

## Paare auf getrennten Wegen

*In Nanostrukturen aus Supraleitern und Ferromagneten lassen sich die Elektronen von Cooper-Paaren räumlich trennen.*

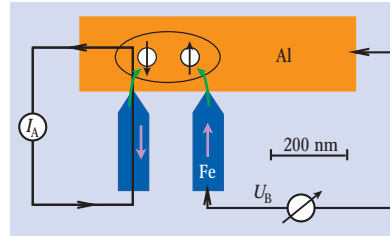
Die Miniaturisierung von elektronischen Bauelementen rückt eine Eigenschaft in den Vordergrund, die typisch für quantenmechanische Phänomene ist: die Nichtlokalität. Nichtlokale Effekte treten dann auf, wenn die Dimensionen der betrachteten Bauelemente von derselben Größenordnung sind wie die typischen Längenskalen der beteiligten quantenmechanischen Phänomene. Im Falle eines Supraleiters ist das zum Beispiel die Kohärenzlänge  $\xi$ , die die typische Ausdehnung eines Cooper-Paars angibt. Wenn zwei Kontakte an einen Supraleiter so angebracht werden, dass ihre Entfernung voneinander vergleichbar mit der supraleitenden Kohärenzlänge ist, treten nichtlokale Effekte auf. Diese werden dadurch ermöglicht, dass Cooper-Paare erzeugt oder vernichtet werden, die sich über einen Bereich erstrecken, der die beiden Kontaktregionen mit einschließt. Von besonderem Interesse hierbei ist die sog. Kreuz-Andreev-Reflexion [3]. Wie weiter unten erklärt wird, lassen sich solche Effekte nur mit ferromagnetischen Zuleitungen beobachten. Die Wechselwirkung von Supraleitung und Ferromagnetismus wird seit einiger Zeit intensiv untersucht, da sie vielversprechende Effekte bietet, die sich für das sich rasch entwickelnde Gebiet der Nanoelektronik verwenden lassen. Nanostrukturen eröffnen die Möglichkeit, die Konkurrenz zwischen verschiedenen langreichweitigen Ordnungen in kontrollierter Weise zu untersuchen.

Die Gruppe um H. v. Löhneysen aus Karlsruhe berichtet nun erstmals von Experimenten, die den theoretischen Arbeiten über Kreuz-Andreev-Reflexionen experimentelle Unterstützung geben [1]. In den betrachteten Experimenten wird ein Supraleiter (Aluminium,  $\xi \approx 200\text{--}300\text{ nm}$ ) mit ferromagnetischen Eisendrähten kontaktiert (Abb. 1). Während durch einen der Kontakte ein Strom  $I_A$  fließt, wird die Spannung  $U_B$  über den benachbarten Kontakt gemessen. Auf diese Weise wird ein nichtlokaler Widerstand

$$R_{AB} = U_B / I_A$$

definiert. Durch Variation des Ab-

stands der beiden Kontakte lässt sich die für diesen nichtlokalen Widerstand charakteristische Längenskala bestimmen. In den Experimenten von Beckmann, Weber und von Löhneysen zeigt sich, dass diese typische Längenskala mit der Kohärenzlänge im Supraleiter zusammenfällt. Übersteigt der Abstand der beiden Kontakte diese Kohärenzlänge, verschwindet der



**Abb. 1:** Supraleitendes Aluminium wird mit zwei ferromagnetischen Eisenzuleitungen kontaktiert, die hier entgegengesetzt magnetisiert sind. Eine nichtlokale Spannung  $U_B$  wird durch einen Strom  $I_A$  hervorgerufen. Diese entsteht dadurch, dass ein Cooper-Paar aus zwei Elektronen gebildet wird, die aus jeweils verschiedenen Kontakten herrühren. Dieser Prozess ist relevant, wenn der Abstand der Zuleitungen vergleichbar mit der Ausdehnung eines Cooper-Paars ist.

nichtlokale Widerstand exponentiell. Dies ist suggestiv für eine Interpretation, bei der Cooper-Paare beteiligt sind.

Zum Verständnis dieses Effekts ist das Phänomen der Andreev-Reflexion wichtig [2]. Kontaktiert man einen Normalleiter und einen Supraleiter, dann können Leitungselektronen aus dem Normalleiter nicht in den Supraleiter eindringen, wenn sich ihre Energie in dem Bereich der Energielücke des Supraleiters befindet. Stattdessen bildet bei der Andreev-Reflexion das einfallende Leitungselektron zusammen mit einem weiteren Elektron entgegengesetzten Impulses und Spins aus dem Normalleiter ein Cooper-Paar im Supraleiter und hinterlässt im Normalleiter ein Loch nahe der Fermi-Kante. Diese Lochanregung hat die entgegengesetzte Ladung und Geschwindigkeit zum einfallenden Elektron und trägt somit einen Strom in dieselbe Richtung wie dieses.

Im betrachteten Experiment ist nun der Abstand zwischen den beiden Kontakten vergleichbar mit der Ausdehnung eines Cooper-Paars. Das ermöglicht, dass das Cooper-Paar nicht wie bei der gewöhnlichen Andreev-Reflexion aus zwei Elektronen desselben ferromag-

netischen Drahtes erzeugt wird, sondern aus jeweils einem Elektron der beiden Drähte, wie in Abb. 1 gezeigt. Das führt dazu, dass das zurückgelassene Loch nicht in demselben Draht wie das ankommende Elektron, sondern im anderen Draht erzeugt wird. Dieser Effekt wird Kreuz-Andreev-Reflexion genannt [3]. Natürlich kann abhängig von der Richtung des Stromes  $I_A$  auch der umgekehrte Prozess stattfinden, nämlich das Aufbrechen eines Cooper-Paars, wobei die beiden beteiligten Elektronen mit entgegengesetztem Spin jeweils durch verschiedene Kontakte entweichen.

Es gibt noch eine weitere Möglichkeit einer nichtlokalen Reflexion. Das ist das Tunneln eines Leitungselektrons von einem Draht zum anderen über virtuelle Zustände im Supraleiter. Dieser Effekt wird elastisches Kotunneln genannt [4]. Da bei der Kreuz-Andreev-Reflexion ein Cooper-Paar aus zwei Teilchen entgegengesetzten Spins gebildet wird, wird dieser Effekt bevorzugt, wenn die beiden ferromagnetischen Drähte entgegengesetzt magnetisiert sind, wie in Abb. 1 gezeigt [3]. Im Gegensatz dazu wird der Effekt des elastischen Kotunnelns bevorzugt, wenn die Drähte gleich magnetisiert sind, da der Teilchenspin bei diesem Prozess erhalten bleibt. Ferromagnetische Zuleitungen sind entscheidend für die Realisierung der nichtlokalen Effekte im erwähnten Experiment. Verwendet man nämlich unmagnetische Normalleiter als Zuleitungen, dann heben sich für realistische Kontakte die nichtlokalen Beiträge von Kreuz-Andreev-Reflexion und elastischem Kotunneln zum großen Teil gegenseitig auf, und der resultierende nichtlokale Widerstand wird sehr klein. Ferromagnetische Zuleitungen verstärken jeweils einen der beiden Effekte auf Kosten des anderen, was die nichtlokalen Effekte im Experiment erst beobachtbar macht.

Da die reflektierten Löcher von den einfallenden Elektronen räumlich separiert sind, lassen sich Kreuz-Andreev-Korrelationen dazu benutzen, um verschränkte Elektronenzustände herzustellen [5]. Inwieweit man die beteiligten Elektronen eines solchen Zustands in den Zuleitungen voneinander trennen kann, ist eine interessante Frage der gegenwärtigen Forschung. Verschränkte Elektronenzustände sind wichtig für Anwendungen in Quantencomputern. Die Experimente

von Beckmann et al. könnten somit einen Beitrag bei der Entwicklung von Bauelementen darstellen, die für Quantencomputer eine Rolle spielen.

MATTHIAS ESCHRIG

- [1] D. Beckmann, H. B. Weber und H. v. Löhneysen, Phys. Rev. Lett. **93**, 197003
- [2] A. F. Andreev, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **46**, 1823 (1964) [Sov. Phys. JETP **19**, 1228 (1964)]
- [3] G. Deutscher und D. Feinberg, App. Phys. Lett. **76**, 487 (2000)
- [4] D. V. Averin und Yu. V. Nazarov in Single Charge Tunneling, hrsg. von H. Grabert und M. H. Devoret, Plenum Press, New York (1992)
- [5] M. S. Choi, Ch. Bruder und D. Loss, Phys. Rev. B **62**, 13569 (2000)

## Lokal angeregt, ganz diskret

**In nichtlinearen räumlich diskreten Systemen sind lokalisierte Moden generisch – wie jüngst auf atomarer Skala bestätigt.**

Festkörper besitzen aufgrund ihrer diskreten Translationssymmetrie räumlich ausgedehnte wellenartige Anregungen, etwa Gitterschwingungen (Phononen), Spinanregungen (Magnonen) und verschiedene elektronische Anregungen mit einer entsprechenden Bandstruktur. Seit ca. 80 Jahren ist bekannt, dass bei Verletzung der Translationsinvarianz, z. B. durch Defekte oder Unordnung, räumlich lokalisierte Anregungen entstehen können. Dieses Lehrbuchwissen wurde seit Ende der 1980-er Jahre wesentlich erweitert, als man erkannte, dass die Nichtlinearität in einem translationsinvarianten räumlich diskreten System zu lokalisierten Anregungen führen kann. Während letztere in räumlich kontinuierlichen nichtlinearen Systemen nur unter starken Einschränkungen (Eindimensionalität, Integrierbarkeit usw.) vorkommen, existieren lokalisierte Anregungen auf diskreten nichtlinearen Gittern als generische Lösungen der zugrunde liegenden Bewegungsgleichungen, unabhängig von der Gitterdimension, der konkreten Form der Bewegungsgleichungen, der Anzahl der Freiheitsgrade pro Gitterplatz etc. Neben einer Reihe von beeindruckenden, vom Standpunkt der Physik sehr unterschiedlichen Experimenten zum Nachweis dieser in der Literatur oft als intrinsisch lokalisierte Moden (ILM), Discrete

Breather (DB) oder diskrete Solitonen (DS) bezeichneten Anregungen, gelang nun an der Cornell University auch der direkte Nachweis von räumlich lokalisierten Spinanregungen auf atomarer Skala für den uniaxialen Antiferromagneten  $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$  [1], nachdem ihre Existenz bereits vor fünf Jahren indirekt nachgewiesen wurde [2].

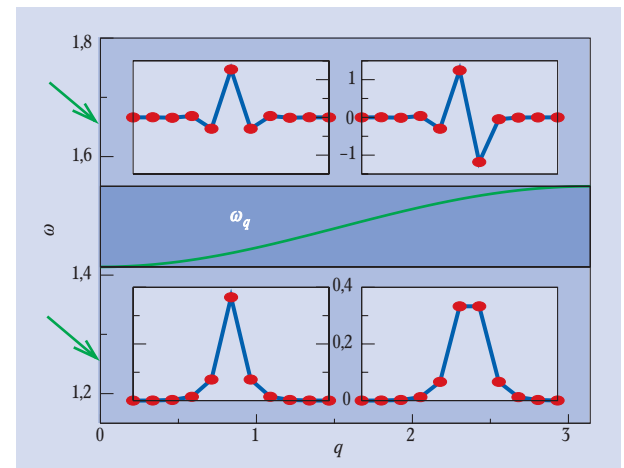
Theoretische Untersuchungen dieser Anregungen wurden bereits 1970 von Ovchinnikov durchgeführt [3] und später von Sievers und Takeno im Zusammenhang mit Gitterschwingungsmodellen fortgesetzt [4]. Seitdem sind zahlreiche Arbeiten zum mathematischen Verständnis der dynamischen Lokalisierung erschienen [5]. Kurz gefasst, wird ein räumliches translationsinvariantes Gitter mit einem Freiheitsgrad pro Gitterpunkt betrachtet. Nichtlineare Bewegungsgleichungen, die eine im Allgemeinen kurzreichweitige Wechselwirkung auf dem Gitter beinhalten, beschreiben die Dynamik. Unter der Annahme eines klassischen Grundzustandes, der einem Energieminimum entspricht, führt die Linearisierung der Bewegungsgleichungen zu Lösungen in der Form von ebenen Wellen mit einer Dispersionsrelation  $\omega_q$ , die die Frequenzabhängigkeit der ebenen Welle von dem Wellenvektor  $q$  beschreibt. Das Frequenzspektrum  $\omega_q$  ist aufgrund des räumlichen Gitters beschränkt und kann außerdem eine Reihe von verbotenen Bereichen besitzen. Kehrt man nun zum allgemeinen nichtlinearen Problem zurück, so führt die Nichtlinearität zu geänderten Schwingungsfrequenzen und damit nichtlinearen Anregungen mit Frequenzen  $\Omega_b \neq \omega_q$ . Gilt auch für alle Vielfachen der Grundfrequenz einer Anregung  $k\Omega_b \neq \omega_q$ , so erhält man neben einer Vielzahl anderer Lösungen exakte zeitperiodische und räumlich lokalisierte Anregungen – ILMs (Abb. 1). Dies ist im allgemeinen nur für beschränkte Spektren  $\omega_q$  möglich, und schließt damit den Fall von räumlich kontinuierlichen nichtlinearen Feldgleichungen aus.

Angesichts der wenigen Voraussetzungen lassen sich ILMs in räumlich diskreten Systemen spielend auf Rotations- und Spinfreiheitsgrade verallgemeinern. ILM-Anregungen wurden inzwischen direkt in Systemen wechselwirkender Josephson-Kontakte, wechselwirkender nichtlinearer optischer Wellenleiter, getriebenen mikromechanischen

Systemen und Bose-Einstein-Kondensaten auf optischen Gittern beobachtet. Weitere indirekte Beobachtungen gelangen an Einkristallen aus PtCl-Verbindungen sowie in intrinsischen Stapelkontakten von Hochtemperatur-Supraleitern [6]. Für Staubplasmakristallen wurde ihre Existenz vorhergesagt.

Während ILMs in den meisten Experimenten auf  $\mu\text{m}$ -Skalen lokalisieren, demonstriert das neue Experiment von Sato und Sievers ihre Natur auf atomaren Skalen. Die Spins der untersuchten Verbindung sind in einer Ebene stark ferromagnetisch, zwischen den Ebenen aber schwach antiferromagnetisch

Dr. Matthias Eschrig, Institut für Theoret. Festkörperphysik, Universität Karlsruhe, 76128 Karlsruhe



**Abb. 1:** Das Frequenzspektrum  $\omega_q$  (grüne Linie) für eine Kette wechselwirkender anharmonischer Oszillatoren. Die grünen Pfeile markieren zwei ausgewählte ILM-Frequenzen. Diesen entsprechen die gezeigten ausgewählten räumlichen Profile von lokalisierten Anregungen verschiedener Symmetrie [6].

gekoppelt. In [2] wurde das System mit einem starken elektromagnetischen Wechselfeld knapp unterhalb des Spinwellen-Bandes kleinamplitudiger Anregungen getrieben. Spinwellen werden mit wachsender Amplitude instabil und zerfallen in stark nichtlineare, räumlich getrennte ILMs mit Frequenzen in der Bandlücke unterhalb des Spinwellen-Bandes. Für diese ILMs wird eine charakteristische Lokalisierungslänge von der Größenordnung zwischenatomarer Abstände erwartet.

Sato und Sievers verwenden einen zusätzlichen Puls bei der Frequenz  $f_2$ , um frequenznahe ILMs phasenstarr zu koppeln und somit vor einem zu schnellen Zerfall zu bewahren. ILM-Anregungen bei der Frequenz  $f_2$  transformieren ein Probenfeld mit Frequenz  $f_3$  in eine Emissionswelle bei der Detektorfrequenz  $f_{\text{det}} = 2f_2 - f_3$ , deren Amplitude proportional zur Energie und Anzahl der ILMs ist. Sato und Sievers