

Mit Schwung durch die Hutkrempe

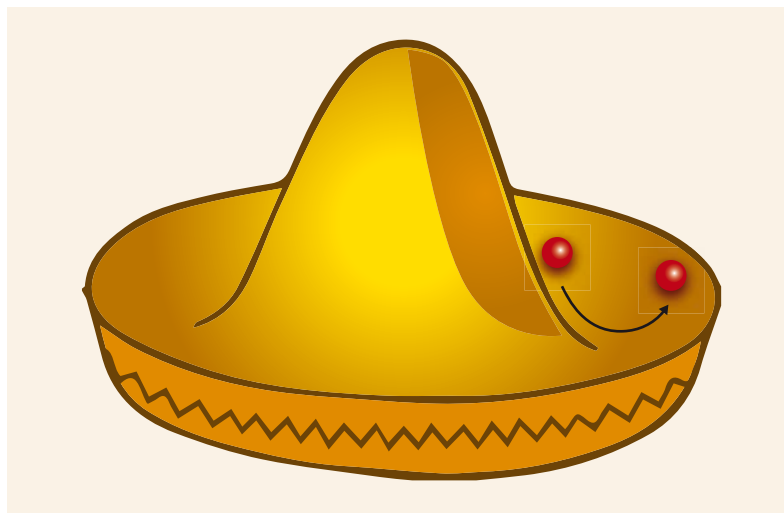
Die Higgs-Mode im „Mexican Hat“-Potential der freien Energie erklärt auch kollektive Anregungen der Supraleitung.

Dirk Manske und Martin Dressel

Supraleitung weist viele Analogien zur Hochenergiephysik auf. Auch die Idee, für die Peter Higgs und François Englert 2013 den Physik-Nobelpreis erhielten, hat ihren Ursprung in der Festkörperphysik. In einem „Mexican Hat“-Potential gibt es eine elementare Anregung entlang des Radius der Hutkrempe: die massebehaftete Higgs-Mode. Neue Experimente an Supraleitern erlauben es, die Higgs-Mode direkt zu beobachten, sowohl im Gleichgewicht als auch im Nicht-Gleichgewicht, nachdem der Supraleiter mit einem kurzen Laserpuls angeregt wurde.

Im Jahr 1911 beobachtete Heike Kamerlingh Onnes, dass der Widerstand von Quecksilber unterhalb der Sprungtemperatur von $T_c = 4,2$ K verschwindet, und entdeckte damit das Phänomen der Supraleitung. Um Supraleitung zu verstehen, ist allerdings der damit verknüpfte, perfekte Diamagnetismus wichtiger. Zwanzig Jahre später gelang es Walther Meißner und Robert Ochsenfeld, dieses Phänomen nachzuweisen, das zum Meißner-Ochsenfeld-Effekt führt: Magnetfelder dringen nur exponentiell gedämpft in den Supraleiter ein, falls seine Temperatur unterhalb von T_c liegt. Die klassische London-Theorie beschreibt beide Phänomene. Manche Experimente sind aber nur mittels quantenmechanischer Modelle zu erklären.

Die Theorie von Bardeen, Cooper und Schrieffer erklärte 1957 alle Beobachtungen, die bis dahin an Supraleitern vorlagen. Der Meißner-Ochsenfeld-Effekt beruht demnach auf einem neuen Quantenzustand, bei dem alle Elektronen die gleiche Energie und den gleichen Wellenvektor besitzen. Aufgrund des Pauli-Prinzips ist dies nur für Bosonen möglich, sodass sich jeweils zwei Elektronen zu Cooper-Paaren zusammenschließen müssen. Die BCS-Theorie sagt voraus, dass sich in der Zustandsdichte unterhalb T_c eine Energielücke bildet, die gerade dem Doppelten des Ordnungsparameters der Supraleitung Δ entspricht (Abb. 1): Anregungen im Intervall $[-\Delta, \Delta]$ sind „verboten“. Um Elektronen im Supraleiter anzuregen, muss man diese Energielücke überwinden, die für einen BCS-Supraleiter $2\Delta = 3,53 \cdot k_B T_c$ beträgt. Bei einem Supraleiter mit $T_c = 12$ K ist dies mit elektromagnetischer Strahlung der Frequenz 1 THz bzw. der Wellenzahl 30 cm^{-1} möglich. Daher eignet sich die Terahertz-Spektroskopie dazu, die Dynamik der Elektronen im Supraleiter zu untersuchen.



In Supraleitung und Hochenergiephysik greift der gleiche Mechanismus: Die Higgs-Mode ist eine elementare Anregung im „Mexican Hat“-Potential.

Bereits 1958 bemerkte der spätere Nobelpreisträger Philip W. Anderson, dass sich das supraleitende Kondensat auch als Ganzes anregen lässt [1]. Betrachtet man die freie Energie eines Supraleiters als Funktion des komplexen Ordnungsparameters Δ , nimmt sie die Form eines Sombrero („Mexican Hat“) an. Anderson erkannte, dass für den Supraleiter im Grundzustand eine Variation der Phase möglich ist, ohne die freie Energie zu ändern: die Nambu-Goldstone-Mode (Abb. 2). Diese kollektive Anregung der Elektronen führt zu einer Dichteänderung, was aufgrund der Coulomb-Abstoßung der Elektronen relativ großer Energien bedarf. Diese Phasenmode entspricht im Wesentlichen der Plasmaschwingung der Elektronen im Festkörper.

KOMPAKT

- Ein „Mexican Hat“-Potential ergibt sich in jedem (quantenmechanischen) System mit einer geordneten Phase und besitzt eine Anregung entlang der Hutkrempe.
- Der Higgs-Mechanismus der Hochenergiephysik beschreibt den Meißner-Ochsenfeld-Effekt.
- Die experimentellen Möglichkeiten der Festkörperphysik sind variabler und weniger komplex als in der Hochenergiephysik.
- In Supraleitern verrät sich die Higgs-Mode durch Streu- und Absorptionsintensität in verbotenen Energiebereichen oder durch zeitabhängige Oszillationen des Ordnungsparameters der Supraleitung.

Prof. Dr. Dirk Manske, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Heisenbergstraße 1, 70569 Stuttgart; Prof. Dr. Martin Dressel, 1. Physikalisches Institut der Universität Stuttgart, 70550 Stuttgart

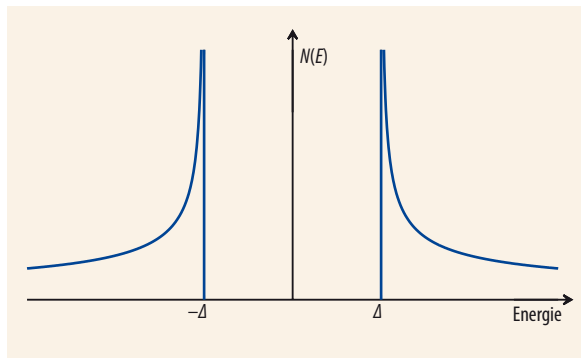


Abb. 1 Die Zustandsdichte $N(E)$ eines konventionellen, isotropen Supraleiters besitzt unterhalb der kritischen Temperatur T_c eine Energielücke der Breite 2Δ , wobei Δ der Ordnungsparameter der Supraleitung ist.

Die kleinen radialen Schwingungen im „Mexican Hat“, deren Anregung einer gewissen Energie bedarf, sind als Higgs-Mode bekannt, da Andersons Ideen auch in der Hochenergiephysik Anwendung fanden.

Peter Higgs nutzte Andersons Ansätze, um eine Antwort auf die Frage zu finden, wie Teilchen eine Masse bekommen [1, 2]. In Zerfallsprozessen der elektroschwachen Wechselwirkung postulierte er ein Teilchen, das der freien Energie die Form eines „Mexican Hat“ anstelle eines Paraboloids verleiht [2]. Die Nambu-Goldstone-Mode führt zu einer masselosen Anregung, während die Higgs-Mode als Anregung entlang der Hutkrempe den beteiligten W- und Z-Bosonen eine Masse gibt. Dieser Higgs-Mechanismus ist vollkommen analog zum Meißner-Ochsenfeld-Effekt, bei dem ein angelegtes Magnetfeld aus der supraleitenden Probe herausgedrängt wird. Unterhalb der supraleitenden Sprungtemperatur T_c erhalten die Photonen als Austauscheteilchen des Magnetfelds eine Masse in genauer Analogie zu den W- und Z-Bosonen, weil in beiden Fällen ein „Mexican Hat“-Potential die freie Energie beschreibt (Abb. 2).

Ein solches Potential ist in der Festkörperphysik häufig in geordneten Phasen unterhalb einer kritischen Temperatur zu erwarten. Diese Phasen weisen auch spontane Symmetriebrechung auf, z. B. in magne-

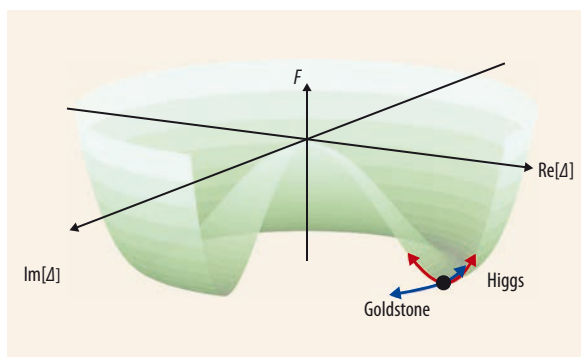


Abb. 2 Betrachtet man die freie Energie F eines Supraleiters als Funktion von Real- und Imaginärteil des Ordnungsparameters Δ , resultiert die Form eines „Mexican Hat“. Im Minimum sind zwei elementare Anregungen möglich: eine masselose Phasenmode entlang des Tals der Krempe (Goldstone, blau) und eine Amplitudenmode entlang des Radius der Krempe (Higgs, rot).

tischen Materialien oder Verbindungen mit einer Ladungsordnung. Obwohl die Analogie lange bekannt ist, blieben experimentelle Untersuchungen aus. Bei einer Amplitudenmode wie der Higgs-Mode ändert sich das Dipolmoment nicht, d. h. sie ist nicht infrarotaktiv und damit nicht im optischen Spektrum zu sehen. Obwohl sich die Polarisierbarkeit ändert, stößt auch Raman-Spektroskopie auf Schwierigkeiten. Die Energie der Higgs-Mode fällt in den Spektralbereich innerhalb der Energielücke 2Δ und ist damit in der Sprache der Spektroskopiker „verboten“.

Die Higgs-Mode im Gleichgewicht...

Die Higgs-Mode ist also im Allgemeinen in Raman-Streuung nicht zu beobachten. Allerdings bildet der schichtförmige Supraleiter 2H-NbSe₂ weit oberhalb T_c eine statische, langreichweitige Ladungsordnung aus (Ladungsdichtewelle oder CDW-Phase). Daher beschreibt bei $T_{CDW} = 33$ K ein „Mexican Hat“-Potential die freie Energie, und eine geordnete Phase existiert schon, während man die Temperatur auf $T = T_c$ absenkt. Unterhalb von T_c koppelt das supraleitende Kondensat an die Ladungsdichtewelle, sodass sich eine neue supraleitende Mode, die Higgs-Mode, ausbildet. Diese verschwindet im Experiment, falls die Supraleitung durch Druck oder durch Anlegen eines Magnetfeldes unterdrückt ist. Durch die Kopplung ist das Minimum des „Mexican Hat“-Potentials leicht nach innen verschoben. In 2H-NbSe₂ zeigt sich die Higgs-Mode mit inelastischer Raman-Streuung bei einer Wellenzahl von etwa 18 cm^{-1} , innerhalb der „verbotenen“ supraleitenden Energielücke 2Δ (Abb. 3). Littlewood und Varma deuteten diese Mode als kollektive Amplitudenmode der Supraleitung [3], die aufgrund der Kopplung an die Ladungsdichtewelle mit optischen Experimenten zu beobachten sein sollte [4]. Jüngere Untersuchungen einer Gruppe in Paris bestätigen diese Vorhersagen [5]. Sinkt die Temperatur unterhalb T_c weiter ab, verschiebt sich spektrales Gewicht von der CDW-Mode zur kollektiven Higgs-Mode. Das gesamte spektrale Gewicht bleibt dabei erhalten (Abb. 3).

Als unabhängigen Test, ob es sich wirklich um die Higgs-Mode im Gleichgewicht handelt, bieten sich Absorptionsmessungen an. Misst man die optische Leitfähigkeit in Anwesenheit von Störstellen, ist ein ähnlicher Effekt wie bei der Raman-Streuung zu erwarten. Die optische Leitfähigkeit zeichnet sich durch eine Deltafunktion bei $\omega = 0$ (d. h. dem verschwindenden Gleichstromwiderstand) aus, zeigt aber sonst eine supraleitende Energielücke bis zur Absorptionsenergie $\hbar\omega = 2\Delta$. Durch die Anwesenheit von Störstellen verläuft die Higgs-Mode innerhalb dieser Energielücke und folgt dem typischen Verlauf der Absorptionskante (Abb. 4), wie systematische Messungen in Stuttgart und Tel Aviv belegten [6].

Durch wachsende Unordnung in ultradünnen supraleitenden Filmen brechen immer mehr Cooper-Paare auf, sodass sich die Übergangstemperatur T_c in

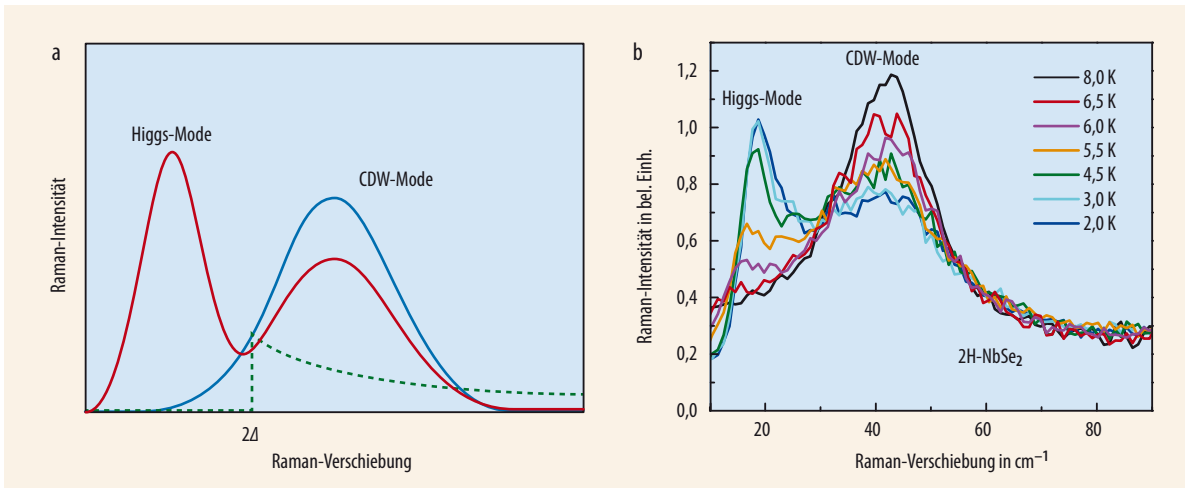


Abb. 3 Ein Material ohne Ladungsdichtewelle zeigt in einem inelastischen Raman-Streuexperiment unterhalb der supraleitenden Bindungsenergie 2Δ keine Streuintensität (grün, a). Existiert eine Ladungsdichtewelle, ergibt sich bereits oberhalb der Sprungtemperatur T_c unabhängig von 2Δ ein Peak (blau). Unterhalb der Sprungtemperatur T_c koppelt die CDW-Mode an das supraleitende Kondensat: Die Higgs-Mode, eine neue supraleitende Mode, bildet sich aus (rot). Sie befindet sich in der ursprünglich „verbotenen“ Region unterhalb von 2Δ [3, 5]. Die Ergebnisse eines inelastischen Raman-Streuexperimentes an $2H-NbSe_2$ -Einkristallen bestätigen dieses Modell [4]. Mit abnehmender Temperatur steigt die Intensität der Higgs-Mode auf Kosten der CDW-Mode bei konstanter Gesamtintensität an (b).

Richtung des absoluten Nullpunkts verschiebt: Der Supraleiter wird zum Isolator. Trotzdem zeigen Tunnelspektren weiterhin eine Energielücke [7]. Mit Hilfe durchstimmbarer, kohärenter THz-Strahlungsquellen und eines speziellen Mach-Zehnder-Interferometers lassen sich die komplexwertigen elektrodynamischen Eigenschaften verschiedener supraleitender Filme bis zu tiefen Temperaturen bestimmen [8]. In systematischen Experimenten an Filmen, die nur wenige Atomlagen dick sind, bleibt eine zusätzliche Absorption im eigentlich „verbotenen“ Spektralbereich von $\hbar\omega < 2\Delta$ bestehen. Sie ist auf Anregungen der kollektiven Higgs-Mode zurückzuführen, welche in der Nähe des Quantenphasenübergangs vom Supraleiter zum Isolator auftreten. Dort wird die Anregung stabil und koppelt linear an das Lichtfeld.

... und Nicht-Gleichgewicht

Um die Theorie der Supraleitung vollends zu bestätigen, sollte man die Higgs-Mode in allen Supraleitern nachweisen. Ein vielversprechender Ansatz ist es, die Higgs-Mode von außen anzuregen, z. B. durch einen Laserpuls, und sie damit in einem Nicht-Gleichgewichtszustand zu beobachten. Der Laserpuls verändert das „Mexican Hat“-Potential der freien Energie als Funktion der Zeit (Abb. 5a). Dadurch verschiebt sich das Minimum, um welches das nun angeregte supraleitende Kondensat oszilliert.

Die resultierenden Higgs-Anregungen im Nicht-Gleichgewicht weist man mit Pump-Probe-Experimenten nach [9–11]. Hierbei bringt ein erster Lichtpuls mit hoher Intensität (Pumpimpuls) den Supraleiter in einen angeregten Zustand und damit aus dem Gleichgewicht. Ein zweiter Lichtpuls (Probepuls) trifft auf diesen angeregten, meist kurzlebigen Zustand und ermöglicht damit dessen Nachweis. Variiert man die

Zeitverzögerung zwischen den beiden Pulsen, lässt sich die zeitliche Änderung, also die Oszillationen des supraleitenden Kondensats, untersuchen. Dabei sind drei wesentliche technische Herausforderungen zu meistern: Erstens muss die Intensität des Pumpimpulses gering sein (typisch nJ/cm^2), um nur sehr wenige Cooper-Pare aufzubrechen. Zweitens ist eine Absorp-

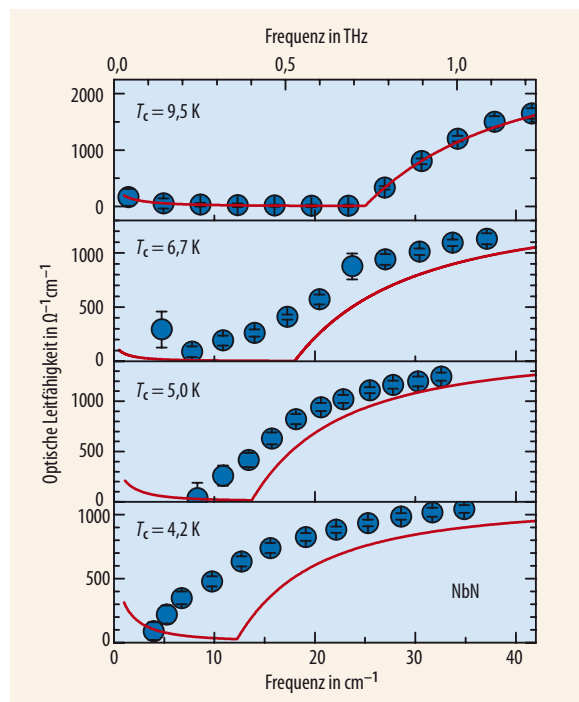


Abb. 4 Nimmt die Unordnung in NbN-Filmen zu (von oben nach unten), sinkt die Sprungtemperatur T_c . Tunnelspektren, die an denselben Proben gemessen wurden, zeigen, dass sich die Energielücke wie für starke Kopplung erwartet auf $2\Delta = 4,2 k_B T_c$ reduziert. Die hieraus berechnete Leitfähigkeit (rot) steigt erst oberhalb 2Δ auf endliche Werte an. Die gemessenen Daten (blau) starten jedoch schon innerhalb dieser Energielücke und liegen deutlich über der berechneten Leitfähigkeit, was auf Anregungen der Higgs-Mode hindeutet.

tionsenergie erforderlich, die etwa der supraleitenden Energielücke 2Δ entspricht. Drittens muss die Pulsdauer sehr kurz sein. Mit diesen drei Zutaten „schüttelt“ man das supraleitende Kondensat mit dem Lichtpuls, sodass es mit einer neuen, charakteristischen Frequenz antwortet, den Higgs-Oszillationen im Nicht-Gleichgewicht. Optimal ist es, wenn die Dauer des Pumpulses kürzer als \hbar/Δ ist. Dies entspricht einer schnellen, nicht-adiabatischen Änderung des „Mexican Hat“-Potentials (Abb. 5). Ist der Pumpuls zu breit oder besitzt das eingesetzte Licht eine Energie von einigen eV (sichtbarer Bereich), ist die Änderung adiabatisch: Das supraleitende Kondensat wird nicht ausreichend „geschüttelt“, um Higgs-Oszillationen zu erzeugen.

Welchen Gesetzmäßigkeiten folgen die Higgs-Oszillationen? Das „Schütteln“ des Kondensats bricht unweigerlich ein paar Cooper-Paare auf, sodass sich der Wert von Δ verringert. Für einen isotropen supraleitenden Zustand ergibt eine einfache Rechnung [12–15]:

$$|\Delta| = |\Delta_\infty| + \Gamma \cdot t^{-0.5} \cdot \cos\left(2 \frac{|\Delta_\infty|t}{\hbar} + \Phi\right). \quad (1)$$

Hierbei ist Δ_∞ der asymptotische Wert nach sehr langer Zeit t , also $\Delta(t \rightarrow \infty) = \Delta_\infty$ (Abb. 5). Die Intensität und die Breite des Pumpulses bestimmen die Amplitude Γ und die Phase Φ der Oszillationen. Die Frequenz der Oszillationen ist eine Funktion des asymptotischen Wertes Δ_∞ . Indem man die Intensität des Pumpulses durchstimmt, stellt man also auch die Frequenz der Oszillation gezielt ein. Gleichzeitig bricht durch eine leicht veränderte Intensität eine andere Anzahl von Cooper-Paaren auf. Mit dem Ordnungsparameter Δ ändert sich das „Mexican Hat“-Potential und auch Δ_∞ . Da die Frequenzen anderer Anregungen wie Phononen, Magnonen oder Orbitonen praktisch unabhängig von der eingestrahelten Intensität sind, lassen sich die Higgs-Oszillationen eindeutig zuordnen. Für supraleitendes Blei existieren realistische theoretische Berech-

nungen von Higgs-Oszillationen, die den Pumpuls berücksichtigen [14]. Die Resultate folgen der einfachen Gesetzmäßigkeit von Gl. (1). Die einhüllende Funktion zeigt wurzelförmiges Verhalten, das für die Dephasierung eines isotropen Ordnungsparameters der Supraleitung charakteristisch ist (Abb. 5c).

Eine Gruppe an der Tokyo University löste schließlich die drei genannten technischen Herausforderungen und beobachtete zum ersten Mal, wie sich die optische Leitfähigkeit eines supraleitenden $\text{Nb}_{1-x}\text{Ti}_x\text{N}$ -Films änderte, nachdem ihn ein schwacher Pumpulaser im THz-Bereich angeregt hat [16, 17]. Die resultierende zeitliche Entwicklung des maximal-transmittierten elektrischen Laserfeldes zeigt deutliche Oszillationen (Abb. 6). Mit der Anregungsintensität ändert sich die Frequenz der Higgs-Oszillationen gemäß Gl. (1). Exakte Rechnungen für die Änderung der optischen Leitfähigkeit stimmen gut mit den experimentellen Daten überein [14]. Weitere Experimente dieser Art haben bestätigt, dass es sich hierbei um die vorhergesagten Higgs-Oszillationen im Nicht-Gleichgewicht handelt [18].

Analog zur Higgs-Mode in Supraleitern gelang es in jüngster Zeit, weitere Amplitudenmoden in Quantensystemen mit gebrochener Symmetrie zu beobachten. Oft ist die Analogie zum Higgs-Mechanismus nicht so vollständig wie bei der Supraleitung. Als Higgs-Moden bezeichnet man die Amplitudenmoden von Materialien, die unterhalb einer Ordnungstemperatur eine spontane Symmetriebrechung aufweisen und daher ein „Mexican Hat“-Potential besitzen. Um sie experimentell zu untersuchen, kommen sehr unterschiedliche Methoden zum Einsatz. Beispielsweise zeigte sich an dem Antiferromagneten TlCuCl_3 eine longitudinale Higgs-Anregung in der Nähe des quantenkritischen Punkts in inelastischer Neutronenstreuung [19]. Am Mott-Übergang von neutralen ^{87}Rb -Atomen in einem zweidimensionalen optischen Gitter findet sich eine kollektive Higgs-Mode, die sich ebenfalls durch Gl. (1)

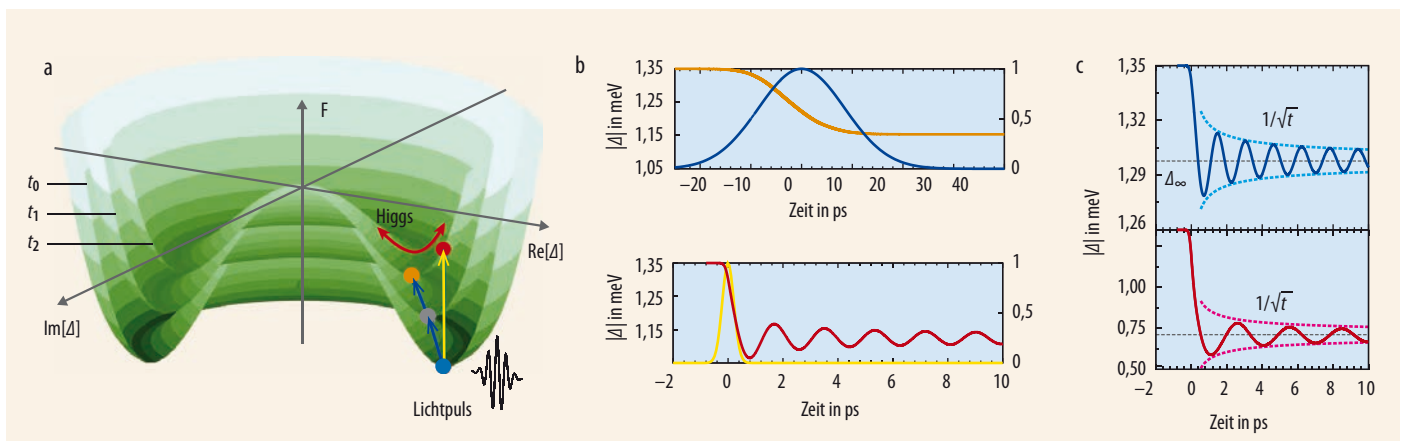


Abb. 5 Eine Anregung durch einen Lichtpuls verändert die freie Energie als Funktion der Zeit (a). Ist der Lichtpuls sehr breit (blau), ändert sich die freie Energie adiabatisch, und der Ordnungsparameter Δ oszilliert nicht (orange). Ein sehr kurzer Lichtpuls (Pulsdauer $\tau < \hbar/\Delta$) führt zu einer nicht-adiabatischen Änderung der freien

Energie (gelb). Das System befindet sich nicht mehr im Minimum des Potentials, und der Ordnungsparameter Δ oszilliert (rot). Aufgrund der radialen Schwingung im Potential spricht man von Higgs-Oszillationen (b). Im konventionellen Supraleiter Blei stellt sich in einer Berechnung sehr lange Zeit nach der Anregung durch den

Pumpuls der Wert $\Delta_\infty = \Delta(t \rightarrow \infty)$ ein. Die Frequenz der Oszillation um Δ_∞ hängt nach Gl. (1) wie der Wert von Δ_∞ selbst von der Intensität des Pulses ab, da unterschiedlich viele Cooper-Paare aufgebrochen werden. Die wurzelförmige Dämpfung ist typisch für einen isotropen Ordnungsparameter der Supraleitung (c).

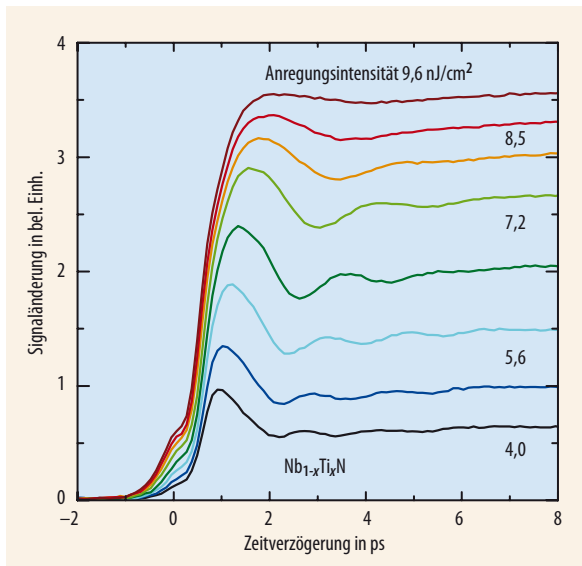


Abb. 6 In einem Pump-Probe-Experiment ändert sich die optische Transmission als Funktion der Zeitverzögerung. Man sieht mit abnehmender Anregungsintensität (von oben nach unten) die Higgs-Oszillationen des supraleitenden Kondensats im Nicht-Gleichgewicht deutlicher [16]. Die experimentellen Daten stimmen sehr gut mit theoretischen Vorhersagen für die optische Leitfähigkeit überein [13, 14].

beschreiben lässt [15], in der Eigenschwingung des superfluiden Kondensats [20].

Gekoppelte Higgs-Moden möglich

Der allgemeine Nachweis der Higgs-Mode in Supraleitern würde unser heutiges Verständnis der Supraleitung bestätigen. Für die Higgs-Mode im Gleichgewicht ist es wichtig zu verstehen, wie Unordnung im Supraleiter zu Zuständen innerhalb der supraleitenden Energielücke 2Δ führt. Neuere Rechnungen werfen hierzu Fragen auf [21]. Für die Higgs-Mode im Nicht-Gleichgewicht sind Experimente in Vorbereitung, welche die Oszillationen in zeitaufgelösten Raman-Streuxperimenten und winkelaufgelöster Photoemission detektieren sollen.

Neben der Betrachtung konventioneller Supraleiter ist aber auch die Detektion von Higgs-Moden in unkonventionellen Supraleitern, z. B. in d -Wellen-Supraleitern, erstrebenswert. Hier ist die Symmetrie des Ordnungsparameters reduziert, weil das Kondensat einen Drehimpuls besitzt und damit eine innere Struktur aufweist. Obwohl es nur eine Energielücke gibt, sind mehrere Higgs-Moden zu erwarten, weil der Parameter Γ in Gl. (1) vom Impuls abhängt. Ähnlich wie in der Atomphysik kann dies in d -Wellen-Supraleitern zu einer Spektroskopie der Higgs-Moden führen. Darüber hinaus sind auch Mehrband-Supraleiter interessant. Jedes Band besitzt einen eigenen Ordnungsparameter Δ . Diese Ordnungsparameter koppeln untereinander (Josephson-Effekt und Leggett-Mode). Damit gibt es auch mehrere Higgs-Moden, die eventuell ebenfalls koppeln, sodass neue resonante Higgs-Oszillationen entstehen könnten.

Im Bereich der kondensierten Materie ist es möglich, die Systeme zu variieren, indem man die Temperatur des Supraleiters oder die Eigenschaften des Laserpulses ändert. Damit ergibt sich im Vergleich zur Hochenergiephysik eine Vielzahl möglicher Experimente. Ob sich die Resultate am Ende auf die Hochenergiephysik übertragen lassen und damit vielleicht Einblick in derzeit noch nicht zugängliche Variablen gewähren, bleibt noch offen. Eines aber haben beide Gebiete gemeinsam: die Faszination der kollektiven Anregungen im „Mexican Hat“-Potential.

Literatur

- [1] P. W. Anderson, Phys. Rev. **110**, 985 (1958); Phys. Rev. **130**, 439 (1963)
- [2] P. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964); Comptes Rendus Phys. **8**, 970 (2007)
- [3] P. B. Littlewood und C. M. Varma, Phys. Rev. Lett. **47**, 811 (1981); Phys. Rev. B **26**, 4883 (1982); D. Pekker und C. M. Varma, Ann. Rev. Condens. Matter Phys. **6**, 269 (2015)
- [4] T. Cea und L. Benfatto, Phys. Rev. B **90**, 224515 (2014)
- [5] M.-A. Measson et al., Phys. Rev. B **89**, 060503 (2014)
- [6] D. Sherman et al., Nature Phys. **11**, 188 (2015)
- [7] D. Sherman et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 177006 (2012); D. Sherman et al., Phys. Rev. B **89**, 035149 (2014)
- [8] M. Dressel, Adv. Condens. Matter Phys **2013**, 104379 (2013); U. S. Pracht et al., IEEE Trans. THz Sci. Technol. **3**, 269 (2013)
- [9] R. A. Kaindl et al., Phys. Rev. B **72**, 060510 (2005)
- [10] L. Perfetti et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 197001 (2007)
- [11] R. P. Saichu et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 177004 (2009)
- [12] T. Papenkort et al., Phys. Rev. B **76**, 224522 (2007)
- [13] J. Unterhinninghofen, D. Manske und A. Knorr, Phys. Rev. B **77**, 180509 (2008)
- [14] A. P. Schnyder, D. Manske und A. Avella, Phys. Rev. B **84**, 214513 (2011); H. Krull, D. Manske et al., Phys. Rev. B **90**, 014515 (2014)
- [15] E. A. Yuzbashyan et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 097005 (2006) und 179905 (2006)
- [16] R. Matsunaga et al., Phys. Rev. Lett. **111**, 057002 (2013)
- [17] N. Tsuji et al., Science **345**, 1145 (2014)
- [18] B. Mansart et al., Proc. Natl. Acad. Sci. **110**, 4539 (2013)
- [19] C. Rüegg et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 205701 (2008)
- [20] M. Endres et al., Nature **487**, 454 (2012)
- [21] T. Cea et al., Phys. Rev. Lett. **115**, 157002 (2015)

DIE AUTOREN

Dirk Manske (FV Tiefe Temperaturen) wechselte nach seiner Promotion an der Uni Hamburg an die FU Berlin, wo er 2003 habilitierte. Im selben Jahr ging er an das MPI für Festkörperforschung, wo er seitdem eine Forschungsgruppe leitet. Seit 2012 ist er darüber hinaus außerplanmäßiger Professor an der FU Berlin und wissenschaftlicher Koordinator des Max-Planck-Centers an der UBC in Vancouver. 2013 und 2015 war er Gastprofessor an der Kyoto University und Tokyo University of Science.



Martin Dressel (FV Tiefe Temperaturen, Chemische Physik und Polymerphysik) verbrachte nach der Promotion in Göttingen mehrere Jahre als Postdoc in Göttingen, Vancouver und Los Angeles, ehe er an der TH Darmstadt habilitierte und dann ans Zentrum für Elektronische Korrelationen und Magnetismus der Uni Augsburg wechselte. Seit 1998 leitet er das 1. Physikalische Institut der Uni Stuttgart. Er unterhält viele internationale Kollaborationen und bekleidet eine Gast-Professur in Barcelona. Außerdem ist er Adjunct Professor in Moskau.

