

# Kompromissbereite Supraleitung

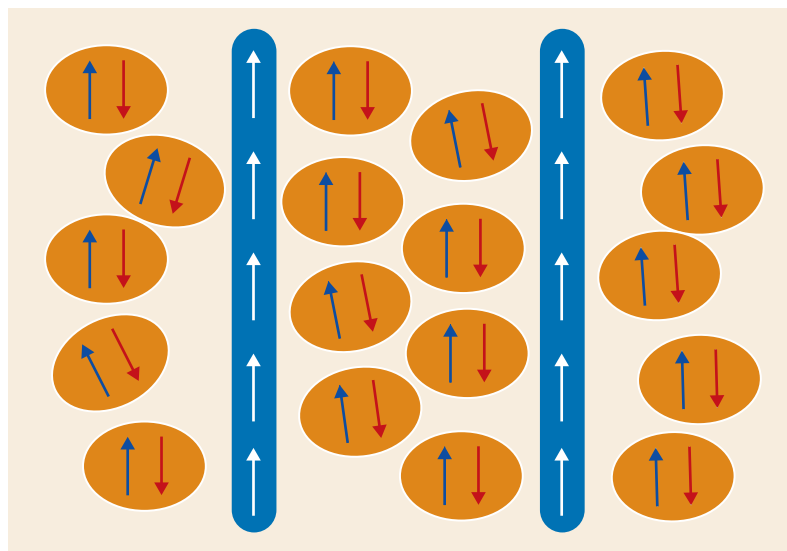
Starke Evidenzen sprechen dafür, dass die vor über 50 Jahren vorhergesagte FFLO-Supraleitung in starken Magnetfeldern tatsächlich auftritt.

Gertrud Zwicknagl und Jochen Wosnitza

Hohe Magnetfelder und Supraleitung vertragen sich üblicherweise nicht: Das Magnetfeld favorisiert parallel ausgerichtete Elektronenspins, während die Supraleitung Cooper-Paare mit antiparallelen Spins voraussetzt. Daher sollte bei ausreichend großen Feldern die Supraleitung zusammenbrechen. Wie Fulde und Ferrell sowie Larkin und Ovchinnikov bereits 1964 vorhergesagt haben, können räumlich getrennte supraleitende sowie magnetisch geordnete Bereiche aber auch bei noch höheren Magnetfeldern koexistieren.

In sehr vielen Metallen tritt bei tiefen Temperaturen das Phänomen der Supraleitung auf. Dabei fließt ein elektrischer Strom verlustfrei, wie Heike Kamerlingh Onnes 1911 an Quecksilber entdeckte. Erst 1957 gelang es jedoch John Bardeen, Leon Cooper und Robert Schrieffer, das Auftreten von Supraleitung mikroskopisch zu erklären. Im Rahmen der nach ihnen benannten BCS-Theorie führt eine beliebig kleine attraktive Wechselwirkung zwischen zwei Elektronen im Festkörper zur Bildung von Cooper-Paaren. Dabei wird die Gesamtenergie des elektronischen Systems im Festkörper abgesenkt, und Anregungen sind nur über eine Energielücke hinweg möglich. Die Größe dieser Energielücke bzw. auch die Dichte der Cooper-Paare sind ein Maß für die Stabilität des supraleitenden Zustands.

Magnetfelder unterdrücken die Supraleitung. Diese Beobachtung erwähnte Kamerlingh Onnes bereits 1913 auf dem „Third International Congress on Refrigeration“ in Chicago. Die prinzipielle Unverträglichkeit von Supraleitung und Magnetismus begrenzt bis heute die Anwendung von Supraleitung, um z. B. hohe Magnetfelder zu erzeugen. Allerdings sind inzwischen kritische Felder von weit über 100 Tesla möglich – eine enorme Steigerung gegenüber dem von Kamerlingh Onnes berichteten Wert von 0,05 Tesla. Diese hohen kritischen Felder treten in Materialien auf, in denen Supraleitung und Magnetismus einen Kompromiss eingehen und so in einem gewissen Bereich von Temperatur und Magnetfeld koexistieren. Charakteristisch für diese Kompromisszustände ist, dass die Supraleitung, genauer die Cooper-Paar-Dichte, inhomogen ist und in gewissen Bereichen auch verschwinden kann. Grob gesagt wird ein Teil des supraleitenden Volumens geopfert, um den supraleitenden Zustand zu erhalten.



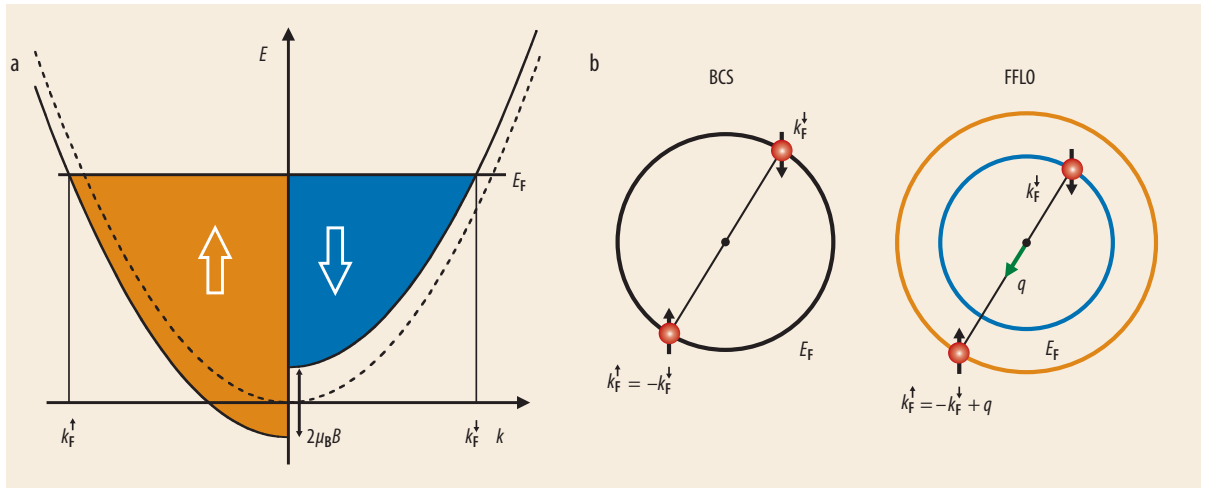
Das Magnetfeld und die Supraleitung gehen einen Kompromiss ein: Normalleitende Domänenwände mit magnetischer Ordnung (dunkelblau) befinden sich räumlich zwischen supraleitenden Bereichen mit Cooper-Paaren (orange), deren Spins antiparallel sind.

Ein typisches Beispiel dafür ist die Shubnikov-Phase, die sich in Typ-II-Supraleitern oberhalb eines unteren kritischen Feldes ausbildet. Charakteristisch für diese Phase sind periodisch angeordnete Flussschläuche mit normal leitenden Kernen, in die das Magnetfeld eindringt. Dabei entsteht ein Flussliniengitter, dessen Gitterkonstante von der Temperatur und vom Magnetfeld abhängt und das Experimente eindrucksvoll nachgewiesen haben.

## KOMPAKT

- In hohen Magnetfeldern kann in einem Kompromisszustand selbst dann noch Supraleitung bestehen, wenn die Zeeman-Energie größer als die Kondensationsenergie ist.
- Dies haben bereits 1964 unabhängig voneinander Fulde und Ferrell sowie Larkin und Ovchinnikov vorhergesagt.
- Evidenzen für diesen „FFLO-Zustand“ wurden in quasi-zweidimensionalen organischen Supraleitern gefunden.
- FFLO-Zustände sind jenseits der kondensierten Materie von fundamentaler Relevanz für ultrakalte Atome, Kernmaterie und dichte Quarksysteme.

**Prof. Dr. Gertrud Zwicknagl**, Institut für Mathematische Physik, TU Braunschweig, Mendelssohnstr. 3, 38106 Braunschweig;  
**Prof. Dr. Jochen Wosnitza**, Hochfeld-Magnetlabor Dresden, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Postfach 51 01 19, 01324 Dresden



**Abb. 1** Ein Magnetfeld spaltet die parabol-förmige Dispersionskurve für freie Elektronen in einem Metall (gestrichelt) in zwei Parabeln für Elektronen mit entgegengesetztem Spin auf (a). Dadurch sind bis zur Fermi-Energie  $E_F$  deutlich mehr Zustände mit Spin parallel zum Magnetfeld vorhanden, sodass eine

paramagnetische Antwort (Pauli-Paramagnetismus) induziert wird. Gleichzeitig ist der Fermi-Wellenvektor  $k_F$  für Elektronen mit parallelem Spin größer als bei antiparallelem Spin. Im supraleitenden BCS-Zustand koppeln zwei Elektronen bei  $E_F$  mit entgegengesetztem Spin und gleich großen entgegengerichteten

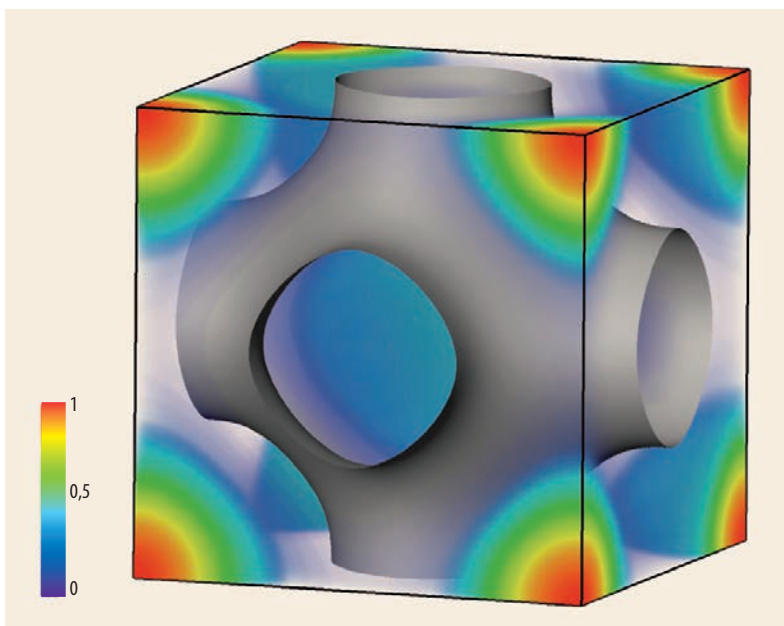
Wellenvektoren zu Cooper-Paaren (b). Oberhalb eines gewissen Magnetfeldes können zwei Elektronen mit entgegengesetztem Spin nur noch koppeln, wenn der resultierende Gesamtwellenvektor  $q$  endlich ist.

### Der andere Kompromiss

Vor mehr als fünfzig Jahren sagten Peter Fulde und Richard Ferrell sowie Anatoly Larkin und Yuri Ovchinnikov in zwei unabhängigen Veröffentlichungen einen anderen Kompromisszustand vorher, in dem sich Supraleitung und Magnetismus arrangieren [1–3]. Im Gegensatz zur Shubnikov-Phase gelang es noch nicht, die FFLO-Phase (nach den vier Autoren benannt) in Metallen direkt sichtbar zu machen. Um diesen ther-

modynamischen Zustand zu verstehen, betrachten wir zunächst, wie ein Magnetfeld die Leitungselektronen eines Metalls, die wir in guter Näherung als freie Teilchen beschreiben, beeinflusst. Da Elektronen die Ladung  $-e$  tragen ( $e$  ist die Elementarladung), wirkt in einem Magnetfeld die geschwindigkeitsabhängige Lorentz-Kraft, die bei klassischen Teilchen die Bahn ändert. Die Wirkung der Lorentz-Kraft auf die supraleitenden Elektronen bezeichnet man daher als Bahn- oder Orbitaleffekt. Außerdem sind Elektronen Fermionen und tragen einen Spin  $S = 1/2$ . Das damit verbundene magnetische Moment der Stärke  $1/2 g \mu_B = \mu_B$  ( $g = 2$  für Elektronen) kann sich in einem äußeren Magnetfeld ausrichten. Wechselwirken die Elektronen mit einem Magnetfeld nur über ihre magnetischen Momente, so verschieben sich die Energien der Zustände gegenüber dem feldfreien Fall starr, je nachdem, ob das magnetische Moment parallel oder antiparallel zum Magnetfeld ist (Abb. 1a). Die Aufspaltung ist dabei durch die Zeeman-Energie  $2\mu_B B$  gegeben. Im Rahmen der BCS-Theorie koppeln üblicherweise zwei Elektronen mit entgegengesetzten Fermi-Wellenvektoren und antiparallelem Spin zu Cooper-Paaren; sie bilden also einen Spin-Singulett-Zustand.

Ein wichtiger Gesichtspunkt für die folgende Diskussion ist, dass die Beträge der Fermi-Wellenvektoren im Magnetfeld unterschiedlich für die beiden Spinrichtungen sind, mit  $k_F^\uparrow > k_F^\downarrow$ . Diese Fehlanpassung der Fermi-Wellenvektoren führt zur Bildung der inhomogenen FFLO-Zustände (Abb. 1b). Die Wirkung des Magnetfeldes auf die Spins der Elektronen bezeichnet man als spin- oder paramagnetischen Effekt. Sowohl Orbital- als auch paramagnetischer Effekt treten prinzipiell immer auf, sie können jedoch unterschiedliches Gewicht haben. Die Lorentz-Kraft und damit der Orbitaleffekt verschwinden, wenn die



**Abb. 2** In einem typischen FFLO-Zustand für einen isotropen dreidimensionalen Supraleiter variiert die Dichte der Cooper-Paare periodisch (Die Werte sind auf das Maximum normiert, siehe Farbbalken). Normale Domänenwände (grau), in

denen die Elektronen polarisiert sind, trennen Domänen mit hoher suprafluider Dichte. Die Kantenlänge des Kubus hängt vom Betrag des Schwerpunktim-pulses  $q$  ab und entspricht  $2\pi/q$ .

Geschwindigkeit der geladenen Teilchen keine Komponente senkrecht zum Magnetfeld hat. Diese Situation tritt insbesondere in quasi-zweidimensionalen Metallen auf, wenn das Magnetfeld parallel zu den leitenden Ebenen anliegt.

Sowohl der Orbital- als auch der paramagnetische Effekt zerstören die Supraleitung. Um dies zu verstehen, betrachten wir etwas genauer, wie Supraleitung überhaupt zustandekommt. Wir gehen dabei von der mikroskopischen BCS-Theorie der Supraleiter aus. Wie bereits erwähnt, entsteht der supraleitende Zustand bei tiefen Temperaturen durch eine anziehende Wechselwirkung zwischen den Elektronen, die zur Ausbildung von Cooper-Paaren führt [4]. Der normale metallische Zustand mit den unabhängigen „freien“ Elektronen wird instabil bei einer kritischen Temperatur  $T_c$ , die im Rahmen der BCS-Theorie durch  $k_B T_c = 1,13 \hbar \omega_c e^{-1/\lambda}$  gegeben ist. Dabei enthält die dimensionslose Konstante  $\lambda = V_0 N_F$  die Stärke der Wechselwirkung  $V_0$  und die Zustandsdichte  $N_F$  an der Fermi-Energie, während  $\hbar \omega_c$  das Energiefenster angibt, in dem die Anziehung wirkt. In herkömmlichen Supraleitern, in denen Gitterschwingungen die Anziehung vermitteln, ist  $V_0$  die Stärke der Elektron-Phonon-Wechselwirkung und  $\omega_c = \omega_D$  eine typische Frequenz der Gitterschwingungen. Mikroskopisch wird der supraleitende Zustand durch einen Ordnungsparameter charakterisiert, der Eigenschaften einer quantenmechanischen Paarwellenfunktion von Fermionen hat und in den meisten Metallen einem Spin-Singulett-Zustand entspricht. Das Betragsquadrat ist mit der suprafluiden Dichte verknüpft, die Phase mit dem Suprastrom. Dieser Ansatz erklärt die charakteristischen Eigenschaften eines Supraleiters wie das Auftreten von Dauerströmen, die Flussquantisierung und den Meissner-Ochsenfeld-Effekt.

In Abwesenheit äußerer Felder wird der Ordnungsparameter aus Paarzuständen ( $k\uparrow, -k\downarrow$ ) gebildet. Er

hängt nicht von der Schwerpunktvariablen ab, sodass die suprafluide Dichte ortsunabhängig ist. Zu den räumlich modulierten Kompromisszuständen tragen dagegen Paarwellenfunktionen bei, die von der Schwerpunktvariablen abhängen. Im Falle des Orbitaleffekts führt dies zur erwähnten Shubnikov-Phase. Bei den im Folgenden betrachteten quasi-zweidimensionalen organischen Supraleitern können wir den Orbitaleffekt vernachlässigen und uns auf den paramagnetischen Effekt konzentrieren.

### Der Pauli-Grenzwert

Der Wert des maximalen kritischen Feldes für einen homogenen Supraleiter lässt sich bereits anhand einfacher thermodynamischer Überlegungen abschätzen, indem man die entsprechenden Grundzustandsenergien vergleicht. Da der aus den ( $k\uparrow, -k\downarrow$ )-Cooper-Paaren gebildete supraleitende Zustand Singulett-Charakter hat, kann er seine Energie in einem Magnetfeld nicht weiter absenken. Im Normalzustand dagegen werden die energetisch günstigeren Zustände mit magnetischem Moment parallel zum äußeren Magnetfeld bevorzugt besetzt. Dies führt zu einer Magnetisierung proportional zu  $B$  und damit zu einem Energiegewinn proportional zu  $B^2$  gegenüber dem unmagnetischen Normalzustand. Daher ist zu erwarten, dass ein Material vom supraleitenden in den normalen metallischen Zustand übergeht, sobald der Energiegewinn durch die Supraleitung kleiner ist als der durch die magnetische Polarisation, wenn also  $N_F \Delta_0^2/2 \leq N_F (\mu_B B)^2$  gilt, wobei  $\Delta_0$  die Energielücke ist, die sich im Supraleiter beim Temperaturnullpunkt ausbildet,  $\Delta_0 = 2\hbar\omega_c e^{-1/\lambda}$ . Dieses Kriterium definiert das so genannte Chandrasekhar-Clogston-Feld oder auch Pauli-Limit  $\mu_B B_p = \Delta_0/\sqrt{2}$  [5]. Bei Erreichen des Pauli-Grenzwerts erwartet man einen Phasenübergang erster Ordnung vom homo-

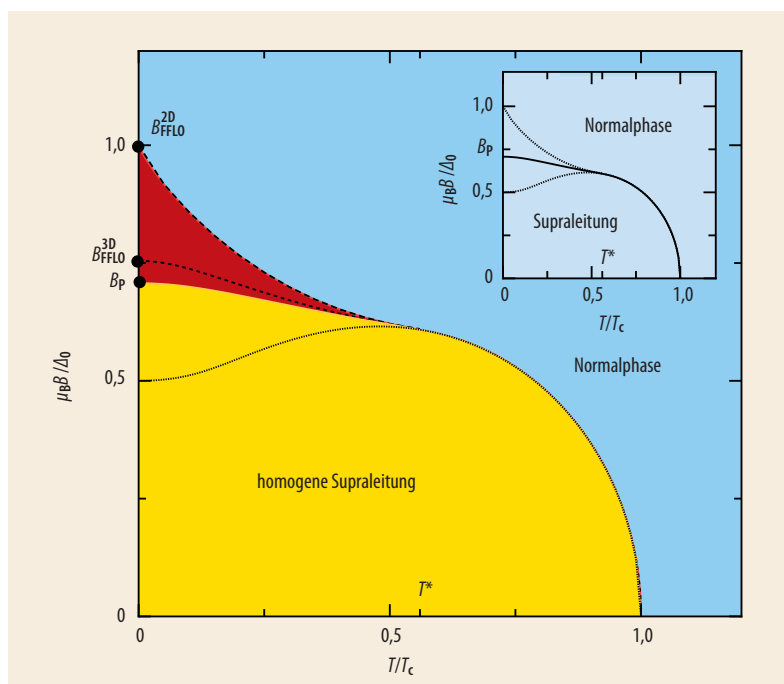


Abb. 3 Im Phasendiagramm eines Supraleiters mit Paarbrechung durch den paramagnetischen Effekt trennt die Temperatur  $T^* = 0,56 T_c$  mit der kritischen Temperatur  $T_c$  zwei Bereiche mit qualitativ unterschiedlichem Verhalten. Für  $T^* < T < T_c$  ist für  $B < B_{c2}(T)$  nur der homogene Supraleiter thermodynamisch stabil (gelb). Der Phasenübergang in den Normalzustand (blau) bei  $B_{c2}(T)$  ist zweiter Ordnung. Für  $0 < T < T^*$  können in einem breiten Magnetfeldbereich der homogene supraleitende Zustand und der Normalzustand als metastabile Zustände koexistieren. Gäbe es nur diese homogenen Phasen, so wäre in diesem Temperaturbereich ein Phasenübergang erster Ordnung bei einem kritischen Magnetfeld zu erwarten, dessen Wert für  $T \rightarrow 0$  dem Pauli-Grenzwert bzw. dem Chandrasekhar-Clogston-Feld  $B_p$  entspricht (Inset). Gebundene Cooper-Paare mit endlichem Paarimpuls können jedoch bei höheren Magnetfeldern in quasi-zweidimensionalen Supraleitern bis zu einem kritischen Feld  $B_{FFLO}^{2D}$  existieren (rot). Die Temperaturabhängigkeit des kritischen Magnetfeldes für den Übergang in den FFLO-Zustand zeigt einen charakteristischen nach oben gebogenen Verlauf. Bei einem dreidimensionalen Supraleiter liegt das kritische Feld nur wenig oberhalb von  $B_p$ .

genen (BCS)-Supraleiter in den Normalzustand. In der Tat gibt es dann einen breiten Koexistenzbereich zwischen dem Unterkühlungsfeld  $\mu_B B_{sc} = \Delta_0/2$  und dem Überhitzungsfeld  $\mu_B B_{sh} = \Delta_0$ , in dem theoretisch die beiden Phasen als metastabile Zustände gleichzeitig auftreten könnten. Bislang ist es allerdings noch nicht gelungen, dies experimentell zu beobachten.

Durch Bildung eines modulierten Kompromisszustands aus  $(\mathbf{k}\uparrow, -\mathbf{k} + \mathbf{q}\downarrow)$ -Cooper-Paaren, nämlich eines FFLO-Zustands zu festem Schwerpunktimпульs  $\mathbf{q}$ , lässt sich Supraleitung allerdings auch noch oberhalb des Pauli-Limits stabilisieren. Das erreichbare obere kritische Feld hängt von der Dimensionalität ab. Für isotrope dreidimensionale Supraleiter gilt  $\mu_B B_{FFLO}^{3D} = 0,7544 \Delta_0$ , für quasi-zweidimensionale Systeme dagegen  $\mu_B B_{FFLO}^{2D} = \Delta_0$ . Insbesondere für isotrope Supraleiter ist also der Stabilitätsbereich des FFLO-Zustands nur sehr klein, während im zwei-dimensionalen Fall ein um bis zu 30 Prozent erhöhtes kritisches Feld auftreten kann. Denkbare räumlich homogene Kompromisszustände, die sowohl Cooper-Paare enthalten als auch partiell magnetisch polarisierbar sind, können dagegen nicht stabil sein.

### Räumlich modulierte Supraleitung

Die allgemeinen Überlegungen zeigen, dass sich in hohen Magnetfeldern mit  $(\mathbf{k}\uparrow, -\mathbf{k} + \mathbf{q}\downarrow)$ -Paarzuständen, deren Schwerpunktimпульs  $\mathbf{q}$  endlich ist, die Energie stärker absenken lässt als mit homogenen Zuständen. Die Energiebetrachtungen legen jedoch nur den Betrag von  $\mathbf{q}$  fest. Die Impulsrichtung ist im Allgemeinen nicht eindeutig festgelegt, da meist mehrere Paarzustände mit gleicher Energie, aber verschiedenen Richtungen existieren. Die geeignete Überlagerung

dieser entarteten Paarzustände ermöglicht es, die Energie weiter abzusenken. Dabei entstehen Zustände mit periodisch modulierten supraleitenden Dichten, die durch magnetisierbare normale Domänenwände getrennt sind (Abb. 2). Die optimalen Zustände zu berechnen, ist recht kompliziert. In realen Metallen sind durch die Anisotropie des Gitters meist gewisse Vektoren ausgezeichnet.

Die periodisch modulierten FFLO-Zustände treten nur bei tiefen Temperaturen  $T < T^* = 0,56 T_c$  auf. Für  $T^* < T < T_c$  gibt es dagegen nur den homogenen Supraleiter bei niedrigen Magnetfeldern  $B < B_{c2}(T)$  und den Normalzustand für  $B > B_{c2}(T)$ . Die Temperatur  $T^*$  markiert den trikritischen Punkt im Phasendiagramm (Abb. 3). Beim Vergleich mit Phasendiagrammen realer Supraleiter ist jedoch zu berücksichtigen, dass Effekte wie die kristalline Anisotropie, eine elektronische Restwechselwirkung sowie starke Elektron-Phonon-Kopplung die relative Stabilität der verschiedenen Phasen beeinflussen und daher den Verlauf der Phasengrenzlinien quantitativ ändern können.

### Experimentelle Evidenz

In der Natur gibt es nicht viele Materialien, die als Kandidaten für FFLO-artige Supraleitung infrage kommen [6]. Vor allen Dingen sollte der oft dominierende Orbitaleffekt in diesen Supraleitern vernachlässigbar sein, außerdem muss die mittlere freie Weglänge der Elektronen größer als die Kohärenzlänge des Supraleiters sein, da diese ja der typischen Wellenlänge des FFLO-Zustandes entspricht.

Besonders eignen sich quasi-zweidimensionale organische Supraleiter zum Studium möglicher FFLO-Zustände bei hohen Magnetfeldern. Diese zeichnen

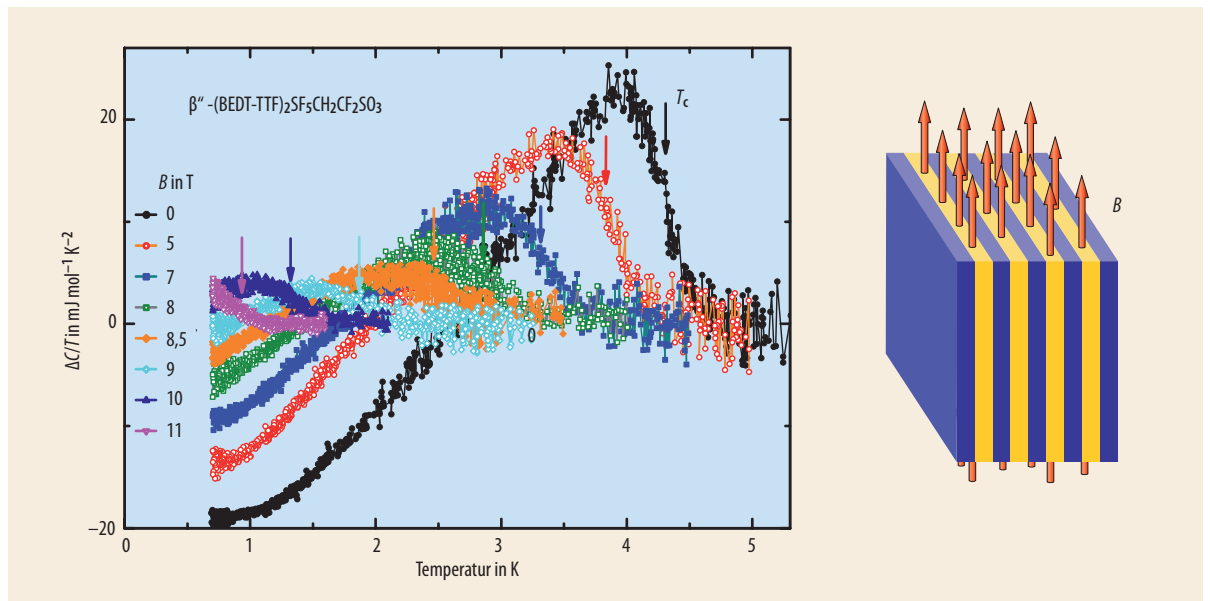
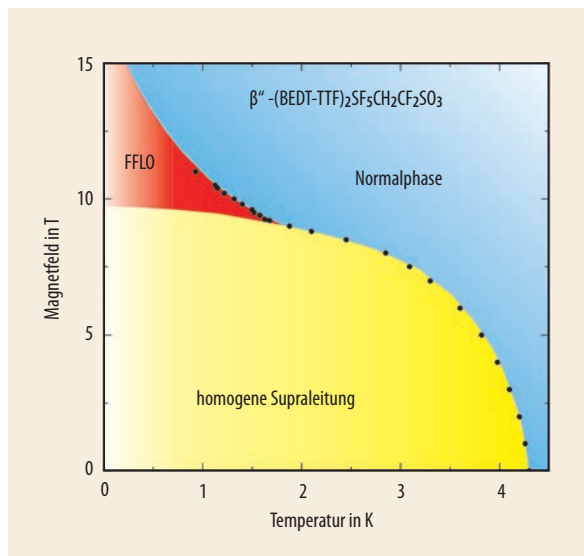


Abb. 4 In dem untersuchten quasi-zweidimensionalen organischen Supraleiter weist  $\Delta C/T$ , die Differenz der spezifischen Wärmen im supra- bzw. normalleitenden Zustand geteilt durch die Temperatur,

deutliche Anomalien auf. Daraus lassen sich die Übergangstemperaturen zur Supraleitung (vertikale Pfeile) als Funktion des Magnetfelds bestimmen, die in das Phasendiagramm eingehen (Abb. 5). Das

Magnetfeld ist parallel zu den supraleitenden Ebenen orientiert (rechts, blau). Der magnetische Fluss (Pfeile) wird in den nicht supraleitenden Anion-Ebenen konzentriert („intrinsic pinning“).



**Abb. 5** Für Magnetfelder unterhalb des Pauli-Grenzwerts existiert homogene Supraleitung mit Gesamtimpuls Null (gelb). Oberhalb dieses Magnetfelds legen die Daten die Existenz des FFLO-Zustands nahe (rot). Evidenz dafür ist die theoretisch vorhergesagte geänderte Krümmung der Phasengrenzlinie zur Normalphase bei tiefen Temperaturen und hohen Magnetfeldern.

sich durch ihre Schichtstruktur aus gut leitfähigen organischen und fast isolierenden Anion-Zwischenschichten aus. Damit ist auch ihre elektronische Struktur äußerst anisotrop, für einige Materialien sogar ideal zweidimensional [7]. Legt man nun ein Magnetfeld möglichst parallel zu den Schichten an (Abb. 4, Inset), so richten sich in der Shubnikov-Phase die Flusslinien in den energetisch günstigsten Bereichen, den isolierenden Zwischenschichten, aus. Dadurch wird der Orbitaleffekt (Abschirmströme) sehr stark unterdrückt. In der Tat ist es möglich, aus der kaum reduzierten kritischen Temperatur bei niedrigen Feldern abzuschätzen, dass das orbitale kritische Magnetfeld für den hier untersuchten organischen Supraleiter etwa 75 T beträgt [8].

Damit ist die Supraleitung für diese Magnetfeldorientierung nur durch den Spin-Effekt unterdrückt, und der FFLO-Zustand kann auftreten. Thermodynamische Messungen der spezifischen Wärme eignen sich besonders, um das Phasendiagramm der Supraleitung zu ermitteln. Die Anomalien beim Phasenübergang vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand lassen sich besonders gut erkennen, wenn man von den Messungen jeweils die spezifische Wärme im normalleitenden Zustand, gemessen im überkritischen Magnetfeld von 14 T, abzieht und die resultierende Differenz  $\Delta C$  durch die Temperatur teilt (Abb. 4). Für den organischen Supraleiter  $\beta''$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>SF<sub>5</sub>CH<sub>2</sub>CF<sub>2</sub>SO<sub>3</sub> beträgt der elektronische Beitrag zur spezifischen Wärme bei  $T_c = 4,3$  K nur etwa drei Prozent der gesamten Wärmekapazität [8].

Messungen der spezifischen Wärme erlauben es, die Phasengrenze zwischen dem Normalzustand und der Supraleitung über einen großen Magnetfeld- und Temperaturbereich zu bestimmen (Datenpunkte im

Phasendiagramm, Abb. 5). Bei kleinen Magnetfeldern ändert sich die kritische Temperatur nur wenig – wie oben erwähnt ist das ein klarer Nachweis für vernachlässigbare orbitale Effekte. Bei höheren Magnetfeldern wird die magnetische Polarisation immer wichtiger und die Phasengrenzlinie verläuft zunehmend flacher, fast horizontal. Das Pauli-Limit beträgt für den hier untersuchten Supraleiter etwa 9,8 T. (Dieser Wert lässt sich aus der Höhe der Anomalie in der spezifischen Wärme bei  $T_c$  im Nullfeld abschätzen.) Unterhalb von etwa 1,7 K ändert sich die Krümmung der Phasengrenzlinie, und Supraleitung existiert selbst oberhalb des Pauli-Limits – ein klares Indiz für die Existenz einer FFLO-Phase [8].

Ein sehr ähnliches Phasendiagramm zeigte sich auch in einem anderen quasi-zweidimensionalen organischen Supraleiter,  $\kappa$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>Cu(NCS)<sub>2</sub> [9]. Durch das höhere  $T_c$  von etwa 9,1 K sind hier jedoch Magnetfelder von mehr als 21 T nötig, um die Krümmungsänderung zu beobachten. Für diesen Supraleiter gelang es durch Messungen der Magnetisierung als Funktion des Magnetfelds, auch thermodynamische Evidenzen für den Phasenübergang von der homogenen supraleitenden in die FFLO-Phase zu detektieren [10]. Ebenso zeigen Messungen der Kernspinresonanz (NMR), dass es zwischen der homogenen und normalleitenden Phase noch eine mikroskopisch modifizierte supraleitende Phase – die FFLO-Phase – geben muss [11, 12].

All diese Messungen geben sehr starke Evidenzen für die Existenz der FFLO-Supraleitung, können jedoch die räumliche Struktur des supraleitenden Ordnungsparameters nicht auflösen. Dazu wären mikroskopische Messmethoden nötig, die auf die periodische Modulation der supraleitenden Cooper-Paar-Dichte bzw. die damit verbundene Modulation des Magnetfelds sensitiv sind. Prinzipiell kann dies die elastische Neutronenstreuung leisten, jedoch sind zum einen sehr hohe Magnetfelder in genauer Orientierung nötig und zum anderen ist der zu erwartende Kontrast durch die Feldmodulation im FFLO-Zustand vermutlich sehr gering, sodass solche Experimente eine große Herausforderung darstellen.

## Ausblick

Eine Vielzahl von Experimenten weist darauf hin, dass der lange gesuchte FFLO-Zustand in quasi-zweidimensionalen organischen Supraleitern in hohen Magnetfeldern auftritt. Dieses Ergebnis ist auch jenseits der Physik der kondensierten Materie von Bedeutung. Suprafluide Phasen, die durch die Bildung von Cooper-Paaren gekennzeichnet sind, treten in ganz allgemeinen Fermionensystemen auf. Räumlich modulierte FFLO-Zustände, welche die Translationsinvarianz spontan brechen, sind immer dann zu erwarten, wenn in einer mehrkomponentigen Suprafluidität ein Überschuss einer Komponente auftritt. In dem hier behandelten Beispiel sind es die Elektronen

mit Spin parallel zum äußeren Magnetfeld. Die Überlegungen lassen sich direkt auf ultrakalte Atome, Kernmaterie oder dichte Quarksysteme übertragen, da die BCS-Theorie im Grenzfall schwacher Kopplung nicht von Details abhängt. Da die erwähnten Systeme im Wesentlichen durch die gleiche Theorie beschrieben werden, geben Untersuchungen an supraleitenden Metallen in hohen Magnetfeldern oder an ultrakalten Atomen Einblicke in Phänomene, die in der Hochenergie, Nuklear- oder Astrophysik zu erwarten sind.

### Danksagung

Die Autoren danken Peter Fulde für viele anregende Diskussionen.

### Literatur

- [1] G. Zwicknagl und J. Wosnitza, in: BCS: 50 Years, L. N. Cooper und D. Feldman (Hrsg.), World Scientific, Singapore (2011), S. 337; Int. J. Mod. Phys. B **24**, 3915 (2010)
- [2] P. Fulde und R. A. Ferrell, Phys. Rev. **135**, A550 (1964)
- [3] A. I. Larkin und Y. N. Ovchinnikov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **47**, 1136 (1964) [Sov. Phys. JETP **20**, 762 (1965)]
- [4] C. Kittel, Einführung in die Festkörperphysik, Anhang H: Cooper-Paare, 15. Auflage, Oldenbourg Wissenschaftsverlag, München (2013); J. Schmalian, Physik Journal, Juni 2011, S. 37
- [5] B. S. Chandrasekhar, Appl. Phys. Lett. **1**, 7 (1962); A. M. Clogston, Phys. Rev. Lett. **9**, 266 (1962)
- [6] R. Hott, R. Kleiner, T. Wolf und G. Zwicknagl, Applied Superconductivity (Hrsg: P. Seidel) Vol. I, Wiley-VCH, Berlin (2015) S. 26
- [7] J. Wosnitza, Phys. Blätter, April 2000, S. 41
- [8] R. Beyer, B. Bergk, S. Yasin, J. A. Schlueter und J. Wosnitza, Phys. Rev. Lett. **109**, 027003 (2012)

- [9] R. Lortz, Y. Wang, A. Demuer, P. H. M. Böttger, B. Bergk, G. Zwicknagl, Y. Nakazawa und J. Wosnitza, Phys. Rev. Lett. **99**, 187002 (2007)
- [10] B. Bergk, A. Demuer, I. Sheikin, Y. Wang, J. Wosnitza, Y. Nakazawa und R. Lortz, Phys. Rev. B **83**, 064506 (2011)
- [11] J. A. Wright, E. Green, P. Kuhns, A. Reyes, J. Brooks, J. Schlueter, R. Kato, H. Yamamoto, M. Kobayashi und S. E. Brown, Phys. Rev. Lett. **107**, 087002 (2011)
- [12] H. Mayaffre, S. Krämer, M. Horvatić, C. Berthier, K. Miyagawa, K. Kanoda und V. F. Mitrović, Nat. Phys. **10**, 928 (2014)

### DIE AUTOREN

**Gertrud Zwicknagl** (FV Tiefe Temperaturen) studierte Physik an der LMU München und wurde 1979 an der Universität zu Köln promoviert. Danach war sie Postdoc an der Cornell University und wissenschaftliche Mitarbeiterin am Max-Planck-Institut für Festkörperforschung in Stuttgart. Sie habilitierte sich 1991 an der TU Darmstadt. Seit 1998 ist sie Professorin für Theoretische Physik an der TU Braunschweig.



**Jochen Wosnitza** (FV Tiefe Temperaturen, Magnetismus) studierte Physik an der RWTH Aachen und promovierte 1988 an der Universität Karlsruhe (jetzt KIT). Nach einem Forschungsaufenthalt im Argonne National Laboratory habilitierte er 1995 ebenfalls in Karlsruhe. 2001 wurde er Professor an der TU Dresden. Seit 2004 ist er gleichzeitig Direktor des Hochfeld-Magnetlabors Dresden am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf.

