GENTNER-KASTLER-PREIS

Metalle jenseits von Sommerfeld und Landau

Quasiteilchen an quantenkritischen Punkten

Peter Wölfle

In der Festkörperphysik hat sich das Konzept von Quasiteilchen als äußerst fruchtbar erwiesen. Damit gelingt es, das komplizierte Vielteilchensystem der Elektronen in Metallen auf ein Fermi-Gas von Quasiteilchen mit effektiven Massen zu reduzieren. Eine Erweiterung dieses Konzeptes erlaubt es sogar, die komplexen Eigenschaften von „Schwere-Fermionen-Verbindungen" in der Nähe eines Quantenphasenübergangs zu verstehen.

Erst die Quantentheorie hat es erlaubt, die Eigenschaften von Metallen zu verstehen. Arnold Sommerfeld schlug 1926 vor, das System der Leitungselektronen in Metallen als entartetes Fermi-Gas aufzufassen, dessen Fermi-Temperatur T_F mit rund 10^4 K weit oberhalb der Raumtemperatur liegt. Daraus lassen sich Eigenschaften wie die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme C_V (proportional zu T) oder der magnetischen Suszeptibilität χ (unabhängig von T) ableiten, die allgemein als Kennzeichen metallischen Verhaltens dienen. Allerdings leuchtet nicht sofort ein, warum die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Elektronen nur eine geringe Rolle spielen soll. Immerhin ist die entsprechende Energieskala durch die Bindungsenergie des Wasserstoffatoms charakterisiert, die einer Temperatur von 10^5 K entspricht! Nun schirmen in Metallen die umgebenden Elektronen zwar die Coulomb-Wechselwirkung zwischen zwei Leitungselektronen ab, aber die verbleibende Energieskala ist immer noch von der Größenordnung von T_F. Des Rätsels Lösung gab Lew D. Landau 1957, als er zuerst phänomenologisch postulierte und später mikroskopisch begründete, dass es in Metallen wohldefinierte Anregungungen mit fermionischem Charakter gibt. Diese Landau-Quasiteilchen bilden näherungsweise ein Fermi-Gas [1]. Die effektive Masse m^* eines Quasiteilchens ist ein wichtiger Parameter der Theorie, der z. B. die Zustandsdichte an der Fermi-Kante renormiert, $N(E_F) \propto m^*$. Damit sind auch thermodynamische Ableitungen wie C_V oder χ proportional zu m^*.

Quasiteilchen sind nicht absolut stabil, sondern zerfallen durch Wechselwirkungsprozesse nach einer mittleren Zeit τ. Wenn diese Zeit wesentlich länger ist als die durch die Unschärferelation definierte Zeit $\hbar/E$, wenn also $E \gg \hbar/\tau$, dann sind Quasiteilchen Anregungen mit Teilchencharakter. Ist diese Bedingung für Leitungselektronen in Metallen wirklich erfüllt? Landau konnte in der Tat zeigen, dass die Zerfallsrate $1/\tau$ eines Quasiteilchens mit Energie E proportional zu E^2/E_F ist, und zwar unabhängig von der Wechselwirkung, einfach auf Grund des Pauli-Prinzips. Damit ist bei Energien $E \ll E_F$ die obige Stabilitätsbedingung erfüllt. Die Existenz von Quasiteilchenanregungen zeigt sich deutlich als wohldefiniertes Maximum in der Einteilchen-Spektralfunktion der Elektronen (**Abb. 1**). Diese Spektralfunktion gibt die Energieverteilung eines Elektrons mit gegebenem Impuls $\boldsymbol{p}$ im Metall an, die auf Grund der Wechselwirkung der Elektronen untereinander breit ausgedehnt ist. Allerdings gilt für die Fläche unter dem Maximum, das Quasiteilchengewicht, $Z < 1$.[1] Landau-Quasiteilchen besitzen die gleichen Quantenzahlen wie die zugrundeliegenden Teilchen,

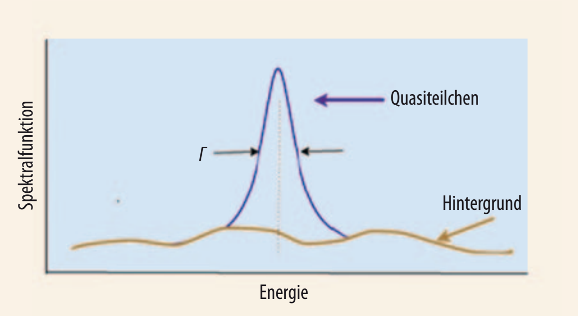

Abb. 1 In einem Metall machen sich elektronische Anregungen wie ein Quasiteilchen in der Spektralfunktion bemerkbar. Das Quasiteilchengewicht Z, d. h. die eingeschlossene Fläche, ist kleiner als 1.

1) Dabei wird angenommen, dass die Spektralfunktion auf 1 normiert ist.

KOMPAKT

- In einigen Verbindungen kann die effektive Masse der elektronischen Quasiteilchen aufgrund des Kondo-Effekts bis tausend Elektronenmassen betragen.
- Neben einem gewöhnlichen Phasenübergang kann in solchen Schwere-Fermionen-Verbindungen ein Quantenphasenübergang als Funktion eines äußeren Feldes (z. B. Magnetfeld) auftreten.
- Obwohl ein solcher bei Temperatur $T = 0$ auftritt und damit nicht direkt zu beobachten ist, führen die damit einhergehenden Quantenfluktuationen auch bei endlichen Temperaturen zu ungewöhnlichen Eigenschaften, die sich mithilfe von „kritischen Quasiteilchen" verstehen lassen.

Prof. Dr. Peter Wölfle, Karlsruher Institut für Technologie, Wolfgang-Gaede-Str. 1, 76128 Karlsruhe – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung des Gentner-Kastler-Preises 2013.

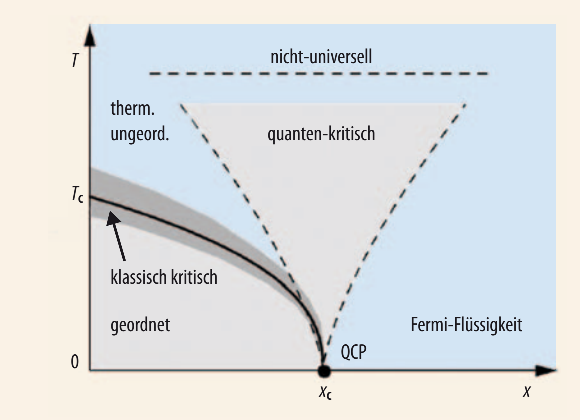

Abb. 2 Das Phasendiagramm einer Schwere-Fermion-Verbindung weist bei einer Temperatur T_c einen thermischen Phasenübergang auf und bei $T = 0$ und einem kritischen Wert x_c des Kontrollparameters einen Quantenphasenübergang (QCP).

z. B. die Leitungselektronen, nämlich Teilchenzahl, Spin und elektrische Ladung. Zwischen Elektronen und Quasiteilchen gilt eine Eins-zu-Eins-Korrespondenz, die sich dadurch ausdrückt, dass Quasiteilchen die gleichen Erhaltungssätze erfüllen und genauso an äußere Felder ankoppeln wie die Elektronen. Dies ist erstaunlich, wenn man wie weiter unten den Fall betrachtet, dass das Quasiteilchenspektralgewicht Z kleiner als ein Prozent des gesamten Spektralgewichts sein kann und die Quasiteilchen dennoch die physikalischen Eigenschaften des Systems bestimmen.

Da die Relaxationsrate von der Energie abhängt, gilt das auch für die elektronischen Transporteigenschaften. Für den elektrischen Widerstand ρ, der in etwa proportional zur Relaxationsrate ist, bedeutet das beispielsweise, dass er einen temperaturabhängigen Beitrag $\Delta\rho \propto T^2$ erhält (wobei die thermische Energie $E \propto T$ verwendet wurde). Die Wechselwirkung zwischen den Quasiteilchen, beschrieben durch die Landau-Parameter, kann auch zu kollektivem Verhalten führen. Ein Beispiel dafür ist langreichweitige Ordnung, die unterhalb einer kritischen Temperatur, also an einem Phasenübergang, auftreten kann (z. B. Ferromagnetismus, Antiferromagnetismus, Supraleitung). Die Landausche Fermi-Flüssigkeitstheorie der Leitungselektronen ist die Basis für die Beschreibung der elektronischen Eigenschaften der Metalle. Sie ist experimentell vielfach bestätigt worden.

2) nach M. A. Rudermann, C. Kittel, T. Kasuya und K. Yosida

3) Ref. [3] gibt einen Überblick über magnetische Quantenphasenübergänge.

LANDAU-QUASITEILCHEN

Bei Temperaturen $T \ll T_F$ sind die Fermionen bis auf einen Bruchteil $\propto T/T_F$ im „Fermi-Eis" eingefroren; nur Fermionen knapp unterhalb der Fermi-Kante (ein Bruchteil $\propto T/T_F$) können in unbesetzte Zustände oberhalb der Fermi-Kante angeregt werden. Ein Quasiteilchen kann man sich nun vorstellen als ein Elektron, das von einer Wolke dieser Teilchen-Loch-Anregungen umgeben ist. In der Einteilchen-Spektralfunktion der Elektronen, die die Energieverteilung der Elektronen bei gegebenem Impuls beschreibt, erscheint die Quasiteilchenanregung als scharfes Maximum, das eine Fläche $Z < 1$, das Quasiteilchengewicht, einschließt.

Der Energie-Impuls-Zusammenhang wechselwirkender Elektronen wird am besten durch die **Selbstenergie** $\Sigma(\boldsymbol{p}, E)$ beschrieben und folgt aus der Gleichung $E - \varepsilon_p - \mathrm{Re}\,\Sigma(\boldsymbol{p}, E) = 0$, wobei ε_p die Energiedispersion bei Vernachlässigung dynamischer Wechselwirkungsprozesse ist. Da die Wechselwirkung der Quasiteilchen untereinander bzw. mit kollektiven Anregungen kurzreichweitig ist, ist die Abhängigkeit der Selbstenergie vom Impuls vernachlässigbar, und es gilt die Relation $Z^{-1} = m^*/m = 1 - \mathrm{Re}\,\partial\Sigma/\partial E$. Die Zerfallsrate $\Gamma(E)$ der Quasiteilchenanregungen ist durch den Imaginärteil von $\Sigma(\boldsymbol{p}, E)$ gegeben, $\Gamma(E) = (m/m^*(E))\,\mathrm{Im}\,\Sigma(E)$.

Wettbewerb der Wechselwirkungen

In normalen Metallen überdeckt der Beitrag der Anregungen des Kristallgitters die reinen elektronischen Eigenschaften bei Zimmertemperatur (je nach Messgröße), die daher erst bei tiefen Temperaturen messbar sind, wenn die Gitterfreiheitsgrade ausgefroren sind. Eine Ausnahme bilden Verbindungen, in denen die effektive Masse m^* bis zum Tausendfachen der Elektronenmasse betragen kann. Dementsprechend ist der elektronische Beitrag um den Faktor m^*/m erhöht und damit auch bei etwas höheren Temperaturen leicht messbar. Die Fermi-Flüssigkeitstheorie gilt bei diesen „Schwere-Fermionen-Verbindungen" erstaunlicherweise immer noch.

Zu dieser starken Erhöhung der Masse kommt es aufgrund des Kondo-Effekts, der auftritt, wenn die Leitungselektronen über eine antiferromagnetische Spin-Austauschkopplung mit lokalen magnetischen Momenten im Metall wechselwirken [2]. Unterhalb einer charakteristischen Temperatur T_K bildet sich dann ein quantenmechanischer Vielteilchen-Resonanzzustand, in dem die Spins der umgebenden Leitungselektronen jedes lokale Moment abschirmen. Im Kondo-Gittermodell sitzt in jeder Elementarzelle des Kristallgitters ein magnetisches Moment, das eine Art kollektiver Kondo-Effekt abschirmt. Ein durch das Metall bewegtes Leitungselektron verbringt an jedem Resonanzzentrum eine zu $1/T_K$ proportionale Verweilzeit und wird dadurch verlangsamt, was sich durch ein vergrößertes effektives Massenverhältnis $m^*/m \propto T_F/T_K$ ausdrücken lässt.

Abgesehen von der Wechselwirkung mit den Leitungselektronen sind die lokalen magnetischen Momente auch direkt durch magnetische Austauschkopplung verbunden, entweder durch direkten Austausch oder über die Zwischenstation anderer Orbitale, insbesondere auch über die Leitungselektronen. Im letzteren Fall spricht man von RKKY-Wechselwirkung 2), die in der Regel antiferromagnetisch ist und oft zu einem magnetisch geordneten Zustand unterhalb einer Temperatur T_N führt. Wenn nun die direkte Austauschkopplung durch Änderung eines „Kontrollparameters" x so verändert wird, dass $T_N(x)$ bei einem kritischen Wert x_c gegen Null geht, tritt ein Quantenphasenübergang auf. Im Gegensatz zu einem thermischen Phasenübergang, der bei Änderung der Temperatur auftritt, ist für den Quantenphasenübergang am absoluten Nullpunkt ein variierender Kontrollparameter x verantwortlich. Findet der Übergang kontinuierlich statt und ist damit durch eine divergierende Korrelationslänge gekennzeichnet, handelt es sich um einen quantenkritischen Punkt (QCP). Charakteristisch dafür sind starke Quantenfluktuationen, die die Unbestimmtheit des Systemzustands an der Grenze zwischen geordneter und ungeordneter Phase ausdrücken. Sebastian Doniach wies 1976 darauf hin, dass in Schwere-Fermionen-Systemen aufgrund des Wettbewerbs von Kondo-Abschirmung und RKKY-Wechselwirkung ein QCP auftreten kann.[3)]

Ein quantenkritischer Punkt tritt zwar bei Temperatur Null auf und ist deshalb nicht direkt zu beobachten, der Einfluss der Quantenfluktuationen um den QCP lässt sich aber meist in einem weiten Temperaturbereich nachweisen (**Abb. 2**). Dieser Bereich ist wesentlich weiter ausgedehnt als der klassische kritische Bereich in der Umgebung eines thermischen Phasenübergangs, was von der langsamen Dynamik der Quantenfluktuationen herrührt. In Metallen weichen die Eigenschaften aufgrund von Quantenfluktuationen oft deutlich vom konventionellen Verhalten ab, wofür sich der Begriff Nicht-Fermi-Flüssigkeitsverhalten eingebürgert hat. So hängen z. B. die spezifische Wärme, die magnetische Suszeptibilität und der elektrische Widerstand in einem Bereich oberhalb des QCP über universelle gebrochenzahlige Potenzgesetze von der Temperatur ab (**Abb. 2**). Außerhalb dieses Bereichs findet man Fermi-Flüssigkeitsverhalten, jedoch mit einer Abhängigkeit vom Abstand des Kontrollparameters vom kritischen Wert $x - x_c$ in der Form gebrochenzahliger Potenzgesetze. Für den Koeffizienten der spezifischen Wärme $\gamma = C/T \propto T^{-\alpha} \propto m^*$ signalisiert dieses Verhalten eine Energieabhängigkeit der effektiven Masse $m^* = m^*(E)$ (mit $E \approx T$ der thermischen Energie der Quasiteilchen), die für $\alpha > 0$ zu einer Divergenz führt. Eine anwachsende effektive Masse mit abnehmender Temperatur tritt in vielen Schwere-Fermionen-Verbindungen auf [3].

Eine Abweichung vom konventionellen Fermi-Flüssigkeitsverhalten bedeutet aber noch nicht, dass das Quasiteilchenbild zusammenbricht. Es lässt sich nämlich zeigen, dass die Zerfallsrate Γ der Quasiteilchen, die vom Imaginärteil der Selbstenergie $\Sigma(E)$ abhängt (**Infokasten**), kleiner wird, wenn die effektive Masse zunimmt. Andererseits hängt die effektive Masse mit dem Realteil von $\Sigma(E)$ zusammen. Falls $\Sigma(E) \propto -i(iE)^{1-\alpha}$ und $0 \leq \alpha < 1/2$, gilt immer noch $\Gamma(E) < |E|$. Im Limes $E, T \to 0$, wenn m^* unendlich groß wird, ist das Quasiteilchenbild natürlich nicht mehr sinnvoll, aber für endliche, wenn auch noch so kleine Energien sollte es gelten.

Eine erste Bestätigung für dieses Konzept der „kritischen Quasiteilchen“ ergab sich aus der erfolgreichen Interpretation von Elektronenspinresonanzdaten (ESR) für die Schwere-Fermionen-Verbindung $YbRh_2Si_2$. Diese Verbindung besitzt einen antiferromagnetischen QCP als Funktion des Magnetfelds, verbunden mit einem weiten Bereich von Nicht-Fermi-Flüssigkeitsverhalten (**Abb. 3**) [4]. In einem ESR-Experiment wird die Präzession der elektronischen Magnetisierung der Probe in einem angelegten Magnetfeld als Resonanzsignal bei der Präzessionsfrequenz beobachtet. Lange Zeit galt es als unmöglich, eine ESR-Linie in Schwere-Fermionen-Verbindungen zu beobachten, da man davon ausging, dass die Linienbreite von der Größenordnung der Kondo-Temperatur sein sollte.

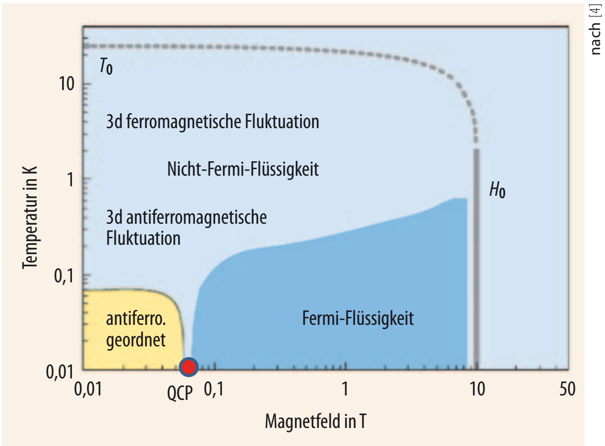

Abb. 3 In der Schwere-Fermionen-Verbindung $YbRh_2Si_2$ tritt der quantenkritische Punkt bei $H \approx 65$ mT auf. Die Temperatur T_0 ist in etwa die Kondo-Temperatur, H_0 ist ein entsprechendes Magnetfeld.

Dabei wurde aber außer Acht gelassen, dass sich die Kondo-Resonanz bei einem Kondo-Gitter als ein Beitrag zum periodischen Gitterpotential betrachten lässt und somit in die elektronische Bandstruktur integriert wird. Damit ist die Linienbreite durch die Zerfallsrate der schweren Quasiteilchen bestimmt, die im Fermi-Flüssigkeitsbereich $\propto T^2$ klein ist. Dies wurde auch beobachtet. Darüberhinaus lassen sich Linienbreite und -verschiebung im Nicht-Fermi-Flüssigkeitsgebiet im Rahmen der „kritischen Quasiteilchentheorie“ quantitativ beschreiben [5]. Dazu benötigt man die energieabhängige effektive Masse aus den Daten der spezifischen Wärme und die Spinsuszeptibilität.

Die konventionelle Theorie der Quantenkritikalität geht von einer Quantenfeldtheorie für das Ordnungsparameterfeld aus (z. B. die Untergittermagnetisierung im Fall des Antiferromagneten). Diese zuerst von J. A. Hertz und T. Moriya und später von A. J. Millis ausgearbeitete Theorie berücksichtigt, dass die Quantenfluktuationen im Gegensatz zu den quasistatischen klassischen thermischen Fluktuationen in Raum und Zeit wirken. Die Dynamik der Ordnungsparameterfluktuationen im Metall wird durch deren Zerfall in Quasiteilchen-Loch-Anregungen bestimmt und ist daher von diffusivem Charakter. Frequenz ω und Wellenvektor q der Fluktuationen skalieren mit einem Potenzgesetz $\omega \propto q^z$, wobei z der sog. dynamische kritische Exponent ist, der z. B. in schwach gekoppelten Antiferromagneten den Wert $z = 2$ hat. Die Integration des Fluktuationsspektrums über die Frequenz ist damit ein z-dimensionales Integral über die zeitliche Komponente q_0 eines raum-zeitlichen Wellenvektors. Daher ist die Anzahl der zusätzlichen zeitlichen Dimensionen gegeben durch z, und für die effektive raumzeitliche Dimension gilt $d_{eff} = d + z$. Nun ist bekannt, dass die Quantenfeldtheorie für das Ordnungsparameterfeld eine ϕ^4-Feldtheorie ist, deren sog. obere kritische Dimension $d_{uc} = 4$ ist. Falls $d_{eff} > d_{uc}$, ist die Wechselwirkung zwischen den Fluktuationen vernachlässigbar und die Theorie ist „gaussisch“, d. h. sie lässt sich exakt lösen (siehe [3]). Die theoretischen Ergebnisse

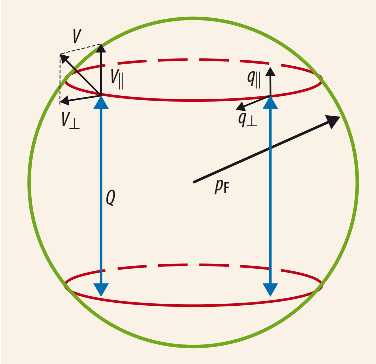

Abb. 4 Auf der Fermi-Fläche eines Metalls (grün, Fermi-Wellenzahl p_F) ist die Streuung von Quasiteilchen aufgrund des Impulsübertrags von **Q** nur auf „hot spots" (rot) möglich.

widersprechen aber Beobachtungen an vielen der untersuchten QCP in Metallen. Einen ersten deutlichen Hinweis auf die Grenzen der konventionellen Theorie ergaben Messungen zur Energie- und Impulsabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für inelastische Neutronenstreuung an $CeCu_{6-x}Au_x$. Diese wiesen auf ein universelles Skalierungsverhalten des Spinfluktuationsspektrums („E/T-Skalierung") hin, das die konventionelle Theorie nicht erklären kann [6, 3]. Dies liegt daran, dass die rein „bosonische" Beschreibung nur zulässig ist, wenn die fermionischen Quasiteilchen nicht kritisch sind, d. h. wenn deren effektive Masse nicht divergiert. Andernfalls muss man die kritischen Eigenschaften der Quasiteilchen und der Spinfluktuationen als die eines gekoppelten Systems betrachten.

Der Beitrag der kritischen Spinfluktuationen zur Selbstenergie $\Sigma(E)$ in der Nähe eines antiferromagnetischen QCP lässt sich in geeigneter Näherung berechnen. Im Falle des Antiferromagneten ist dabei zu beachten, dass die Streuung der Quasiteilchen mit einem Impulsübertrag $\hbar\boldsymbol{Q}$ verbunden ist, wobei $\boldsymbol{Q}$ der Wellenvektor der antiferromagnetischen Fluktuationen ist. Daher findet ein Quasiteilchen kleiner Energie (relativ zur Fermi-Energie) i. a. keinen Endzustand mit kleiner Energie. Nur an bestimmten Stellen auf der Fermi-Fläche, den „hot spots", ist die Streuung möglich (**Abb. 4**). In Kombination mit Störstellenstreuung oder durch simultane Streuung an zwei Spinfluktuationen mit entgegengesetztem Impuls erhält man jedoch kritische Streuung auf der gesamten Fermi-Fläche. Für diese Theorie ist es wesentlich, die Rückwirkung der Renormierung der Masse auf das Spektrum der Spinfluktuationen zu kennen. Diese lässt sich im Rahmen einer erweiterten Fermi-Flüssigkeitsbeschreibung ableiten. Es ergibt sich dann eine nichtlineare selbstkonsistente Beziehung für m^*/m, die zwei verschiedene Lösungen zulässt: bei schwacher Kopplung die bekannte Spindichtewellenlösung mit nichtdivergenter effektiver Masse und eine neuartige Lösung bei starker Kopplung, mit $m^*/m \propto E^{-\alpha}$, wobei sich für dreidimensionale bzw. zweidimensionale antiferromagnetische Spinfluktuationen $\alpha = 1/4$ bzw. 1/8 ergibt [7]. Die daraus folgenden Potenzgesetze für das kritische Verhalten der verschiedenen Messgrößen stimmen sehr gut überein mit Daten für z. B. $YbRh_2Si_2$ (3d-Fluktuationen) und $CeCu_{6-x}Au_x$ (2d-Fluktuationen).

In dem hier vorgestellten Bild werden die schweren Quasiteilchen bei Annäherung an den QCP allmählich „lokalisiert", d. h. ihre effektive Masse divergiert. Allerdings findet diese Lokalisierung nur genau am kritischen Punkt statt. Alternativ dazu könnte der Wettbewerb aus Kondo-Effekt, der ja zu einer Abschirmung der lokalen magnetischen Momente führt, und der Austauschwechselwirkung zwischen den lokalen Spins, die zu einem magnetisch geordneten Zustand führt, einen mehr oder weniger abrupten Zusammenbruch der Kondo-Abschirmung bewirken. Anzeichen dafür glaubte man in verschiedenen Messgrößen zu erkennen, z. B. in einer abrupten Änderung des Hall-Koeffizienten in der Nähe des QCP in $YbRh_2Si_2$. Diese Beobachtungen lassen sich jedoch auch anders erklären, sodass das Bild des Zusammenbruchs der Kondo-Abschirmung experimentell nicht bestätigt ist. Auch ist das Verhalten im magnetisch geordneten Zustand dieser Verbindungen durch kleine magnetische Momente gekennzeichnet, im Widerspruch zu einem Bild gut ausgebildeter, lokalisierter magnetischer Momente.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass das Bild kritischer Quasiteilchen in der Nähe bestimmter quantenkritischer Punkte in Metallen das beobachtete Verhalten überraschend gut beschreiben kann. Allerdings lassen sich die Eigenschaften dieser Anregungen bisher nur für solche Situationen berechnen, in denen es neben den kritischen Fluktuationen weitere Quantenfluktuationen gibt, die das System in den Bereich starker Kopplung (d. h. divergierende effektive Masse) treiben. Eine Theorie, die auch im Fall konventioneller starker Kopplung, also im Fall effektiver Dimension $d_{eff} < 4$, gültig ist, steht bisher noch aus. Auch hierfür wird jedoch aller Voraussicht nach das Bild kritischer Quasiteilchen von Nutzen sein.

Literatur

[1] *L. D. Landau*, Sov. Phys. JETP **3**, 920 (1957); JETP **5**, 101 (1957)
[2] *A. C. Hewson*, The Kondo Problem to Heavy Fermions, Cambridge University Press, Cambridge, England (1993)
[3] *H. v. Löhneysen*, *A. Rosch*, *M. Vojta* und *P. Wölfle*, Rev. Mod. Phys. **79**, 1015 (2007)
[4] *P. Gegenwart*, *Q. Si* und *F. Steglich*, Nat. Phys. **4**, 186 (2008)
[5] *P. Wölfle* und *E. Abrahams*, Phys. Rev. B **80**, 235112 (2009)
[6] *H. v. Löhneysen* et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 3262 (1994); *A. Schröder* et al., Nature **407**, 351 (2000)
[7] *E. Abrahams* und *P. Wölfle*, Proc. Nat. Acad. Sciences **109**, 3238 (2012); *E. Abrahams*, *J. Schmalian* und *P. Wölfle*, arXiv1303.3926 (2013)

DER AUTOR

Peter Wölfle (FV Tiefe Temperaturen) wurde 1969 in München promoviert. Anschließend forschte er an verschiedenen Max-Planck-Instituten. Ab 1975 war er Professor an der TU München, bevor er 1986 einem Ruf als Full Professor an die University of Florida folgte. Im Jahr 1989 ging er an die Universität Karlsruhe und war dort bis zu seiner Emeritierung im Jahr 2010 Professor für die Theorie der kondensierten Materie. Insbesondere seine Arbeiten zur Suprafluidität und Supraleitung, zur Physik ungeordneter Quantensysteme und zum Transport in stark korrelierten Elektronensystemen waren richtungsweisend.

