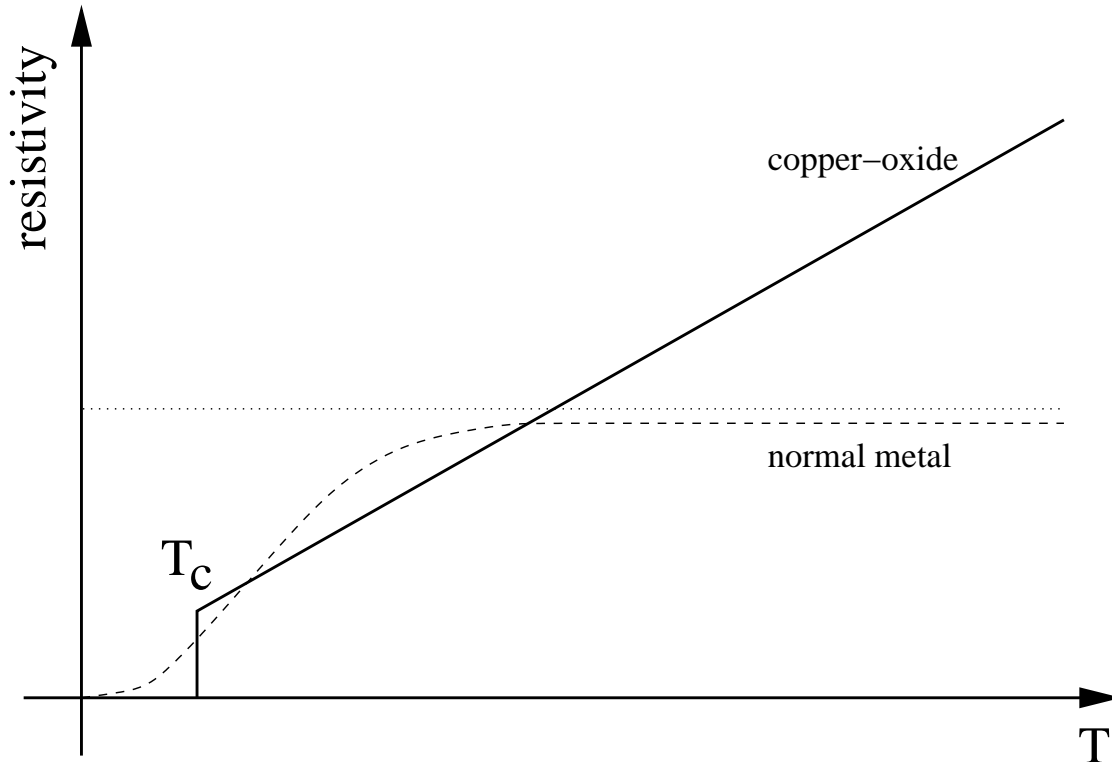


FIG. 1. De temperatuurafhankelijkheid van de elektrische weerstand in een normaal metaal (onderbroken lijn), vergeleken met die van een hoge T_c supergeleider. De weerstand van een normaal metaal is goed begrepen in termen van de gedragingen van een gas van quasielektronen. Deze weerstand is een ‘interessante’ functie van temperatuur. Bijvoorbeeld, bij hoge temperaturen wordt de weerstand temperatuurafhankelijk omdat de vrije weglengte van de quasi-elektronen vergelijkbaar wordt met de roosterconstante. Eén van de wonderen van de hoge T_c supergeleiders is dat de weerstand een ‘saai’ rechte lijn is die alleen maar onderbroken wordt door de supergeleidende overgang (T_c).

II. QUANTUM KRITIKALITEIT

Om het idee van quantum-kritikaliteit op zijn waarde schatten, heb geen angst voor de quantum-velden theorie! Quantum-velden theorie heeft de naam een moeilijke, mathematische discipline te zijn die van weinig belang is buiten haar toepassingsgebied in de hoge energie fysica. Dit is niet terecht; het kan beter beschouwd worden als een verzameling van machtige principes en concepten die steeds eenvoudiger en mooier wordt naarmate men zich meer aan het idee went. Het probleem is dat het een relatief moderne theoretische discipline is, die pas echt volwassen werd in de zeventiger jaren, en die nog niet doorgedrongen is tot het bachelor’s curriculum. De grote lijn is dat quantum velden theorie in haar volle glorie tot leven aan het komen is in de gecondenseerde materie empirie.

Quantum velden theorie is de theorie van quantum-mechanische systemen die gekarakteriseerd worden door een oneindigheid aan vrijheidsgraden. Er zijn hier principes aan het werk die heel anders zijn dan de principes van de leerboek quantum-mechanica die zich

bezighoudt met systemen van op z'n best een paar deeltjes. De moderne formulering rust in sterke mate op het pad-integraal formalisme: een quantum systeem in D ruimte dimensies kan beschouwd worden als een klassiek statistisch-mechanisch probleem in $D+1$ dimensies, met een aantal speciale effecten als de (anti) periodiciteit in de tijd richting, Berry phases, enzovoorts. De extra dimensie is de tijdsas en die is speciaal: we moeten 'onze' tijd vermenigvuldigen met $i = \sqrt{-1}$ om de statistische mechanische interpretatie terug te vinden. De strategie is om al het werk te doen in ruimte-imaginaire tijd, om na afloop van de berekening de resultaten analytisch te continueren naar onze tijd, $\tau \rightarrow it$.

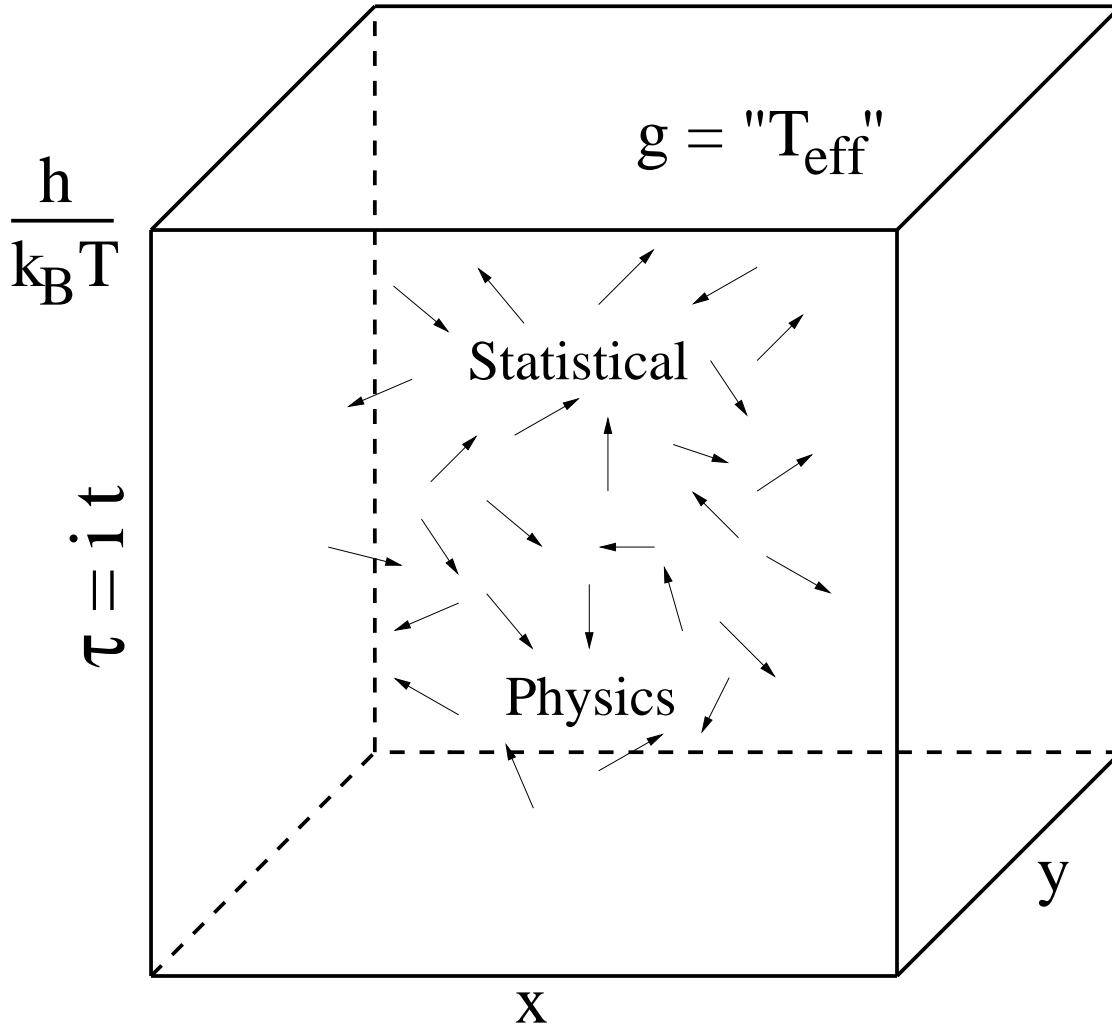


FIG. 2. Het padintegraal wereldbeeld van de quantum-velden theorie. De quantumfysica van een systeem met oneindig vrijheidsgraden is equivalent aan een klassiek statistisch-fysisch probleem (bijvoorbeeld, een systeem van wisselwerkende klassieke spins) wat 'leeft' in een ruimte met D ruimte-dimensies (getekend is een tweedimensionale ruimte) en met als extra as de imaginaire tijd τ . De koppelingskonstante (g) is een maat voor de sterkte van de quantumfluctaties en die vertaald zich in een effectieve temperatuur die 'gevoeld' wordt door het statistisch fysische probleem. De fysische temperatuur is omgekeerd evenredig met de lengte van de imaginaire tijds-as die in feite opgerold is wat moeilijk te tekenen is voor dit 2+1 dimensionale voorbeeld.

De winst is dat de menselijke hersens een speciale faciliteit schijnen te bezitten waar-

door we snel statistische fysica begrijpen. Deze inzichten moeten wel vertaald worden om bruikbaar te zijn in de quantum context. Daarvoor kunnen we gebruik maken van een ‘vertaal-algorithme’ wat een amusante draai geeft aan de statistisch-mechanische interpretatie (Fig. 2). De belangrijkste controle variable in het statistisch-mechanisch probleem is temperatuur en die vertaald zich in de quantum-mechanische grootheid ‘koppelings konstante’ die de sterkte van de quantum fluctuaties uitdrukt. De echte temperatuur vertaald zich daaraantegen in de reciproce lengte van de imaginaire tijdsas van het D+1 dimensionale probleem. Bij $T = 0$ leeft het statistisch-mechanisch probleem in een D+1 dimensionale doos die oneindig groot is in alle richtingen, terwijl bij eindige temperatuur deze doos in één richting plat wordt, met een hoogte gelijk aan $\hbar/k_B T$ (\hbar konstante van Planck, k_B Boltzmann’s konstante).

Als we dit serieus nemen wordt het idee van een quantum-fase overgang heel erg eenvoudig [6]. Statistische mechanica gaat over fase-overgangen tussen geordende toestanden, die de één of andere symmetrie spontaan breken, en wanordelijke toestanden waar deze symmetrie hersteld is. Precies bij de fase overgang zijn beide collectieve toestanden in een onbesliste competitie met elkaar. Als de fase overgang continue is, ziet deze competitie gemiddeld beschouwd hetzelfde uit, onafhankelijk van de lengteschaal: het systeem is ‘zelf-gelijkend’ of ‘kritisch’. Dit betekent dat alle correlatie functies algebraïsch worden, dat wil zeggen dat de correlaties afnemen $\sim 1/x^n$. Als de schaal van het systeem veranderd ($x \rightarrow lx$) blijven de correlaties onverandert ($1/x^n \rightarrow \text{konstante}/x^n$).

Beschouw nu een quantum-mechanisch veel-deeltjes systeem wat bij $T=0$ een vorm van orde vertoont, terwijl de sterkte van de quantum fluctuaties die deze orde willen vernietigen (koppelings konstante) van buitenaf verandert kan worden. Als deze sterk genoeg worden zal de orde verdwijnen, en een nul temperatuur fase overgang zal plaatsvinden naar een quantum wanordelijke toestand. In de pad-integraal is het eenvoudig te zien wat er aan de hand is. Deze quantum-fase overgang correspondeert letterlijk met een conventionele fase overgang in ruimte-tijd, die gedreven wordt door een toenemende effectieve ‘temperatuur’. Als deze fase overgang continue is wordt de quantum-kritische gerealiseerd. Het systeem quantum fluctueert van de geordende naar de wanordelijke toestand, en deze fluctuaties zien er op alle schalen (tot een microscopische cut-off) hetzelfde uit!

Fysische temperatuur speelt nu een uiterst eigenaardige rol. Volgens de pad-integraal betekent eindige temperatuur dat de tijdsas eindig lang wordt, en dit breekt de schaal invariantie! Met andere woorden, voor tijden die kort zijn in vergelijking met $\hbar/k_B T$ weet het systeem niet beter dan dat het zelf-gelijkend is maar bij een tijd $\tau_c \simeq \hbar/k_B T$ vinden de quantum kritische fluctuaties uit dat ze niet meer in de ruimte-tijd doos passen! Wat gebeurt er bij langere tijden dan τ_c ? In het proces van analytische continuatie naar reële tijd gebeurt er iets wonderlijks: de veldentheorie genereert helemaal uit zichzelf een klassieke dissipatieve dynamica (warmtebaden zijn niet nodig) in dit lange tijd regime, gekarakteriseerd door een unieke relaxatie snelheid $1/\tau_c \sim k_B T$ [6]. Met andere woorden, temperatuur zelf is de schaal van alles, omdat er geen andere schaal is! Op algemene gronden valt te argumenteren dat de elektrische weerstand evenredig is met de relaxatiesnelheid [5] en het volgt dat de weerstand recht evenredig moet zijn met temperatuur. We zijn er: als het systeem quantum kritisch is volgt uit algemene argumenten dat de weerstand een kaarsrechte lijn is als functie van temperatuur.

III. DE FOTOEMISSIE DOORBRAAK.

Een voorlopige conclusie is dus dat de lineaire weerstand op een natuurlijk wijze verklaard kan worden met de notie van quantum kritikaliteit. Zijn er andere manieren om deze aannahme te controleren? We kunnen temperatuur zo laag mogelijk maken en vervolgens de vraag stellen wat er gebeurt als we energie in het systeem pompen. Het meest directe experiment van dit soort is fotoemissie. Dankzij een spectaculaire vooruitgang gedurende de laatste paar jaar is het oplossend vermogen van dit experiment zodanig verbeterd dat het systeem op heel directe wijze ondervraagd kan worden betreffende de aan- of afwezigheid van quasi-electronen. Het fotoemissie experiment meet de waarschijnlijkheid dat er een electron uit het systeem gehaald kan worden als functie van energie en moment. Een typische manier is om een bepaald impuls vast te leggen en dan als functie van energie te kijken of het electron er uit wil ('Energy distribution curve', EDC). De Fermi-vloeistof theorie doet scherpe voorspellingen ten aanzien van de uitkomst van zo'n experiment [5]. De quasielectronen hebben een dispersie en als zo'n bandenstructuur toestand geraakt wordt vinden we een piek in de EDC (Fig. 3a, b). Deze piek is een Lorentziaan met een breedte die correspondeert met de levensduur van het quasi-electron. Als het moment van het electron het Fermi-golfgetal nadert, schuift de piek naar steeds lagere energie (de dispersie) terwijl de breedte van de piek snel afneemt (Fig. 3a): precies op het Fermi niveau is het piekje oneindig scherp geworden. Het quasi-electron leeft onbepaald lang als zijn energie voldoende laag is.

De energie resolutie van de foto-emissie experimenten is pas sinds de laatste jaren goed genoeg om de bovenstaande voorspellingen te kunnen controleren. Zoals enige tijd geleden becommentarieerd op deze pagina's door van de Marel en Khomskii [7], lijken de elektronische excitaties die bij lage temperaturen diep in de supergeleidende toestand gevonden worden op het eerste gezicht verklaart te worden door BCS theorie. BCS supergeleiders zijn gekarakteriseerd door de zogenaamde Bogoliubov quasi-deeltjes die mengsels zijn van de gaten en de electronen van de metallische toestand. De symmetrie van de supergeleidende ordeparameter in de koperoxides is de zg. d-wave, die op zijn beurt Bogoliubov deeltjes impliceert die zich als relativistische fermionen gedragen die alleen op punten in impuls/golfgetal ruimte de Fermi-energie raken: de 'nodale fermionen'. Door de verbeterde experimentele resolutie is het nu duidelijk dat deze BCS interpretatie onjuist is. De Bogoliubov excitaties gedragen zich als Fermi-vloeistof quasideeltjes en als de BCS interpretatie zou kloppen zouden er Lorentzianse pieken gevonden moeten worden, die steeds scherper worden als hun moment in de buurt van de 'nodes' komt. Er blijkt iets heel anders aan de hand te zijn (Fig. 3c,d). In plaats van een scherp piekje wordt een 'cusp' gevonden [8]: de intensiteit schiet opeens omhoog bij de energie waar het piekje verwacht zou worden om vervolgens algebraïsch ($\sim 1/E^\alpha$) af te nemen als functie van energie E . Dit is een gedrag wat verwacht wordt in een quantum-kritisch systeem. Het is intuïtief aan te voelen met het volgende eenvoudige argument: in ruimte-imaginaire tijd zullen de correlatie functies algebraïsch afvallen in alle richtingen, inclusief de imaginaire tijd richting. Onder de continuïteit van imaginaire tijd naar reële tijd ($\tau \rightarrow it$) blijft het algebraïsch en een algebraïsch gedrag van de propagator in het tijdsdomein impliceert een algebraïsch gedrag in het energie domein. Met andere woorden, het 'cusp' achtige karakter van de spectrale functie reflecteert direct de schaalinvariantie in ruimte-tijd [9].

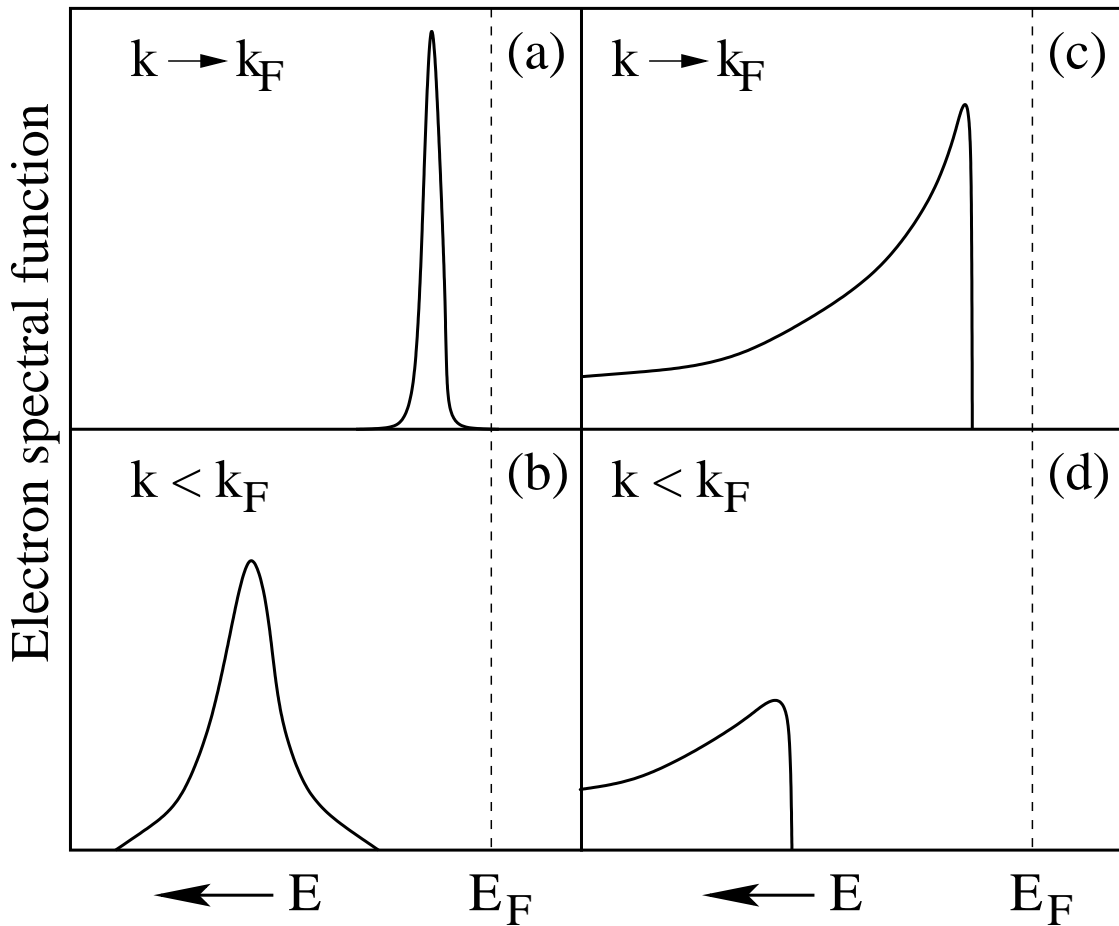


FIG. 3. De één elektron spektrale funktie die min of meer direkt gemeten kan worden met behulp van fotoemissie. Deze drukt de waarschijnlijkheid dat bij een gegeven impuls/golfgetal (k) en energie (E) een elektron uit het systeem verwijderd kan worden. Een harde voorspelling van Fermi-vloeistof theorie is dat het quasi-elektron opduikt als een Lorentziaanse piek (a) die oneindig scherp wordt als de Fermi-energie (E_F) en -impuls (k_F) genadert worden (b). De resultaten van fotoemissie experimenten lijken meer op de ‘cusps’ zoals weergegeven in (c) en (d) die een quantum-kritische vacuum structuur suggereren.

In feite betekent het dat het vertrouwde beeld dat de excitaties in het systeem op te vatten zijn als deeltjes niet meer opgaat. De impliciete aanname in het quasi-deeltjes beeld is dat de vrijheidsgraden van het veel-deeltjes systeem op zodanige wijze georganiseerd kunnen worden dat de impulsen van de excitaties scherp gedefinieerd zijn. Vanwege de eis van schaalinvariantie is dit een zinloze bezigheid, omdat die immers oplegt dat het even goed of slecht is om de quantum getallen toe te wijzen aan een gebied ter grootte van een paar roosterconstanten of aan een gebied wat even groot is als het systeem zelf. In deze zin is de ‘quantum kritische fluctuatie’ een entiteit die op ondeelbare wijze hoort bij het systeem in het geheel.

IV. PSEUDO-GAPS EN HIDDEN ORDER.

Het perfecte quantum-kritische gedrag, zoals in de voorgaande paragrafen omschreven, wordt niet altijd gezien. Het treedt alleen op in de supergeleiders met de hoogste T_c . Er valt heel wat rond te manipuleren met de koperoxides en de belangrijkste variabele is doping. Hoge T_c supergeleiding ontstaat in twee-dimensionale koper-oxide lagen, gescheiden door ionische buffer lagen. In de zogenaamde ‘moederverbindingen’ is de ladingsverdeling zodanig dat alle Cu ionen precies tweewaardig zijn (Cu^{2+}). Onder deze omstandigheid worden zg. Mott-isolatoren gevonden in de koper-oxide lagen: het systeem wordt anders dan in een conventionele band isolator isolerend vanwege de sterke electron-electron wisselwerkingen. Door chemische substituties in de bufferlagen kunnen ladingsdragers (meestal gaten) in de koper-oxide vlakken gedwongen worden, en als deze ‘doping’ voldoende hoog is ($\sim 6\%$) beginnen de koperoxide vlakken te supergeleiden (Fig. 4). Met toenemende doping wordt T_c steeds hoger tot een maximum bereikt wordt rond de 20% (‘optimaal gedoopt’), om weer af te nemen bij grotere doping. Het gebied waar de doping kleiner is dan de optimale doping wordt ‘ondergedoopt’-, en het gebied met hogere doping wordt ‘overgedoopt’ genoemd. Dicht in de buurt van optimale doping wordt het perfecte quantum-kritische gedrag gevonden, en dit verandert met name in het ondergedoopte gebied. Als de temperatuur hoog genoeg is blijft alles fraai quantum kritisch (de weerstand $\sim T$, enzovoorts) maar bij een karakteristieke temperatuur T^* beginnen er afwijkingen op te treden. In de weerstand is dit maar een klein effect, en de effecten zijn het sterkst in experimenten die gevoelig zijn voor de spins van de electronen. Bijvoorbeeld, de magnetische susceptibiliteit duikt omlaag wat er opwijst dat een energie-kloof ontstaat tussen een spin-singlet achtige grondtoestand en de magnetische excitaties. Het heeft duidelijk ook iets te maken met de energie-kloof in het electronen spectrum. Deze begint duidelijk zichtbaar te worden in photoemissie en tunneling experimenten bij T^* . Deze kloof is veel minder scherp dan de kloof die gezien wordt bij lage temperatuur, diep in de supergeleidende toestand, en wordt daarom pseudo-gap genoemd [10].

Het mooie aan de quantum-fase overgang gedachte is dat veel gezegd kan worden op basis van weinig gegevens. Dit is ook van toepassing op de pseudo-gap materie. Laten we teruggaan naar het algemene beeld van de quantum-fase overgang. Ik heb uitgelegd wat er te verwachten is als de koppelings konstante precies zijn kritische waarde heeft. Wat gebeurt er als we de koppelingskonstante veranderen, zodat we een beetje weg gaan van de fase-overgang? Uiteindelijk moet ofwel de geordende toestand, ofwel de wanordelijke toestand het pleit beslechten maar dit gaat niet zonder slag of stoot. Omdat de fase-overgang continue is blijft de kritische concurrentie in volle gang bij korte afstanden en tijden, ook als we een stukje verwijderd zijn van de fase overgang. Als we naar grotere schalen gaan begint het langzaam zichtbaar te worden dat de ene fase beter is dan de andere (de ‘relevante’ operator in het jargon van de renormalisatie groep theorie) en er valt een lengte/tijd schaal aan te wijzen (de Josephson lengte) waar het pleit beslecht wordt en het systeem ‘beslist’ of het geordend of wanordelijk wil zijn. Als we inzoomen in ruimte-tijd herontdekt het systeem bij de Josephson lengte dat het nog steeds kritisch is. Ik ben al uitgebreid ingegaan op de eigenaardige rol van temperatuur in quantum veldentheorie. De lengte van de tijdsas is omgekeerd evenredig met de temperatuur: temperatuur werkt als de inzoom knop van een microscoop! Bij lage temperatuur ‘zien’ we grote stukken ruimte-tijd en bij hoge temperatuur kleine stukken

ruimte-tijd. Als we een stukje weg zijn van de quantum fase overgang verwachten we dus dat bij voldoende lage temperatuur (en energie) de ordelijke- of de wanordelijke toestand de eigenschappen van het systeem bepaalt. Als we de temperatuur verhogen, blijven we dit zien tot we de Josephson lengte raken. Als we de temperatuur nog verder verhogen, gaat het systeem zich gedragen alsof het zich nog precies bij de fase-overgang bevindt [6].

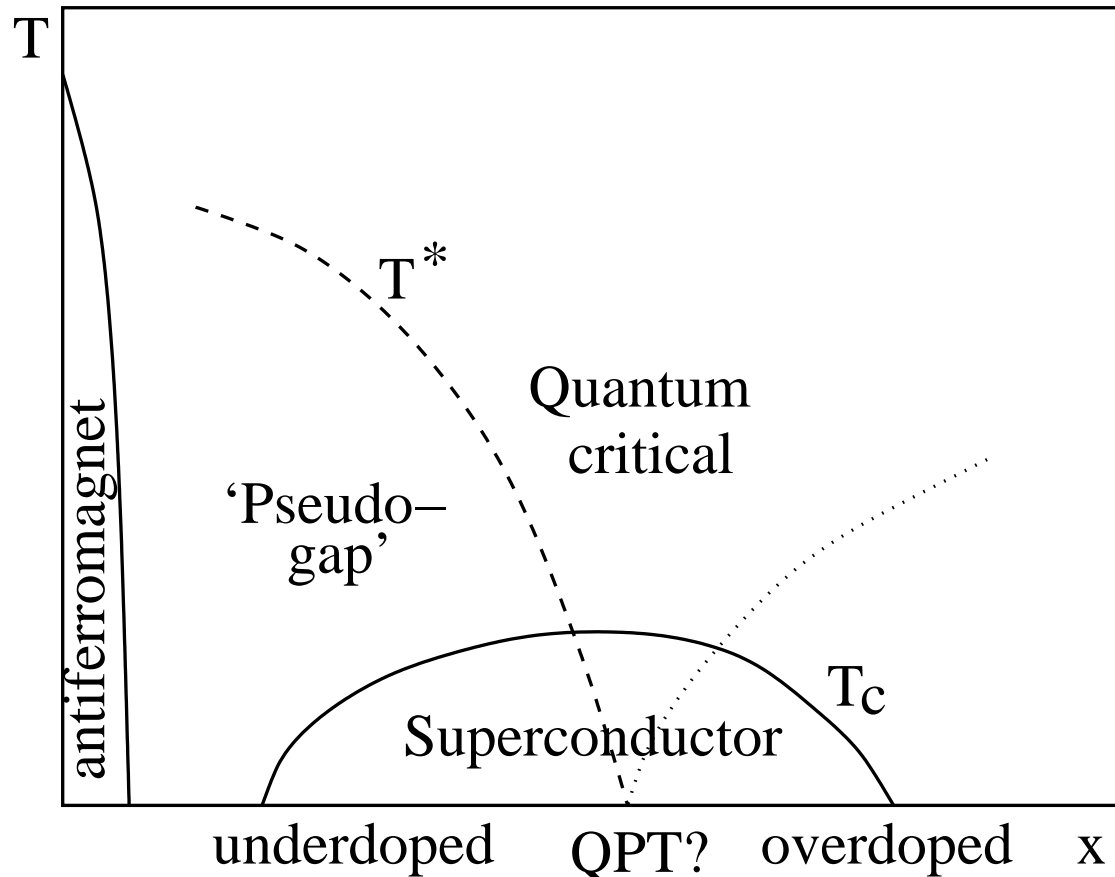


FIG. 4. Het fasediagram van de hoge T_c supergeleiders als functie van temperatuur (T) en doping (x). Zowel het verloop van de ‘crossover’ lijn T^* , als het kwalitatieve gedrag in het ‘pseudo-gap’ regime en het quantum kritische regime suggereren dat bij optimale doping een continue, $T = 0$ quantum-fase overgang plaatsvindt (‘QPT’). Er moet een symmetrieverandering plaatsvinden bij deze overgang, maar deze wordt niet zichtbaar in de experimenten (de ‘verborgen orde’).

Dit algemene gedrag wordt precies waargenomen in de cupraten! Als de temperatuur voldoende hoog is krijgen we onafhankelijk van de doping steeds dezelfde mooie rechte lijnen. Als we T^* raken duiken de ‘pseudogap’ kronkels op en T^* gedraagt zich precies volgens de verwachting voor een Josephson lengte die gecontroleerd is door een fase overgang bij optimale doping (Fig. 4). Als we ver weg zijn van de fase overgang is T^* groot. Bij de fase-overgang moet de Josephson lengte divergeren en T^* naar nul gaan, en dat doet T^* ook op precies de algebraïsche wijze die hoort bij een Josephson lengte.

De bovenstaande argumenten worden in de hoge T_c gemeenschap als zeer overtuigend beschouwd. Het verhaal is echter niet af. Het impliceert een uiterst interessante vraag. Er vind een continue quantum fase overgang plaats. Het moet zo zijn dat er een symmetrie verandering plaatsvindt bij de fase overgang – dit is een natuurwet die algemener is dan het

standaardmodel! Welke symmetrie wordt gebroken? Het blijkt dat niemand een antwoord heeft op deze vraag en het ontmaskeren van deze symmetrie breking is de heilige graal van het hoge T_c onderzoek. Bijvoorbeeld, Het is zeker niet de iksymmetrie die gebroken is in de supergeleidende fase omdat de faseovergang geacht wordt plaats te vinden bij nul temperatuur waar de supergeleidende orde het heft stevig in handen heeft in een groot doping gebied rond de optimale T_c .

Symmetrie breking heet ook wel orde en normale vormen van orde zijn eenvoudig te detekteren met experimentele middelen. De orde die verantwoordelijk is voor de quantum criticaliteit en de pseudogap is ondanks verwoede pogingen niet experimenteel zichtbaar te maken. Iets is aan het ordenen wat erg ongebruikelijk is, en hoewel er heel veel van moet zijn (het domineert alle eigenschappen), en hoewel het erg eenvoudig moet zijn (symmetrie is goed voor theoretici), speelt het op intrigerende wijze verstoppertje. In deel twee van dit vervolgverhaal zal ik verschillende theoretische suggesties ten aanzien van het karakter van deze ‘verborgen orde’ becommentarieren om vervolgens dieper in te gaan op een radicaal Leids idee wat gebaseerd is op de andere grote mode in hoge T_c : de stripes.

REFERENCES

- [1] Dit is doorgedrongen tot de populair-wetenschappelijke pers waar het onderwerp de laatste tijd aardig in het zonnetje is gezet. Zie mijn eigen bijdragen ('Superconductivity: self-organized one dimensionality', *Science* **286**, 251 (1999); High-temperature superconductivity: stripes defeat the Fermi-liquid', *Nature* **404**, 714, 2000), maar ook de voortreffelijke overzichtsverhalen van M. Buchanan, 'Mind the Pseudogap', *Nature* **409**, 8 (2001) en J. Orenstein and A.J. Millis, 'Advances in the Physics of High Tc Superconductivity', *Science* **288**, 468 (2000).
- [2] Dit is pas de laatste jaren echt duidelijk geworden dankzij microscopische metingen met behulp van raster-tunneling mikroskopen aan de vortices die ontstaan in de supergeleider onder invloed van een magnetisch veld. Het blijkt dat de supergeleiding zich herstelt op de schaal van een paar roosterconstanten (zie C. Renner et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3606, 1998; S.H. Pan et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1536, 2000). Met andere woorden, de oorsprong van de supergeleiding heeft te maken met roosterconstante schaal fysica ('chemie') en dit is het regime van de 'vieze' getallen waar theoretisch fysici beter vanaf kunnen blijven. Dit is in handen van het experiment!
- [3] R. B. Laughlin and D. Pines, 'The Theory of Everything', *Proc. Nat. Ac. Sc. USA* **97**, 32 (2000).
- [4] Het verhaal zoals hier gepresenteerd kan beschouwd worden als een uitkomst van een collectief bewustwordingsproces. Er zijn desalniettemin een aantal belangrijke individuele bijdragen aan te wijzen. De notie van quantum-kritikaliteit zoals hier beschreven werd geïntroduceerd door A. V. Chubukov and S. Sachdev, 'Universal magnetic properties of $La_{2-\delta}Sr_{\delta}CuO_4$ at intermediate temperatures', *Phys. Rev. Lett.* **71**, 169 (1993), sterk beïnvloed door het vroege werk van Varma et al. (ref. 5). Het idee van verborgen orde heeft veel te danken aan Bob Laughlin, die sowieso veel invloed uitgeoefend heeft met zijn heldere denkbeelden. Zie bijvoorbeeld R. B. Laughlin, 'A critique of two metals', *Adv. Phys.* **47**, 943 (1998).
- [5] Voor een recent overzicht, zie C. M. Varma, Z. Nussinov and W. van Saarloos, 'Singular Fermi liquids', *Physics Reports*, in press (cond-mat/0102050).
- [6] S. Sachdev, 'Quantum Phase Transitions', Cambridge Univ. Press, New York (1999).
- [7] D. van der Marel en D. I. Khomskii, *NTvN* 61, 223 (1995); *ibid.* 61, 127 (1995) (???)
- [8] T. Valla et al., 'Evidence for quantum critical behavior in the optimally doped cuprate $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ ', *Science* **285**, 2110 (1999).
- [9] Voor een preciezer argument, zie M. Voita, Y. Zhang and S. Sachdev, 'Quantum phase transitions in d-wave superconductors', *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4940 (2000). Bijvoorbeeld, men kan zich afvragen waarom het zo is dat het spectrum begint bij een energie die een functie is van het moment. Dit kan begrepen worden in termen van een 'opduikende' Lorentz-invariantie. Zo'n effectieve relativistische invariantie bij lange golflengte is een generiek verschijnsel in wisselwerkende elektronen systemen.
- [10] Een populaire interpretatie is dat bij T^* zich al Cooperparen gaan vormen, die pas bij lagere temperatuur T_c gaan Bose-condenseren (bijv. Buchanan, ref. 1). Er is echter geen enkel direct bewijs aan te voeren voor deze interpretatie, terwijl sommige feiten in directe tegenspraak lijken te zijn (bijvoorbeeld, de magnetowerstand). In de verborgen orde interpretatie heeft T^* niets van doen met de supergeleiding, omdat het gecontroleerd wordt door de orde die we niet kunnen zien.