

Kapitel 2

Problemstellung und physikalische Grundlagen

2.1 Hoch- T_C -Supraleiter

1986 berichteten J. G. Bednorz und K. A. Müller über das Auftreten von Supraleitung in LaBaCuO [1] bei $T = 35$ K. In den folgenden Jahren wurde eine Vielzahl weiterer Oxid-Supraleiter mit immer höheren Übergangstemperaturen (T_C) entdeckt. Die Verbindungen lassen sich in drei Klassen einteilen. Dreidimensionale Verbindungen, basierend auf BaBiO, Supraleiter mit CuO-Ebenen, deren Leitfähigkeit auf einer Löcherleitung beruht, basierend auf LaBaCuO und YBaCaCuO, sowie Elektron leitende Materialien, basierend auf NdCuO. Die Verbindung mit dem höchsten T_C von 134 K bildet die Substanz $HgBa_2Ca_2Cu_3O_8$, die 3 CuO-Ebenen besitzt und eine Löcherleitfähigkeit zeigt.

Hinsichtlich der Physikalischen Natur der Hoch- T_C -Supraleitfähigkeit herrscht zur Zeit nur über die Symmetrie der Paar-Wellenfunktion weitgehend Einigkeit. Über die Natur der Wechselwirkung, die zur Supraleitung führt, besteht noch kein einheitliches Bild, ebensowenig wie es ein streng gültiges und einheitliches Phasendiagramm der Hoch- T_C -Supraleiter gibt.

2.1.1 Elektronische Struktur

In den CuO-Ebenen der Kupratsupraleiter ist jedes Cu-Atom von mindestens 4 Sauerstoffatomen umgeben. Die Bindung zwischen den Sauerstoff- und Kupfer-Atomen wird von den Cu-3d- und O-2p Orbitalen getragen. Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Darstellung der Bindung [2].

In der obigen Struktur der chemischen Bindung besitzt der Sauerstoff im undotierten Zustand die Ladung -2 und das Kupfer die Ladung +2. Am Kupfer befindet sich demnach ein Loch im $3d_{x^2-y^2}$ -Orbital. Im undotierten Zustand sollten somit Kupratsupraleiter ein halb gefülltes Band besitzen und eine metallische Leitfähigkeit zeigen.

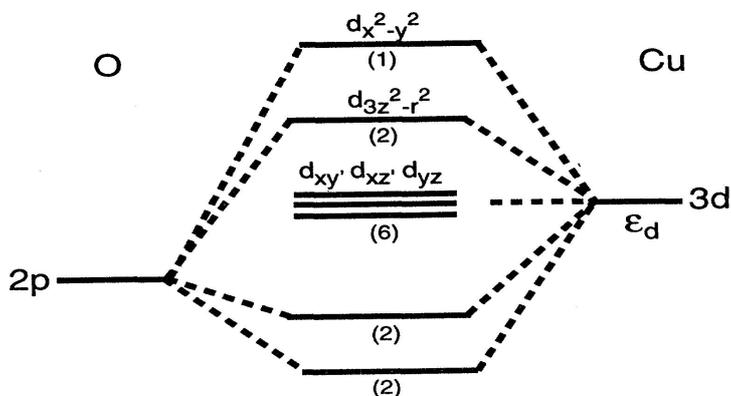


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Bindung zwischen Cu und O in den CuO-Ebenen. Die Zahlen in Klammern geben die Besetzung der Niveaus an

Kupratsupraleiter sind im undotierten Zustand jedoch antiferromagnetische Isolatoren, wobei das magnetische Moment am Cu lokalisiert ist. Das Leitungsband muß demnach im undotierten Zustand eine Lücke aufweisen und der untere Teil des Bandes muß vollständig gefüllt sein. Ein derartiges Verhalten legt eine Modellierung der Bandstruktur nach Hubbard nahe. Eine detaillierte Behandlung der elektronischen Struktur von Kupratsupraleitern findet sich in [3].

Durch Dotieren mit Sauerstoff werden zusätzliche Löcher in das Cu-d-Band der Kupratsupraleiter eingebracht. Im Falle der Dotierung mit Löchern wird dabei das Fermi-Niveau in das Leitungsband verschoben. Abbildung 2.2 zeigt schematisch den Vorgang der Dotierung [4].

Aus den Eigenschaften der Kupratsupraleiter bei verschiedenen Dotierungsstufen läßt sich das in Abb. 2.3 gezeigte Phasendiagramm ableiten.

Mit beginnender Dotierung sinkt die Néel-Temperatur stark ab und es zeigt sich eine Leitfähigkeit in den Kupratsupraleitern. Die Phase der langreichweitigen antiferromagnetischen Ordnung in Abhängigkeit von der Dotierung wird durch die Linie T_N bezeichnet. Bei weiter steigender Dotierung zeigt sich Supraleitfähigkeit, deren Übergangstemperatur mit steigender Dotierung bis zu einem Maximum anwächst und dann wieder absinkt, bis sich die Supraleitfähigkeit wieder vollständig verliert. Als universelles Merkmal erweist sich dabei eine Dotierung von 0,15 für das maximale T_C aller Löcher-dotierten Kupratsupraleiter. T^* bezeichnet den "pseudogap"-Phasenübergang, T_{Charge} ist ein Übergang der Ladungsordnung nach [5] und T_0 bezeichnet den Verlauf der "uniformen"-Suszeptibilität.

Dieses Phasendiagramm gilt jedoch keineswegs streng. In dem Kupratsupraleiter RuSrGdCuO existiert eine ferromagnetische Ordnung in der supraleitenden Phase. Ebenso ist es möglich in YBCO durch Dotierung mit Al eine langreichweitige, antiferromagnetische Ordnung im metallischen

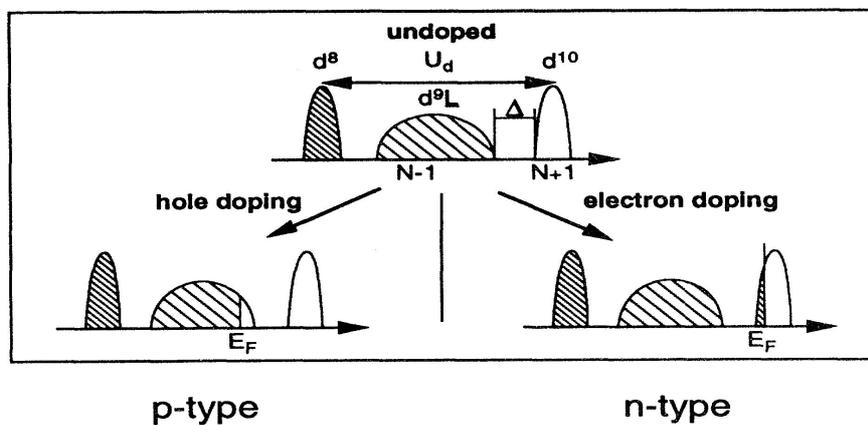


Abbildung 2.2: Schematischer Effekt der Dotierung eines Kupratsupraleiters mit Löchern (links) und Elektronen (rechts) [4]

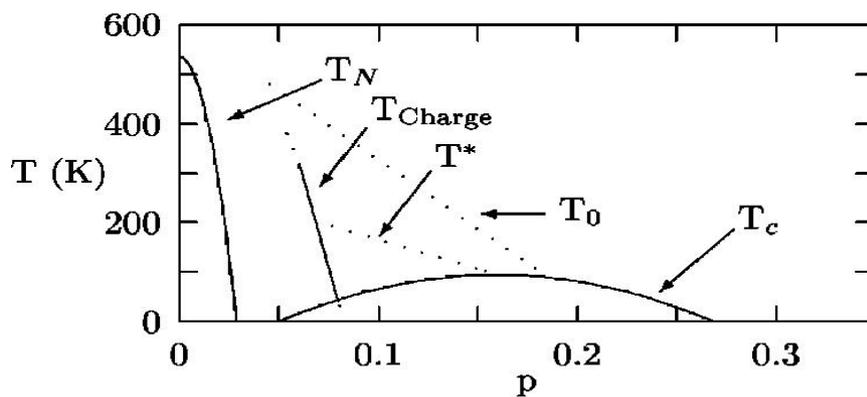


Abbildung 2.3: Phasendiagramm für Löcher dotierte Kupratsupraleiter. Auf der Abszisse ist die Konzentration der Löcher aufgetragen.

Zustand wieder herzustellen bzw. durch eine Dotierung mit Nd ein Nebeneinander von langreichweitigem Antiferromagnetismus und Supraleitung zu erreichen [6, 7].

Bei einer Dotierung mit Al zeigt die nicht supraleitende Verbindung $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Al}_x\text{O}_{6+0.18}$ eine langreichweitige, antiferromagnetische Ordnung mit einer Néel-Temperatur von 403 K. Die magnetischen Momente müssen dabei am Cu(2) lokalisiert sein [6, 7]. Die Substanz zeigt einen zweiten Phasenübergang von einem AF1-Zustand in einen AF2-Zustand bei 12 K. Der AF2-Zustand bezeichnet dabei die ferromagnetische Korrelation benachbarter CuO-Ebenen einer Einheitszelle. Abbildung 2.4 verdeutlicht die Zustände. Der Phasenübergang sollte sich nun in den Cu-NQR-Spektren zeigen.

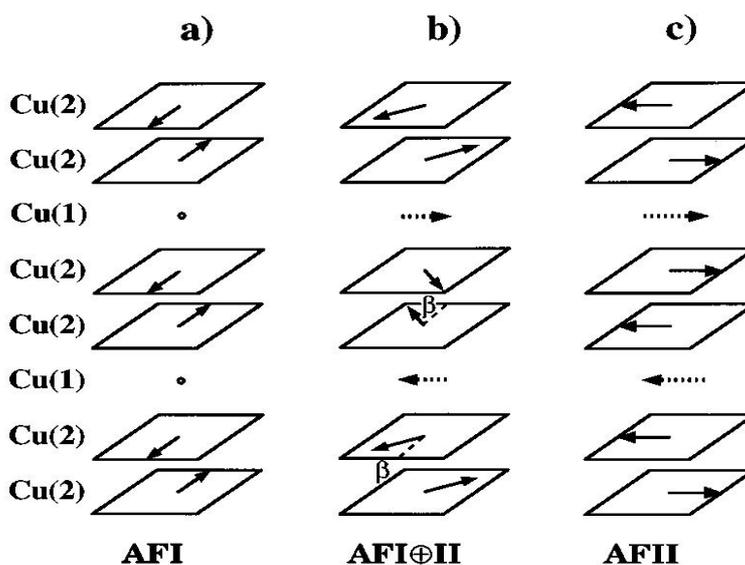


Abbildung 2.4: Phasenübergang von einem AF1-Zustand (a) in einen AF2-Zustand [6]

Im AF1-Zustand ist das Hyperfeinfeld am Cu(1) Null. Im AF2-Zustand sieht der Cu(1) Kern ein Hyperfeinfeld durch die gleichsinnige Ausrichtung der magnetischen Momente am Cu(2). Dementsprechend sollte die Cu(2) NQR Linie eine Aufspaltung beim Phasenübergang zeigen. Abbildung 2.5 zeigt, daß dies auch tatsächlich der Fall ist.

Die Verbindung $\text{Nd}_{1+y}\text{Ba}_{2-y}\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ zeigt die gleichen Eigenschaften, allerdings in der supraleitenden Phase [7]. Diese Verbindung zeigt in der Zusammensetzung $\text{Nd}_{1.02}\text{Ba}_{1.92}\text{Cu}_3\text{O}_{6+0.23}$ eine Néel Temperatur von 385 K und ein T_C von 70 K. Der Übergang von der AF1-Phase in die AF2-Phase findet bei 95 K statt. Das magnetische Moment ist dabei am Cu(1) lokalisiert, wie das Cu(2) NQR Spektrum unterhalb von 95 K zeigt.

Das Cu-NQR-Spektrum von YBCO zeigt im AF1-Zustand der antiferromagnetischen Ordnung gut aufgelöste Linien (Abbildung 2.5). Mit zunehmendem Hyperfeinfeld am Cu(2) spalten die Linien auf und überlagern sich bei entsprechender Größe des Hyperfeinfeldes zu einer verbreiterten Struktur.

Die Verbindung YBCO ist mit dem gezeigten gut aufgelösten Linienspektren eine Ausnahme unter den Kupratsupraleitern. Die meisten Kupratsupraleiter und insbesondere die Hg-Kupratsupraleiter zeigen Cu-

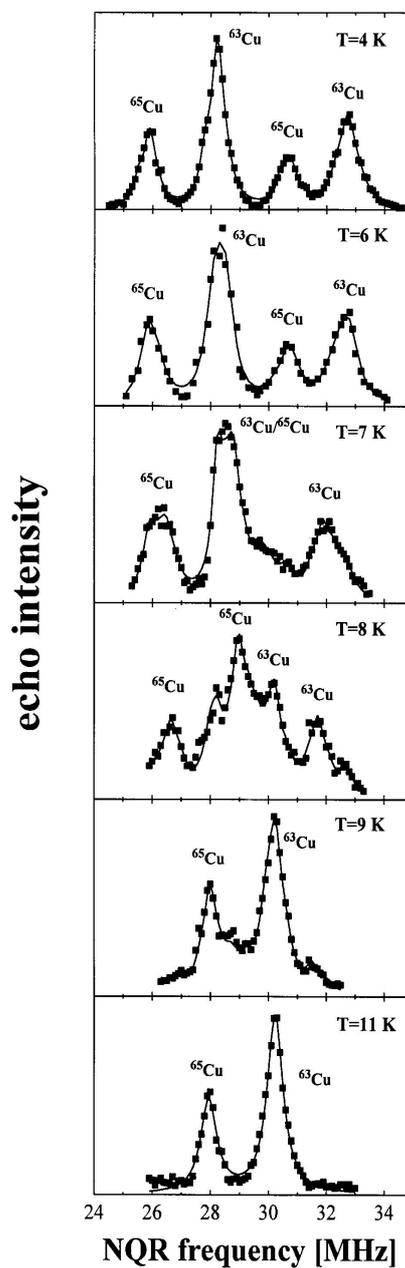


Abbildung 2.5: Aufspaltung der Cu(2)-NQR-Linie in $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Al}_x\text{O}_{6+0.18}$ durch einen AF1 - AF2 Übergang nach [6]. Das Hyperfeinfeld am Cu(2) ist temperaturabhängig und beträgt bei 5 K 198 mT.

NQR-Spektren mit einer spektralen Breite von einigen MHz. Es besteht daher die Möglichkeit, daß sich die Spektren aus einer Überlagerung aufgespaltener Cu-NQR-Linien zusammensetzen.

2.1.2 Cu-NQR in Kupratsupraleitern

YBCO ist die am intensivsten untersuchte Verbindung der Kupratsupraleiter, gefolgt von LaMCuO mit M als eines der Metalle Ca, Ba oder Sr. Von beiden Verbindungen sind die Cu-NQR-Spektren bis Temperaturen oberhalb von T_C detailliert untersucht. Die Cu-NQR-Spektren des YBCO-Systems zeigen dabei ein gut aufgelöstes Spektrum mit Linienbreiten von ca. 100 kHz, im Gegensatz zu LaMCuO, das ein unstrukturier-tes Cu-NQR-Spektrum mit einer spektralen Breite von einigen MHz zeigt. Eine genaue Analyse des Cu-NQR-Spektrums in LaMCuO zeigt nun, daß es sich dabei um eine Überlagerung zweier Cu-NQR-Spektren aufgrund einer mesoskopischen Phasenseparation in Löcher-arme und Löcher-reiche Gebiete innerhalb des Kristalls handelt [8].

Cu-NQR-Spektren von Quecksilber-Kupratsupraleiter zeigen bei tiefen Temperaturen ebenfalls ebenfalls Cu-NQR-Spektren mit spektralen Breiten von einigen MHz [9]. Abbildung 2.6 zeigt die Cu-NQR-Spektren in mehreren, unterschiedlich dotierten Hg-1201 Kupratsupraleitern. Die Anpassungen erfolgten

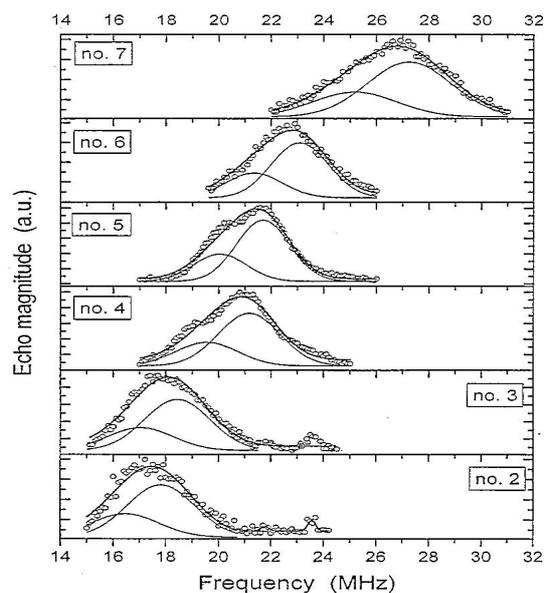


Abbildung 2.6: Cu-NQR-Spektren in unterschiedlich dotiertem Hg-1201 bei 4,2 K [9]

mit einem Paar gaußscher Funktionen entsprechend dem Isotopenverhältnis der $^{63,65}\text{Cu}$ Isotope. Unter der Annahme, daß es nur einen Gitterplatz innerhalb des Gitters für das Cu gibt, muß man eine extreme Verbreiterung der Linien annehmen, um die Spektren mit zwei Linien entsprechend dem Isotopenverhältnis anzupassen. Ein physikalischer Hintergrund für die Linienverbreiterung könnte z. B. eine Variation des EFG aufgrund einer Dotierungsinhomogenität innerhalb des Kristalls sein. Allerdings führt diese Interpretation zu einer Inkonsistenz. Der EFG am Cu-Kern reagiert sehr empfindlich auf Ladungsänderungen in den Cu-3d-Orbitalen. Für eine Variation des EFG aufgrund einer inhomogenen Ladungsverteilung wäre es

also naheliegend, diese Inhomogenität in den Cu-3d-Orbitalen anzunehmen. Die Übergangstemperatur T_c reagiert aber ebenfalls sehr empfindlich auf die Ladungsdichte im Cu-3d-Orbital. Abbildung 2.7 zeigt die Abhängigkeit der Cu-NQR-Frequenz und der Übergangstemperatur in Hg-1201 von der Konzentration der Löcher im Cu-3d_{x²-y²} Orbital.

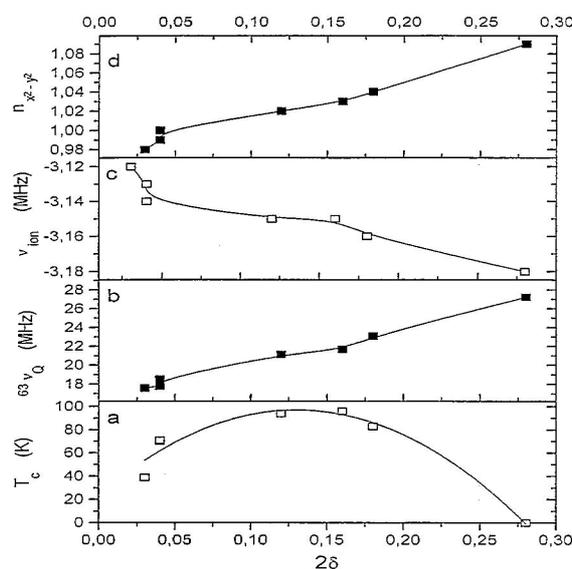


Abbildung 2.7: Abhängigkeit der Cu-NQR-Frequenz und der Übergangstemperatur in Hg-1201 von der Anzahl der Löcher im Cu-3d_{x²-y²} Orbital [9]

Variiert man die Dotierung 2δ von 0,025 bis 0,15, so steigt die Übergangstemperatur von 40 K auf den Maximalwert von 94 K. Entsprechend steigt die NQR Frequenz von 17 MHz auf 20 MHz. Die Verhältnisse gelten auch umgekehrt, so daß zu jeder Cu-NQR-Frequenz eine bestimmte Dotierung gehört. Die Linienbreite liegt nun im Bereich von ca. 2 MHz. Sollte die Linienbreite der Cu-NQR Linien in Hg-1201 auf einer Inhomogenität der Dotierung beruhen, so kann dies nur bedeuten, daß ein Gemisch unterschiedlich dotierter Phasen vorliegt. Dieses Phasengemisch sollte sich in einer entsprechenden Breite des Phasenüberganges von etwa 40 K bemerkbar machen. Die Hg-1201 Kupratsupraleiter zeigen jedoch einen recht scharfen Phasenübergang in die supraleitende Phase von nur einigen Kelvin. Eine extrem große Verbreiterung der Cu-NQR-Linien aufgrund von Dotierungsinhomogenitäten ist daher unwahrscheinlich.

Es ist eher wahrscheinlich, daß die Cu-NQR-Linien von Hg-1201 aus einer Überlagerung von mehreren Cu-NQR Linien bestehen, die die Linien als verbreitert erscheinen lassen. Die leichte Andeutung von Peaks in den Spektren no. 4 und no. 5 der Abbildung 2.6 deutet ebenfalls auf diese Möglichkeit.

Die Aufspaltung kann dabei durch ein Hyperfeinfeld am Cu-Kern erfolgen, oder durch eine mesoskopische Phasentrennung ("Stripes") [10] innerhalb des Kristalls auftreten. Mesoskopische Phasentrennungen wurden insbesondere an LaSrCuO-Verbindungen studiert. Es zeigen sich bei diesen Verbindungen in den Cu-NQR und Cu-NMR Spektren zusätzliche Linien, die nicht durch Verunreinigungen oder Anteile mit unterschiedlichen Dotierungen erklärt werden können [11, 12, 8, 13]

Das Hyperfeinfeld am Cu muß dabei keineswegs von einer antiferromagnetischen Spin-Ordnung hergerufen werden, sondern es kann als Ursache ebenso ein orbitaler Antiferromagnetismus zugrunde liegen, der durch orbitale Ströme in den CuO-Ebenen entsteht [14].

2.1.3 Orbitaler Antiferromagnetismus und Supraleitung

Die Eigenschaft der Kupratsupraleiter im undotierten Zustand als antiferromagnetische Isolatoren zu erscheinen und mit zunehmender Dotierung eine Leitfähigkeit zu entwickeln und die langreichweitige, antiferromagnetische Ordnung zu verlieren, legt eine Modellierung der Bandstruktur nach Hubbard nahe.

Anderson schlug 1987 ein Ein-Band-Modell vor [15], das 1988 von Zhang und Rice aufgegriffen und zum sogenannten t-J-Modell entwickelt wurde [16]. Der Name t-J rührt daher, daß dieses Modell nur die antiferromagnetische Kopplung J nächster Nachbarn und einen "hopping term" t enthält, der die Bewegung der Löcher in den CuO-Ebenen beschreibt. Eine Übersicht über die verschiedenen Modelle findet sich in [3].

Das t-J-Modell ist in der Folge intensiv studiert worden und zeigt eine Reihe interessanter Eigenschaften. Zum einen führt es zur Supraleitung, zum anderen zu einem orbitalen Antiferromagnetismus in der supraleitenden Phase durch sogenannte "orbital currents" [16].

Eines der ersten Modelle, die makroskopische Ströme in CuO-Ebenen vorhersagen ist, die Studie von Hsu et al. [17], die das "staggered-flux modell" nach Zhang et al. [16] eingehend studiert. Das Modell führt auf einem quadratischen Gitter, abgeleitet von den CuO-Ebenen, zu Strömen über die Cu-O Bindungen (Abbildung 2.8). Die Ströme zweier benachbarter CuO-Ebenen sind dabei gegensinnig orientiert, so daß die magnetischen Momente benachbarter CuO-Ebenen ebenfalls gegensinnig also antiferromagnetisch orientiert sind und sich die Ströme am Kupfer aufheben.

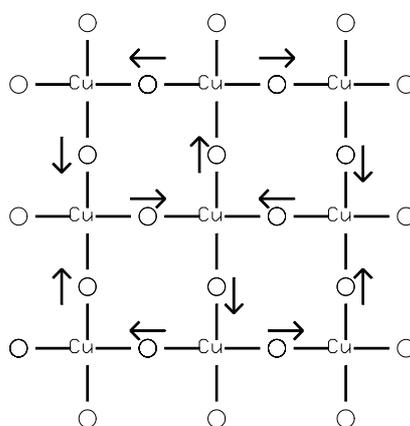


Abbildung 2.8: Modell der "orbital currents" auf einem quadratischen Gitter der CuO-Ebenen [17]

In dem “ $d_{x^2-y^2}$ density wave” (DDW) Modell kommen Chakravarty et al. zu dem gleichen Ergebnis [14]. Dieses Modell versucht unter anderem die Abhängigkeit der Übergangstemperatur von der Dotierung mittels eines versteckten Ordnungsparameters, der DDW, zu erklären.

Beiden Modellen gemeinsam ist, daß in einem idealen Zustand die Aufhebung der magnetischen Felder in einem perfekten quadratischen Gitter am Cu-Atom. Magnetische Felder am Cu-Atom können aber z. B. erscheinen, wenn die Symmetrie der magnetischen Felder am Cu-Kern durch Auslenkungen der Atome gestört wird. Ebenso können magnetische Felder am Cu-Kern durch eine Störung des idealen Zustandes erscheinen [14] da dann die perfekte Symmetrie der Ströme nicht mehr gegeben ist.

Sollten jetzt die Cu-NQR-Linien von Hg-Kupratsupraleitern aus einer Überlagerung aufgespaltener Linien bestehen und sollte diese Aufspaltung von einem magnetischen Feld verursacht sein, so sind bei der Spektralen Breite der Cu-NQR-Spektren von Hg-1201 die dafür notwendig Feldstärke auf eine Größenordnung von etwa 100 G geschätzt werden.

Die Auslenkungen der Atome in den CuO-Ebenen können nach Strukturuntersuchungen [18] nicht allzu groß sein, da Hg-Kupratsupraleiter die flachsten CuO-Ebenen aller Kupratsupraleiter besitzen [18]. Das Feld am Cu-Kern sollte damit nur einige Prozent des Feldes eines Kreisstromes betragen, und damit das Feld in der Mitte eines Kreisstromes wesentlich größer sein als am Cu-Kern. Eine Aufhebung der Kompensation der magnetischen Momente am Cu-Kern aufgrund der Auslenkung der Cu-Atome erscheint daher unwahrscheinlich. Es ist wahrscheinlicher, daß ein am Cu-Kern spontan erscheinendes magnetischen Feld auf einem gestörten DDW-Zustand beruht.

2.2 “d-density-wave”-Zustand

Der “d-density-wave”-Zustand (DDW) gehört in die gleiche Kategorie von Zuständen wie die Spin-Dichtewelle (SDW), Ladungs-Dichte-Welle (CDW) und die Supraleitung. Allen Zuständen ist gemeinsam, daß es aufgrund von Wechselwirkungen der Elektronen mit der Umgebung zur Bildung eines Kondensats von Ladungsträgerpaaren mit Ausbildung einer Energielücke in der elektronischen Zustandsdichte kommt [14]. Die CDW und Supraleitung beruhen auf einer Elektron-Phonon-Wechselwirkung [19]. Die SDW sowie die DDW basieren auf einer Elektron-Elektron-Wechselwirkung. Ein weiterer Unterschied besteht in der Art der Ladungsträgerpaare. Im Gegensatz zur Supraleitung handelt sich bei den Ladungsträgerpaaren bei der CDW, SDW und DDW um Elektron-Loch-Paare [19, 14].

Der Name DDW bezieht sich auf die Symmetrie der Energielücke in der elektronischen Zustandsdichte. CDW und SDW führen zu einer Energielücke mit einer s-Symmetrie, also einer isotropen Energielücke im Anregungsspektrum. In Hoch- T_C -Supraleitern werden nun keine Merkmale gefunden, wie sie typisch sind für eine SDW und CDW wie z. B. ein Übergang von metallischer Leitfähigkeit zur Leitfähigkeit eines Halbleiters. Die Symmetrie der Energielücke muß demzufolge von der s-Symmetrie abweichen und Knoten besitzen.

Für den Ordnungsparameter wird daher die Form

$$y = i \sum_{k,s} f(k) \langle c_{k+Q,s}^\dagger c_{k,s} \rangle$$

mit $f(k) = \cos(k_x) - \cos(k_y)$ angenommen [14]. Der d-density-Zustand besitzt einen rein imaginären Ordnungsparameter mit $d_{x^2-y^2}$ -Symmetrie, worauf der Name d-density-wave beruht. Ersetzt man $f(k)$ durch eine Funktion mit s-Symmetrie, erhält man den Ordnungsparameter einer CDW [20].

Der theoretische Ansatz der DDW wurde im wesentlichen inspiriert durch zwei Phänomene, die in der Hoch- T_c -Supraleitung auftreten. Zum einen durch die Abhängigkeit der Übergangstemperatur zur Supraleitung von der Dotierung der Hoch- T_c -Supraleiter und zum anderen durch das Auftreten einer Energielücke in der magnetischen Anregung (pseudogap), weit oberhalb von T_c . Beide Phänomene sind bis heute unverstanden. Die DDW versucht nun diese beiden Phänomene durch die Annahme eines zweiten Ordnungsparameters, der zu einer weiteren Energielücke führt und zum Ordnungsparameter der Supraleitung in Konkurrenz steht, zu erklären. Eine der Folgen eines d-density-wave Zustandes ist die Ausbildung von orbitalen Strömen über die Cu-O-Bindungen der CuO-Ebenen. Diese orbitalen Ströme sind eine Folge der Symmetriebrechung im d-density-wave Zustand [14]. Durch den rein imaginären Ordnungsparameter erfolgt eine Symmetriebrechung hinsichtlich der Zeitumkehr und Parität des Zustandes. Weiterhin ist der Zustand nicht symmetrisch bezüglich einer Translation um einen Gittervektor und Rotation um $\pi/2$, aber bezüglich einer Kombination beider Operationen [14].

Die Abbildung 2.9 stellt schematisch eine CuO-Ebene dar. Die Pfeile deuten die Richtung der Ströme im d-density-wave Zustand an. Die Symmetrie dieser Ströme ist ein äquivalentes Abbild der Symmetrie des Ordnungsparameters [14]. Für ein Elektron, daß sich in einer CuO-Ebene bewegt hat die Symmetriebrechung hinsichtlich seiner Bewegung nun folgende Konsequenzen, die anhand der Abbildung 2.9 erläutert werden. Ein Elektron in den CuO-Ebenen, das kinetische Energie besitzt bewegt sich auf dem Gitter über einen "hopping"-Prozeß von Cu-Atom zu Cu-Atom. Der Prozeß besitzt eine Vorzugsrichtung, die durch einen Pfeil angedeutet ist. Nach einem erfolgten Sprung von einem Cu-Atom zu einem benachbarten Cu-Atom ist, durch die Aufhebung der Zeitumkehr, ein Sprung zurück auf den Ausgangspunkt unwahrscheinlich. Ein Sprung weiter in die ursprüngliche Richtung ist ebenfalls unwahrscheinlich, da der Zustand nicht symmetrisch hinsichtlich einer Translation um einen Gittervektor ist. Der folgende Sprung des Elektrons muß also in einem Winkel von $\pi/2$ geschehen. Die Situation ist nun äquivalent derjenigen nach dem ersten Sprung und es erfolgt wieder ein Sprung in einem Winkel von $\pi/2$. Das Resultat ist ein Kreisstrom, wie er in Abbildung 2.9 dargestellt ist [14]. Als Folge dieser Kreisströme bilden sich in den CuO-Ebenen magnetische Momente mit einer antiferromagnetischen Korrelation aus. Hinsichtlich der Größe dieser magnetischen Momente kommen Chakravarty et al. zu einer Abschätzung in der Größenordnung von 30 G [14]. Hsu et al. gelangen in dem der DDW verwandten "staggered flux phase"-Modell zu einer vergleichbaren Größenordnung von 100 G [17], jeweils im Zentrum eines CuO-Quadrates. Abschätzungen der Größe des magnetischen Momentes sind mit einer starken Unsicherheit behaftet, was die Stärke des Stromes und

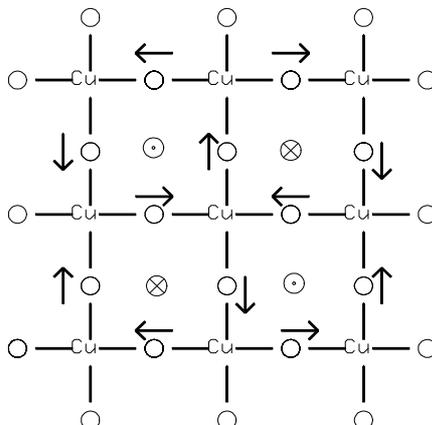


Abbildung 2.9: Kreisströme in einem idealen DDW-Zustand. Die magnetischen Felder heben sich am Cu-Kern exakt auf.

insbesondere die Geometrie des Strompfades anbelangt [14, 17].

Durch die Symmetrie eines idealen DDW-Zustandes heben sich die magnetischen Felder der Kreisströme an den Cu-Plätzen exakt auf, vorausgesetzt es bewegt sich ein Elektron auf je einem CuO-Quadrat. Das magnetische Feld der Kreisströme sollte sich also unter diesen Bedingungen in der Kernresonanz am Cu-Kern nicht auswirken. In einem gestörten DDW-Zustand kann allerdings ein magnetisches Feld am Cu-Kern erscheinen [14]. Befindet sich z. B. weniger als ein Elektron pro CuO-Quadrat in den CuO-Ebenen, so ist die exakte Kompensation der Ströme und damit der magnetischen Felder am Cu-Kern nicht mehr gegeben. Durch einsetzen der Supraleitung ist nun ein Anteil der Ladungsträger in der supraleitenden Phase zu Cooper-Paaren gebunden. Dieser Anteil kann nicht mehr als Kreisstrom in Erscheinung treten und es kommt zur Ausbildung von Bereichen in denen keine gegensinnigen Kreisströme mehr existieren. Die Verhältnisse entsprechen dann der Abbildung 2.10.

Durch den DDW-Zustand ist ein Elektron in einem Kreisstrom für eine gewisse Zeit gefangen. Bei einer Verringerung der Anzahl der Ladungsträger in den CuO-Ebenen ist daher eine Konfiguration der Kreisströme entsprechend Abbildung 2.10 wahrscheinlicher als eine homogene Verringerung der Ladung in den CuO-Ebenen in der es nur zu einer Verringerung der Ströme in einer Konfiguration entsprechend der Abbildung 2.9 kommt, sich die Felder also weiterhin aufheben würden. In leitfähigen Medien sollten sich die "leeren" CuO-Quadrate im Mittel homogen über die CuO-Ebenen verteilen, da sich ansonsten Potentialdifferenzen in den CuO-Ebenen bilden müßten.

Eine Verringerung der Anzahl der Ladungsträger in den CuO-Ebenen kann somit zu einem magnetischen Moment an den Cu-Kernen führen und eine Aufhebung der Entartung der Quadrupolniveaus hervorrufen, die als Linienaufspaltung im Spektrum sichtbar wird.

Der DDW-Zustand ist bis jetzt noch wenig verstanden und es liegen noch keine theoretischen Erkenntnisse über das Verhalten derartiger, "leerer" CuO-Quadrate vor. Die Argumentation ist daher zum gegen-

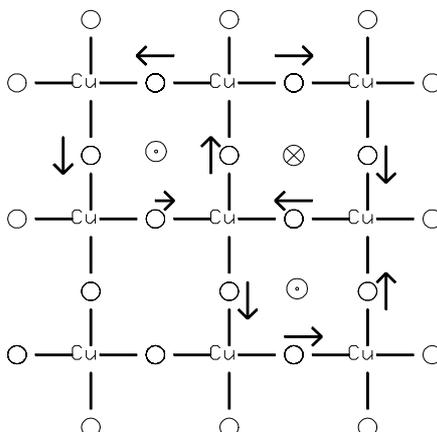


Abbildung 2.10: Kreisströme in einem gestörten DDW-Zustand. Die magnetischen Momente kompensieren sich nicht mehr vollständig und es erscheint ein magnetisches Feld am Cu-Kern.

wärtigen Zeitpunkt notgedrungen auf ein qualitatives Niveau beschränkt.

Für die Existenz zweier Energielücken im supraleitenden Zustand gibt es Anzeichen aus der Tunnel-spektroskopie [21]. In der Verbindung $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ zeigt sich eindeutig eine räumliche Variation der lokalen Zustandsdichte (LDOS) auf einer mikroskopischen Skala von einigen 10 Å. Diese Variationen in der LDOS zeigen sich in der Stärke des Kohärenzpeaks der Tunnelleitfähigkeit und bedeuten eine räumliche Variation des Ordnungsparameters der Supraleitung sowie der Ladungsdichten in den CuO-Ebenen [21].

Ebenso existieren Experimentelle Beweise für einen antiferromagnetischen Zustand in der supraleitenden Phase. In Experimenten der Neutronenstreuung wurde das Vorhandensein magnetische Momente in der Verbindung $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,6}$ festgestellt, die in ihrer Stärke unterhalb von T^* zunehmen und bei T_C einen deutlichen Anstieg zeigen [5] und nicht auf einem Spin-Magnetismus beruhen können [5]. Die Größe der magnetischen Momente steht im Einklang mit Voraussagen des “staggered-flux-phase”-Modells [17]. Eine Analyse der Temperaturabhängigkeit der magnetischen Momente im Rahmen der DDW-Theorie ergab ebenfalls eine Übereinstimmung [14]. Bemerkenswert an der Temperaturabhängigkeit der magnetischen Momente ist, daß sich bei T_C ein Anstieg der Feldstärke zeigte.

Unabhängig davon ergaben μSR Experimente ebenfalls Beweise für das Vorhandensein magnetischer Momente in den Verbindungen $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ und $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,02}$, die ebenfalls nicht auf einem Spin-Magnetismus beruhen können [22]. In beiden Verbindungen wurden schwache magnetische Felder in der Größenordnung von 30 G gefunden. Analog zu den Ergebnissen der Neutronenstreuung wurde ebenfalls ein Anstieg der Feldstärke unterhalb von T_C gefunden. Beide Verbindungen zeigen die gleiche Abhängigkeit im magnetischen Phasendiagramm von der Dotierung und es zeigt sich, daß es sich bei der Koexistenz der magnetischen Momente und Supraleitung um eine intrinsische Eigenschaft der CuO-Ebenen handeln muß, die unabhängig ist von den Präparationsbedingungen und der Anzahl der Dotierungs-Atome [22].

Sollte die qualitative Argumentation zutreffen, so sind an das Erscheinen einer Linienaufspaltung aufgrund des DDW-Zustandes gewisse Bedingungen geknüpft. Die Übergangstemperatur in den DDW-Zustand ist mit der Temperatur T^* des "pseudogap" verbunden und von der Dotierung abhängig [14]. In einer optimal dotierten Hg-1223-Probe, sollte sich der DDW-Zustand bei T_C formieren, da die T^* -Linie und die T_C -Linie bei optimaler Dotierung hier zusammenlaufen (Abbildung 2.3). Oberhalb von T_C sollte im Spektrum demzufolge keine Linienaufspaltung sichtbar sein. Unterhalb von T_C bildet sich der DDW-Zustand und die supraleitende Phase aus. Durch die Bindung von Ladungsträgern in der supraleitenden Phase kann die Kompensation der magnetischen Felder am Cu durch die Supraleitung gestört werden und es kann sich ein gestörter DDW-Zustand bilden. Die Aufhebung der Kompensation der Ströme wäre mit der Größe des Ordnungsparameters der Supraleitung verknüpft. Die Linienaufspaltung sollte sich also unterhalb von T_C im Spektrum zeigen und bei tiefen Temperaturen konstant verlaufen. Ebenso sollte unter diesen Annahmen mit der Linienaufspaltung ein Absinken der reinen NQR-Frequenz einhergehen, da ein Verschwinden von Ladung aus den CuO-Ebenen zu einem Absinken der mittleren Ladungsdichte am Cu-Atom führen muß und sich damit der EFG verringert. Die NQR-Frequenz sollte daher mit beginnender Linienaufspaltung absinken und bei tiefen Temperaturen einen konstanten Verlauf zeigen. Das Absinken der NQR-Frequenz sollte ferner mit dem Erscheinen der Linienaufspaltung korrelieren und nicht mit dem Eintritt der Supraleitung.

Die T^* -Linie verläuft im Bereich der optimalen Dotierung sehr steil, während die T_C -Linie in diesem Bereich einen flachen Verlauf zeigt (Abbildung 2.3). Der DDW-Zustand, der mit der Temperatur des "Pseudogaps" T^* verknüpft ist, hat daher eine wesentlich stärkere Dotierungsabhängigkeit als die Übergangstemperatur zur Supraleitung. Eine leichte Überdotierung zeigt sich daher nicht im T_C , wohl aber in der Temperatur bei der die Linienaufspaltung einsetzt. Es ist daher bei Proben mit gleichem T_C eine Streuung der Temperaturen zu erwarten bei der die Linienaufspaltung einsetzt. Ferner sollte sich in stark unterdotierten Proben eine Linienaufspaltung weit oberhalb von T_C zeigen.