



Article scientifique

Article

1998

Published version

Open Access

This is the published version of the publication, made available in accordance with the publisher's policy.

---

Rastertunnelspektroskopie auf Hochtemperatur-Supraleitern:  
Ortsaufgelöste Tunnelspektroskopie und Abbildung des Flußwirbelgitters

---

Renner, Christoph; Maggio-Aprile, Ivan; Fischer, Oystein

**How to cite**

RENNER, Christoph, MAGGIO-APRILE, Ivan, FISCHER, Oystein. Rastertunnelspektroskopie auf Hochtemperatur-Supraleitern: Ortsaufgelöste Tunnelspektroskopie und Abbildung des Flußwirbelgitters. In: Physikalische Blätter, 1998, vol. 54, n° 5, p. 427–430. doi: 10.1002/phbl.19980540510

This publication URL: <https://archive-ouverte.unige.ch/unige:151224>

Publication DOI: [10.1002/phbl.19980540510](https://doi.org/10.1002/phbl.19980540510)

# Rastertunnelspektroskopie auf Hochtemperatur-Supraleitern

Ortsaufgelöste Tunnelspektroskopie und Abbildung des Flußwirbelgitters

Ch. Renner, I. Maggio-Aprile und Ø. Fischer

Im Jahre 1986 wurde eine neue Klasse von Supraleitern entdeckt, die sich insbesondere durch ihre sehr hohen Sprungtemperaturen von den bis dahin bekannten Tieftemperatur-Supraleitern unterscheidet. Der physikalische Mechanismus, der zur Hochtemperatur-Supraleitung führt, ist noch weitgehend unklar. Einer der wichtigen Parameter zum Verständnis der Hochtemperatur-Supraleitung ist die elektronische Zustandsdichte. Sowohl bei herkömmlichen als auch bei Hochtemperatur-Supraleitern weist sie eine Energielücke bei der Fermi-Energie auf, die in beiden Fällen mit einer Paarung der Ladungsträger verbunden ist. Bei den Hochtemperatur-Supraleitern hat diese Energielücke jedoch völlig unkonventionelle Eigenschaften. Auch in bezug auf die Anordnung der magnetischen Flußwirbel und deren elektronische Struktur bieten die Hochtemperatur-Supraleiter Überraschungen. In diesem Beitrag gehen wir einigen dieser Fragen nach, indem wir die Zustandsdichte und das Flußwirbelgitter mittels Rastertunnelspektroskopie untersuchen.

Supraleitung wurde erstmals 1911 von Kamerlingh Onnes im Quecksilber nachgewiesen. Der supraleitende Zustand wird durch Abkühlen unterhalb einer bestimmten materialabhängigen Temperatur erreicht. Unterhalb dieser sogenannten Sprungtemperatur verändern sich die Eigenschaften der supraleitenden Substanzen stark. Die elektronischen Ladungsträger bilden Paare, die sich in einen komplizierten kollektiven Zustand begeben, der nur mit der Quantenmechanik verstanden werden kann. In diesem Zustand

fließt der Strom verlustfrei (d. h. ohne Widerstand), und kleine Magnetfelder werden an die Oberfläche oder in magnetische Flußwirbel verdrängt. Auf der Suche nach immer höheren Sprungtemperaturen ist die Anzahl der Substanzen, in denen Supraleitung festgestellt wurde, stetig gestiegen. Die höchste nachgewiesene Sprungtemperatur lag bei 23 K ( $\text{Nb}_3\text{Ge}$ ), als im Jahre 1986 G. J. Bednorz und K. A. Müller eine neue Klasse von Supraleitern mit viel höheren Sprungtemperaturen entdeckten. Diese neuen Materialien sind durch eine Schichtung von  $\text{CuO}_2$ -Ebenen gekennzeichnet, die nur schwach miteinander gekoppelt sind. In vielerlei Hinsicht verhalten sie sich ganz anders als die herkömmlichen Tieftemperatur-Supraleiter, und über ihre hohen Sprungtemperaturen hinaus weisen sie auch andere ungewöhnliche Eigenschaften auf. Sie haben sowohl in der Industrie- als auch in der Grundlagenforschung großes Interesse erregt, wegen der Hoffnung auf einerseits neue Anwendungsmöglichkeiten und andererseits einen neuen Mechanismus der Supraleitung.

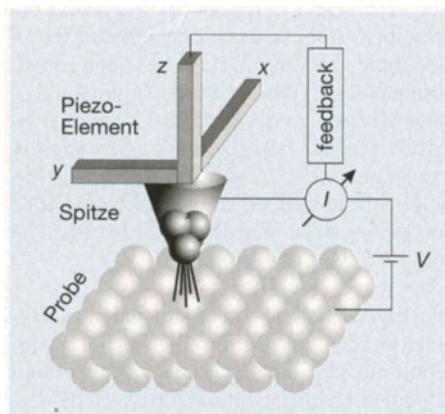


Abb. 1: Prinzip der Rastertunnelmikroskopie: Eine metallische Spitze wird bis auf einige Angström der Probenoberfläche angenähert. Der Tunnelstrom  $I$ , der bei einer bestimmten Spannung  $V$  zwischen der Probe und der Spitze fließt, hängt sehr stark vom Abstand der Spitze zur Probe ab. Die Spitze kann mit piezoelektrischen Elementen entlang der  $x$ - $y$ -Probenoberfläche bewegt werden, während die Feedback-Elektronik die  $z$ -Position der Spitze derart reguliert, daß der Tunnelstrom konstant bleibt. So ist es möglich, die Oberfläche mit atomarer Auflösung abzubilden. Die spektroskopischen Untersuchungen werden ohne Feedback-Elektronik durchgeführt, so daß die Position der Spitze gegenüber der Probe fixiert ist. Ein Tunnelspektrum besteht aus dem Tunnelstrom als Funktion der Spannung  $I(V)$  oder aus dessen Ableitung nach der Spannung als Funktion der Spannung  $dI/dV(V)$ .

Trotz aufwendiger Experimente und vielseitiger theoretischer Ansätze ist der Mechanismus der Hochtemperatur-Supraleitung immer noch nicht entschlüsselt. Es steht jedoch fest, daß die im Jahre 1957 von Bardeen, Cooper und Schrieffer für die herkömmlichen Tieftemperatur-Supraleiter erfolgreich entwickelte Theorie (BCS-Theorie) nicht in der Lage ist, das Verhalten dieser neuen Supraleiter ohne weiteres zu beschreiben. Die elektronische Zustandsdichte ist eines der Schlüsselemente zur Erforschung der Hochtemperatur-Supraleitung. In Tieftemperatur- wie in Hochtemperatur-Supraleitern ist der supraleitende Zustand durch gepaarte Ladungsträger gekennzeichnet. In beiden Fällen offenbaren sie sich durch eine Energielücke bei der Fermi-Energie unterhalb der Sprungtemperatur. Sie entspricht der Energie, die notwendig ist, um zwei gepaarte Elektronen in zwei Quasiteilchen aufzubrechen. Diese Ener-

Dr. Christophe Renner, Dr. Ivan Maggio-Aprile, Prof. Dr. Øystein Fischer, Département de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève, 24, Quai Ernest-Ansermet, 1211 Genève 4, Schweiz

gielücke ist in Tieftemperatur-Supraleitern temperaturabhängig, sie schließt sich bei Erwärmung in den Normalzustand oberhalb der Sprungtemperatur und ist unmittelbar mit der Sprungtemperatur verbunden; je größer die Sprungtemperatur, desto größer die Energielücke. Bei den Hochtemperatur-Supraleitern verhält sich die Energielücke ganz anders: Sie ist weder temperaturabhängig noch proportional zur Sprungtemperatur, sie ist unerwartet groß und schließt sich nicht bei Erwärmung über die Übergangstemperatur hinaus. Das Verbleiben einer Energielücke im Anregungsspektrum der Quasiteilchen oberhalb der Sprungtemperatur ist eine der bemerkenswertesten Beobachtungen in der Hochtemperatur-Supraleitung und gibt Anlaß für lebhaft Debatten.

Die oben genannten spektroskopischen Anzeichen lassen einen neuen Paarungsmechanismus als Ursprung der Hochtemperatur-Supraleitung erahnen. Die zur Diskussion dieser Frage grundlegende elektronische Zustandsdichte und damit auch die Energielücke lassen sich mittels Tunnelspektroskopie mit höchster Auflösung messen. Im Jahre 1960 untersuchten I. Giaever und seinen Kollegen erstmals herkömmliche Supraleiter mittels Tunnelspektroskopie. In diesen Experimenten wird der Tunnelstrom  $I$  als Funktion der Spannung  $V$  zwischen zwei Elektroden gemessen, die durch eine dünne Oxidschicht getrennt sind. Anhand dieser  $I(V)$ -Kennlinien oder deren Ableitung nach der Spannung  $dI/dV(V)$  läßt sich die Zustandsdichte und folglich die Energielücke ermitteln. In diesem Beitrag präsentieren wir Tunnelkennlinien, die wir mit einem Rastertunnelmikroskop auf Hochtemperatur-Supraleitern gemessen haben. Beim Rastertunnelmikroskop besteht die Tunnelbarriere aus dem Vakuum zwischen einer metallischen Spitze und der nackten Oberfläche einer Probe (Abb. 1). Die Probenoberfläche läßt sich mit der Spitze mittels piezoelektrischen Elementen sehr genau abtasten.

Rastertunnelmikroskopie wird seit 1981 erfolgreich zum Abbilden von Metall- und Halbleiteroberflächen mit atomarer Auflösung benützt [1]. Dieses Instrument kann aber auch sehr vorteilhaft zur Tunnelspektroskopie eingesetzt werden. Rastertunnelspektroskopie gewährt ein quasi-atomares räumliches Auflösungsvermögen der lokalen Zustandsdichte entlang der Oberflächen der Supraleiter und ermöglicht insbesondere, die Flußwirbel mit unvergleichbarer Auflösung abzubilden. Dank dieses Verfahrens lassen sich die relevanten Strukturen in den  $dI/dV(V)$ -Kennlinien als diejenigen erkennen, die entlang der Oberfläche reproduzierbar sind. Letzteres ist sehr wichtig, denn Adsorbate oder Unreinheiten auf den Oberflächen der Proben können die Kennlinien lokal beeinflussen und Strukturen erzeugen, die nichts mit der Supraleitung zu tun haben.

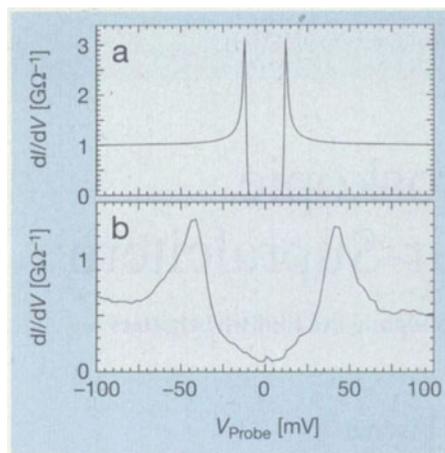


Abb. 2:  $dI/dV(V)$ -Kennlinien, wie sie die BCS-Theorie für Tieftemperatur-Supraleiter voraussagt (a) und wie sie tatsächlich in dem unterdotierten Hochtemperatur-Supraleiter BSCCO gemessen wurden (b).

Wir haben an zwei verschiedenen Hochtemperatur-Supraleiterfamilien Tunnelspektroskopie durchgeführt:  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  (YBCO) und  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  (BSCCO). In beiden Fällen handelte es sich um Einkristalle, bei denen die Spitze senkrecht zu den  $CuO_2$ -Ebenen lag. Die Spannung wird an der Probe angelegt, so daß bei negativer Spannung die Elektronen von der Probe zur Spitze tunneln und  $V = 0$  der Fermi-Energie entspricht. Die Kennlinien herkömmlicher Supraleiter lassen sich sehr genau durch die BCS-Theorie beschreiben. Abb. 2a zeigt, wie eine  $dI/dV(V)$ -Kennlinie von BSCCO aussehen sollte, angenommen dieses Material unterliegt dem gleichen Mechanismus wie die BCS-Supraleiter, jedoch mit einer unrealistisch großen Sprungtemperatur von 92.2 K. Aus Abb. 2b ist ersichtlich, daß weder die Form noch die Größe der gemessenen Energielücke in BSCCO dem BCS-Modell entsprechen.

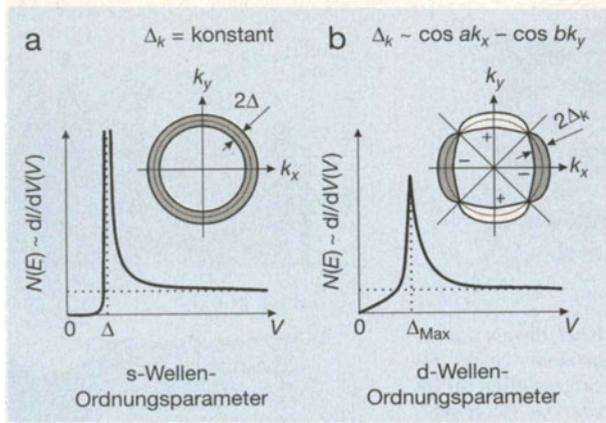
Die Eigenschaften der Hochtemperatur-Supraleiter reagieren empfindlich auf die Konzentration der Ladungsträger. Supraleitung tritt nur in einem bestimmten Bereich der Ladungsträgerkonzentration auf. Diejenigen mit der höchsten Sprungtemperatur werden als optimal dotiert bezeichnet. Unterhalb (bzw. oberhalb) dieser Konzentration spricht man von unterdotierten (bzw. überdotierten) Supraleitern. In überdotierten Supraleitern nimmt die Sprungtemperatur sowie die Energielücke mit zunehmender Dotierung ab. In unterdotierten Supraleitern hingegen wird die Energielücke mit abnehmender Dotierung größer, trotz der Tatsache, daß sich die Sprungtemperatur verringert. Die Energielücke ist also nicht nur viel größer als erwartet (Abb. 2b), sie ist auch nicht proportional zur Sprungtemperatur, wie es die BCS-Theorie voraussagt. Dies könnte darauf hinweisen, daß eine andere Temperaturskala für die Paarung beachtet werden muß, die nichts mit der Sprungtemperatur zu tun hat. Ähnli-

che Folgerungen ergeben sich auch aus der Temperaturabhängigkeit der  $dI/dV(V)$ -Kennlinien. Im Gegensatz zu den Tieftemperatur-Supraleitern, bei denen sich die Energielücke beim Aufwärmen allmählich schließt, bleibt sie in den Hochtemperatur-Supraleitern temperaturunabhängig. Dies schließen wir daraus, daß sich die Maxima in der Leitfähigkeit in Abb. 6c mit ansteigender Temperatur nicht verschieben. Noch bemerkenswerter ist, daß sich die Energielücke beim Übergang in den Normalzustand nicht schließt. Dies ist wiederum ganz klar in Abb. 6c zu sehen. Die hell gezeichnete Kennlinie wurde bei 1 K oberhalb der Sprungtemperatur gemessen, trotzdem sieht man noch deutlich eine reduzierte Leitfähigkeit bei der Fermi-Energie ( $V = 0$ ). Im Gegensatz zur BCS-Theorie, die eine flache Kennlinie vorhersagt, ist hier noch eine Energielücke vorhanden, welche praktisch bis zur Zimmertemperatur besteht. Die Existenz einer Energielücke im Normalzustand ist auch in anderen Messungen gesehen worden, wie zum Beispiel NMR, Photoemission und Raman-Spektroskopie. Verschiedene Mechanismen, die eine Energielücke im Normalzustand verursachen, sind aufgrund dieser Messungen vorgeschlagen worden. Eine These, die im Zusammenhang mit der Supraleitung sehr interessant erscheint und von unseren Tunneldaten besonders unterstützt wird [2], lautet, daß sich schon weit oberhalb der Sprungtemperatur Paare bilden, die aber erst bei der Sprungtemperatur in den kollektiven Zustand übergehen und wiederum zur Supraleitung führen. Die Energielücke, die mit dem Aufbrechen dieser Paare verbunden ist, wäre dann natürlich auch oberhalb der Sprungtemperatur noch vorhanden. Diese Analyse stimmt auch mit den ungewöhnlich großen Werten der Energielücke überein, denn bei der Sprungtemperatur ist wahrscheinlich nicht genügend thermische Energie vorhanden, um sie aufzubrechen, wie es in den herkömmlichen Supraleitern üblich ist.

Die Kennlinie innerhalb der Energielücke weicht in BSCCO stark von der BCS-Form ab (Abb. 2b). In herkömmlichen Supraleitern weist die Energielücke eine sogenannte s-Wellen-Symmetrie auf. Dies bedeutet, daß sie in jedem Punkt entlang der Fermi-Fläche endlich ist (Abb. 3a). Aus diesem Grund geht die Leitfähigkeit über dem gesamten Spannungsintervall innerhalb der Energielücke auf Null. Im Fall der Hochtemperatur-Supraleiter gibt es eine zunehmende Zahl von Experimenten, die auf eine d-Wellen-Symmetrie hindeuten [3]. In diesem Fall geht die Energielücke an bestimmten Punkten auf der Fermi-Fläche auf Null, und deshalb bleibt eine endliche Leitfähigkeit vorhanden, die unterhalb der Energielücke in etwa linear mit der Spannung gegen Null geht (Abb. 3b).

Wir betrachten nun das Verhalten der Supraleiter, wenn sie einem senkrecht zu den

**Abb. 3:** Zwei der möglichen Symmetrien der Energielücke und die dazugehörigen Zustandsdichten oder  $dI/dV(V)$ -Kennlinien. a) s-Wellen-Symmetrie: Die Energielücke hat entlang der gesamten Fermi-Fläche den Wert  $2\Delta$ . (b) d-Wellen-Symmetrie: Die Energielücke nimmt an vier bestimmten Orten auf der Fermi-Fläche den Wert Null an.



CuO<sub>2</sub>-Ebenen angelegten Magnetfeld ( $H$ ) ausgesetzt werden. Allgemein haben Supraleiter die Eigenschaft, kleine Magnetfelder an ihre Oberfläche zu verdrängen (Meißner-Ochsenfeld-Effekt). Wenn das Magnetfeld aber zu groß wird, gelingt dies nicht mehr, weil die damit verbundenen Ströme an der Oberfläche so stark werden, daß die Supraleitung zerstört wird. Den meisten Supraleitern, darunter auch die Hochtemperatur-Supraleiter, gelingt es aber, einem stärkeren Magnetfeld zu widerstehen, indem sie dieses in Form von Flußwirbeln eindringen lassen. Flußwirbel kann man sich als zylinderförmige normalleitende Regionen vorstellen, die den Supraleiter durchdringen. Im Innern der Flußwirbel geht der Ordnungsparameter  $\Psi$  auf Null, und es entstehen gebundene Zustände, die nicht mehr dem supraleitenden kollektiven Zustand angehören (Abb. 4). Dies führt zu unterschiedlichen  $dI/dV(V)$ -Kennlinien im Zentrum der Flußwirbel im Vergleich zur supraleitenden Umgebung. Wenn nun diese Unterschiede als Funktion der Position mittels Rastertunnelmikroskopie aufgezeichnet werden, läßt sich ein Bild des Flußwirbelgitters erzeugen. Es gibt viele Methoden, um Flußwirbel abzubilden, sie beruhen aber alle auf einer Wechselwirkung mit dem durchdringenden Magnetfeld. Die Flußwirbel erscheinen dann von der Größenordnung der magnetischen Eindringtiefe  $\lambda$ . Rastertunnelmikroskopie ist die einzige Methode, die es erlaubt, den Kern der Flußwirbel abzubilden [4]. Die Flußwirbel erscheinen als Strukturen der Größenordnung der Kohärenzlänge  $\xi$ , die in den Hochtemperatur-Supraleitern viel kleiner als  $\lambda$  ist. Die Größe  $\xi$  entspricht der räumlichen Ausdehnung der supraleitenden Paare, die so auf elegante Weise untersucht werden kann. Insbesondere lassen sich mittels Rastertunnelmikroskopie allfällige Anisotropien der Kohärenzlänge in den CuO<sub>2</sub>-Ebenen direkt messen.

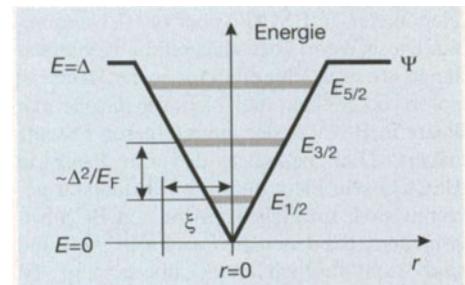
Diese Technik wurde erstmals von H. F. Hess im Jahre 1989 auf NbSe<sub>2</sub> angewendet. Auf diesem Tieftemperatur-Supraleiter ordnen sich die Flußwirbel in ein sechseckiges Gitter, wie aus energetischen Gründen auch er-

wartet wird (Abb. 5a). Im Hochtemperatur-Supraleiter YBCO sitzen die Flußwirbel auf einem verzogenen viereckigen, unregelmäßigen Gitter (Abb. 5b) [5]. Diese Anordnung ist durch die d-Wellen-Symmetrie des Ordnungsparameters und die Anisotropie der supraleitenden Eigenschaften der CuO<sub>2</sub>-Ebenen geprägt. Diese Anisotropie wird auch über die elliptische Form der einzelnen Flußwirbel sichtbar, die direkt auf die ungleichen Kohärenzlängen entlang der kristallografischen Richtungen zurückzuführen ist.

Anhand von Bildern des Flußwirbelgitters kann die Spitze sehr präzise über das Zentrum einzelner Flußwirbel positioniert werden. Dies eröffnet die einzigartige Möglichkeit, die Zustandsdichte von einzelnen Flußwirbeln zu messen. Aus der Quantenmechanik wissen wir, daß in einem Potentialtopf lokalisierte Zustände mit quantisierten Energieniveaus auftreten. Dies ist unter bestimmten Umständen auch in den Flußwirbeln der Fall. Die Spaltung der Energieniveaus ist dann durch  $E_{(i+1)/2} - E_{i/2} \approx \Delta^2/E_F$  gegeben, wobei  $\Delta$  und  $E_F$  die Energielücke bzw. die Fermi-Energie bezeichnen und  $i$  eine ganze Zahl ist (Abb. 4). Flußwirbel sind also nicht-triviale normalleitende Regionen, denn ihre elektronische Struktur ist durch diese Lokalisierung stark beeinflusst. In NbSe<sub>2</sub> konnte die Existenz dieser Niveaus in den Kennlinien deutlich nachgewiesen werden. Da aber die einzelnen Zustände sehr eng aneinander liegen ( $\Delta^2/E_F$  entspricht nur einigen  $\mu\text{eV}$ ), war es unmöglich, sie einzeln aufzulösen. In den Hochtemperatur-Supraleitern ist die Energielücke  $\Delta$  viel größer, mit der Folge, daß diese gebundenen Zustände auf der Energieskala viel weiter auseinander geschoben werden. In den  $dI/dV(V)$ -Kennlinien in YBCO erscheinen im Zentrum der Flußwirbel tatsächlich zwei scharfe Maxima bei  $\pm 5.5$  meV, die einer Mini-Energielücke  $\Delta^2/E_F$  von 11 meV entsprechen (Abb. 6a). Daß sich diese Maxima mit erhöhter Distanz vom Flußwirbelzentrum nicht verschieben (Abb. 6a), gilt als Beweis dafür, daß die Flußwirbel nur einen gebundenen Quasiteilchenzustand enthalten – im Gegensatz zur quasi-kontinuierlichen Zustandsdichte in den Flußwirbeln

von NbSe<sub>2</sub>. In BSCCO ist die Situation noch extremer, denn hier zeigt die Tunnelspektroskopie überhaupt keine gebundenen Quasiteilchenzustände im Zentrum der Flußwirbel (Abb. 6b). Dies könnte eine Folge der zweimal größeren Energielücke in BSCCO gegenüber YBCO sein, wobei die beiden tiefstgelegenen Zustände ( $E_{\pm 1/2}$ ) noch weiter auseinander liegen und gegen den oberen Rand des Potentialtopfes geschoben werden ( $E_{1/2} \geq \Delta$ , Abb. 4). Eine alternative Möglichkeit besteht darin, daß der normalleitende Kern der Flußwirbel in BSCCO nicht aus Quasiteilchen, sondern aus inkohärenten Paaren besteht. Dieser Erklärungsansatz wird besonders interessant, wenn man die Temperaturabhängigkeit der Kennlinien in BSCCO in Betracht zieht. In der Tat ist es bemerkenswert, daß BSCCO oberhalb der Sprungtemperatur (im Normalzustand) bei  $H = 0$  denselben spektroskopischen Abdruck liefert wie der Kern der Flußwirbel bei 4.2 K und  $H \neq 0$ . Dies könnte andeuten, daß sowohl im normalleitenden Zustand als auch in den Flußwirbeln inkohärente Paare vorhanden sind, das heißt Paare, die sich nicht in einem supraleitenden kollektiven Zustand befinden. Dies würde bedeuten, daß wir es mit einer Supraleitung zu tun haben, die sich stark vom BCS-Modell unterscheidet. In der BCS-Theorie entstehen die Paare und die Supraleitung simultan bei der Sprungtemperatur. Eine mögliche Interpretation der Messungen in BSCCO ist, daß sich die Paare schon weit oberhalb der Sprungtemperatur bilden, sich aber erst bei der Sprungtemperatur in einen kollektiven Zustand begeben. Diese Supraleitung, die der Superfluidität in Helium ähnlich wäre, ist unter dem Namen Bose-Einstein-Kondensation bekannt.

Wie schon erwähnt, ist die Paarung nicht die



**Abb. 4:** Elektronische Struktur eines Flußwirbels. Der Ordnungsparameter  $\Psi$  geht im Zentrum eines Flußwirbels ( $r = 0$ ) über eine Distanz  $\xi$  auf Null. Dadurch entsteht eine Region mit lokalisierten und quantisierten elektronischen Zuständen, die nicht mehr zum supraleitenden kollektiven Zustand gehören. In dieser Abbildung sind nur die positiven Energieniveaus ( $E > 0$ ) dargestellt, ein vollständiges Bild müßte mit dem Spiegelbild um die  $E = 0$ -Achse ergänzt werden. Aus diesem Grund erscheinen im Zentrum der Flußwirbel auf YBCO, in denen nur ein gebundener Quasiteilchenzustand vorkommt, zwei Leitfähigkeitsmaxima bei  $\pm 5.5$  meV.

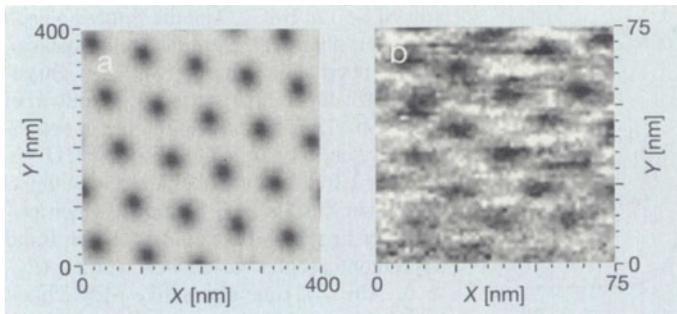
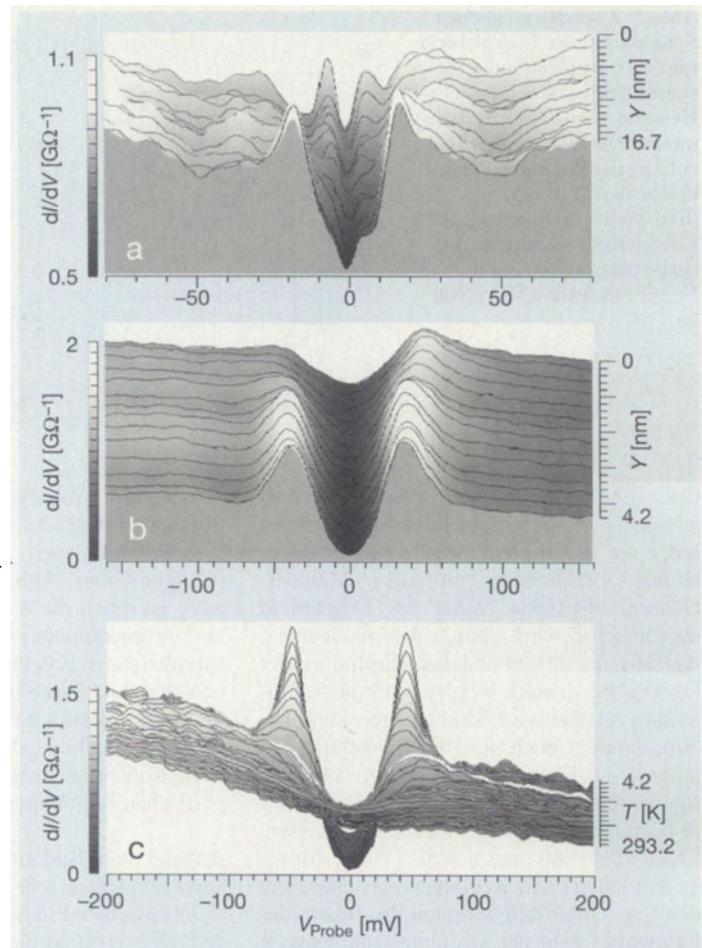


Abb. 5: Rastertunnelspektroskopiebilder der Flußwirbel, die als dunkle Regionen sichtbar werden. (a) Im Tieftemperatur-Supraleiter NbSe<sub>2</sub> bilden sie bei 1.3 K und 0.3 Tesla wie erwartet ein sechseckiges Gitter. (b) Im Hochtemperatur-Supraleiter YBCO bilden sie ein verzerrtes viereckiges Gitter. Die elliptische Form der Flußwirbel, die von der Anisotropie der Kohärenzlängen in den CuO<sub>2</sub>-Ebenen stammt, ist deutlich erkennbar.

Abb. 6: Elektronische Zustandsdichte, gemessen als Funktion der Entfernung vom Flußwirbelzentrum ( $Y = 0$ ): (a) In YBCO und (b) in überdotiertem BSCCO. In YBCO (Sprungtemperatur  $T_c = 91$  K) sind deutlich zwei scharfe Maxima bei  $\pm 5.5$  meV im Zentrum der Flußlinie zu sehen, in BSCCO hingegen ( $T_c = 74.3$  K) tritt keine spektroskopische Struktur innerhalb der Energielücke im Zentrum der Flußlinie auf. Die Distanz, über welche die Kennlinien ihre Null-Magnetfeld-Form wiederfinden, ist in BSCCO viel kürzer als in YBCO, folglich sind auch der Flußwirbelkern und die Kohärenzlängen in BSCCO viel kleiner als in YBCO. (c) Dreidimensionale Darstellung der Temperaturabhängigkeit der Zustandsdichte in unterdotiertem BSCCO ( $T_c = 83$  K). Die hell gezeichnete Kennlinie entspricht derjenigen, die bei der Sprungtemperatur gemessen wurde. Es ist deutlich zu sehen, daß oberhalb dieser Temperatur noch eine Energielücke vorhanden ist. Im Gegensatz dazu erwartet man in BCS-Supraleitern, daß sich die Energielücke bei  $T_c$  schließt. (Man beachte die unterschiedlichen Spannungs- und Leitfähigkeitskalen.)



einzigste Möglichkeit zur Erklärung der Energielücke im normalleitenden Zustand. Daß sich BSCCO womöglich den Bedingungen, für eine Bose-Einstein-Kondensation nähert, kann man nicht nur an den Merkmalen der Energielücke erkennen, sondern auch an der sichtbaren Größe der Flußwirbel (Abb. 6): In YBCO sind sie von der Größenordnung 17 Nanometer, in BSCCO aber nur 4 Nanometer. Diese Werte überschätzen die Kohärenzlänge um etwa einen Faktor sechs, daher ist sofort erkennbar, daß sich die Größe der Paare in BSCCO der interatomaren Distanz nähert. Dies bedeutet, daß die Paare in BSCCO sehr klein und fast voneinander getrennt sind, im Gegensatz zu den BCS-Supraleitern, bei denen die Paare sehr groß sind und sich folglich stark überlappen. Es scheint, daß sich BSCCO in einem Grenzfall zwischen BCS und Bose-Einstein befindet und daher eine Bose-Einstein-ähnliche Kondensation dieser Paare begünstigt wird. Diese Interpretation ist noch ziemlich spekulativ, sie gibt aber ein kohärentes Bild von den tunnelspektroskopischen Daten und simuliert die theoretischen Entwicklungen.

Die Hochtemperatur-Supraleitung zu verstehen ist eine der großen Herausforderungen der modernen Festkörperphysik. Wir haben versucht, in diesem Beitrag einige der aktuellen Fragen vorzustellen, wobei wir uns auf die Einsichten der Tunnelspektroskopie beschränkt haben. In diesem Zusammenhang stellt sich die Frage, ob es sich um eine BCS-ähnliche Supraleitung handelt oder nicht. Unsere Meßergebnisse sprechen eher gegen diesen Erklärungsansatz. Besonders die Existenz einer Energielücke im normalleitenden Zustand und die Tatsache, daß sie eng mit der Energielücke im supraleitenden Zustand verbunden ist, sprechen eher für eine Bose-Einstein-ähnliche Kondensation von inkohärenten Paaren, die schon weit oberhalb der Sprungtemperatur entstehen.

#### Dank

Diese Arbeit wurde durch den Schweizerischen Nationalfonds unterstützt. Wir bedanken uns bei Martin Kugler für seine Mithilfe an der deutschen Fassung dieses Beitrages.

#### Literatur

- [1] Scanning Tunneling Microscopy I, II, III, Springer Series in Surface Sciences 20, 28, 29. Hrsg.: R. Wiesendanger u. H.-J. Güntherodt. Springer, Heidelberg 1992
- [2] Ch. Renner, B. Revaz, J.-Y. Genoud, K. Kadowaki u. Ø. Fischer, Phys. Rev. Lett. **80**, 149 (1998). [Dieser Artikel enthält auch ein ausführliches Literaturverzeichnis über die anderen Methoden, mit denen die Energielücke im Normalzustand gemessen wurde.]
- [3] M. Sgrist, Physik in unserer Zeit **3**, 106 (1996)
- [4] Ch. Renner, I. Maggio-Aprile u. Ø. Fischer: „Vortex lattice imaging and spectroscopic studies of flux lines by scanning tunneling microscopy“ in Carlos A. R. Sa de Melo (Hrsg.): „The Superconducting State in Magnetic Fields: Special Topics and New Trends“. World Scientific, Singapur 1998
- [5] I. Maggio-Aprile, Ch. Renner, A. Erb, E. Walker u. Ø. Fischer, Phys. Rev. Lett. **75**, 2754 (1995) und Nature **390**, 487 (1997)