

Kapitel 9

Diskussion

9.1 Relaxation

Das longitudinale Relaxationsverhalten zeigt einen mehrfach-exponentiellen Verlauf mit Relaxationszeiten, die von der Anzahl der Sättigungspulse und damit von den Anfangsbedingungen abhängen. Die Abhängigkeit der Relaxationszeiten von den Anfangsbedingungen deutet darauf hin, daß es sich dabei um mittlere Relaxationszeiten handelt. Theoretisch wird die longitudinale Relaxation durch eine Linearkombination aus drei Exponentialfunktionen beschrieben, deren Zeitkonstanten durch die Übergangsraten zwischen den Niveaus des Spinsystems bestimmt werden, also von den Anfangsbedingungen unabhängig sind 8.2. Abhängig von den Anfangsbedingungen sind einzig die Koeffizienten der Exponentialfunktionen. Damit die drei Exponentialfunktionen im Experiment aufgelöst werden können, muß die Relaxationskurve über mehr als eine Dekade verfolgt werden. Ist dies aus technischen Gründen nicht möglich, so erscheinen in der gemessenen Relaxationskurve Relaxationszeiten, die sich aus einer Überlagerung der drei Zeitkonstanten des Relaxationsvorganges zusammensetzen. Variiert man nun die Anfangsbedingungen, so variieren die Besetzungszahlen der Niveaus des Systems und damit die Koeffizienten der drei Exponentialfunktionen, die den Relaxationsvorgang beschreiben. Durch eine Änderung der Koeffizienten ergibt sich eine unterschiedliche Gewichtung der einzelnen Zeitkonstanten, was sich als Änderung der mittleren Relaxationszeiten in der Messung bemerkbar macht. Das Verhalten der longitudinalen Relaxation entspricht dem, was man bei einer Aufspaltung einer Quadrupollinie durch Aufhebung der Entartung erwartet.

9.2 Aufhebung der Entartung

Generell zeigen die Energieniveaus aller Quadrupol-Kerne bei axialer Symmetrie des EFG eine Entartung der $\pm m$ Niveaus. Eine Abweichung von der axialen Symmetrie führt bei allen Spinsystemen mit $I \neq 3/2$, $I > 1/2$ zu einer Aufhebung der Entartung und damit zu einer Linienaufspaltung. Für Spinsysteme mit $I = 3/2$ kann es durch eine Änderung der Symmetrie des EFG nicht zu einer Aufhebung der Entartung und damit

zu einer Linienaufspaltung kommen [31]. Die Entartung dieses Spinsystems kann nur durch ein magnetisches Feld aufgehoben werden. Die beobachtete Linienaufspaltung, zusammen mit der Abhängigkeit der longitudinalen Relaxation von den Anfangsbedingungen, läßt also nur ein magnetisches Feld als Ursache zu.

Im allgemeinen Fall, d. h. der Vektor \vec{B} des Magnetfeldes liegt in einem Winkel $\alpha \neq 0$ und $\alpha \neq \pi/2$ zur Symmetrieachse des EFG, spaltet eine NQR-Linie symmetrisch zur reinen NQR-Linie in 4 Linien auf, Kapitel 6. Ein globales Magnetfeld, d. h. eine homogene Magnetisierung der Probe, sollte also zu einer Anzahl von 8 Linien führen. In den Spezialfällen $\alpha = 0$ oder $\alpha = \pi/2$ würden die Linien der äußeren CuO-Ebenen und die der inneren Ebenen symmetrisch in je zwei Linien aufspalten. Es ergäbe sich unter dieser Annahme ein Spektrum, das aus 4 Linienpaaren besteht und als eine Verdopplung der Spektren bei 140 K erscheint. Weder die Anzahl noch die Intensitätsverteilung in den Spektren der Proben Abb. 8.4 bis 8.11 und Abb. 8.29 bis 8.34 läßt eine solche Intensitätsverteilung entsprechend dieser Annahmen erkennen. Auch wurde in den Suszeptibilitätsmessungen kein spontan auftretendes magnetisches Moment in den Proben beobachtet. Das Vorhandensein eines globalen Feldes kann also ausgeschlossen werden. Das Magnetfeld muß dementsprechend lokalen Ursprungs sein. Lokal bedeutet in diesem Fall, daß es sich aus lokalisierten magnetischen Momenten in den CuO-Ebenen zusammensetzt, wie es aus der “d-density-wave” Theorie folgt. Unter dieser Annahme und sofern die äußeren CuO-Ebenen nicht den gleichen EFG aufweisen und das lokale Magnetfeld in den äußeren CuO-Ebenen nicht identisch ist, spaltet die Linie der äußeren CuO-Ebene in 4 Linienpaare auf. Die Linien der inneren CuO-Ebene würden in zwei Linienpaare aufspalten, was die beobachtete Anzahl von 6 Linienpaaren ergibt.

9.3 Zuordnung der Linien

Bei einer Aufhebung der Entartung der Quadrupolniveaus eines $I = 3/2$ Spinsystems erfolgt die Aufspaltung der Quadrupollinie in zwei Linien, die symmetrisch zur Linie des entarteten Quadrupolniveaus liegen. Vorausgesetzt sei dabei, daß der EFG eine Axialsymmetrie aufweist und daß das magnetische Feld parallel zur Symmetrieachse des EFG orientiert ist, wie es die “d-density-wave”-Theorie voraussagt. Linien mit paarweiser gleicher Intensität sollten also dementsprechend einer CuO-Ebene zugeordnet werden.

Probe 1

In Abb. 8.4 finden sich Linien mit paarweise gleicher Intensität in den Cu-Linien (rot-magenta) und (cyan-grau). Die “grüne” und “blaue” Linie bilden kein symmetrisches Paar, lassen also eher vermuten, daß es sich um Linien der inneren CuO-Ebene handelt, hervorgerufen durch eine Aufspaltung im EFG und/oder unvollständige Aufhebung der lokalen Magnetfelder an den inneren CuO-Ebenen. Die Linien in der Abbildung 8.4 werden also folgendermaßen zugeordnet: rot, cyan, magenta und grau den äußeren CuO-Ebenen, blau und grün den inneren CuO-Ebenen. Ist diese Zuordnung zutreffend, so muß die Summe der Intensitäten der Linien der äußeren CuO-Ebenen halb so groß sein wie die Summe der Intensitäten der Linien der

inneren CuO-Ebenen.

Ein Vergleich der Intensitäten erfordert eine Korrektur der einzelnen Intensitäten der Linien des Spektrums entsprechend ihrer T_2 -Zeiten sowie vollständige Fehlerangaben der Anpassung. Das Programm, das zur Anpassung benutzt wurde, zeigte jedoch Instabilitäten, wenn alle Parameter durch die Software angepaßt werden sollten. Der Fehler der Intensitäten kann nur geschätzt werden, da die Anpassung vollständig manuell erfolgen mußte. Es erscheint ein Fehler von 4 % als angemessen, da die Intensitäten der einzelnen Linien innerhalb der Struktur der Anpassung in diesem Bereich variiert werden können, ohne daß die Struktur der Anpassung signifikante Abweichungen von der Messung zeigt.

Es ergibt sich aus Abbildung 8.4 eine Summe S_1 der Amplituden der Linien ^{63}Cu -Linien: rot, cyan, magenta und grau von $S_1 = 5173 \pm 200$ und für die Summe S_2 der Amplituden der ^{63}Cu -Linien: blau und grün von $S_2 = 2402 \pm 96$, und dementsprechend für $S_1/2 = 2586 \pm 100$, was im Rahmen der Fehler übereinstimmt. Die Zuordnung ist damit konsistent, und die Linien "rot", und "magenta" werden einer der äußeren CuO-Ebenen zugeordnet, im Folgenden als layer b bezeichnet, die Linien "cyan", und "grau" der zweiten äußeren CuO-Ebenen, im Folgenden als layer c bezeichnet. Die Linien "blau" und "grün" werden entsprechend den inneren Ebenen zugeordnet. Abbildung 9.2 zeigt den Verlauf der Aufspaltung der ^{65}Cu -Linien beider äußerer CuO-Ebenen entsprechend der Tabelle 8.1.

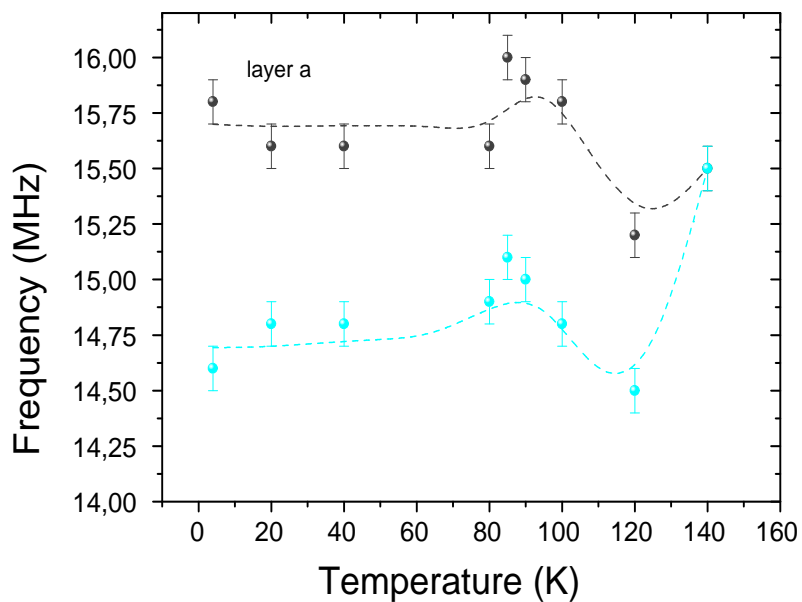


Abbildung 9.1: a) Aufspaltung der ^{65}Cu -Linie ersten äußeren CuO-Ebene (layer a) einer Einheitszelle der Probe 1 entsprechend Tabelle 8.1.

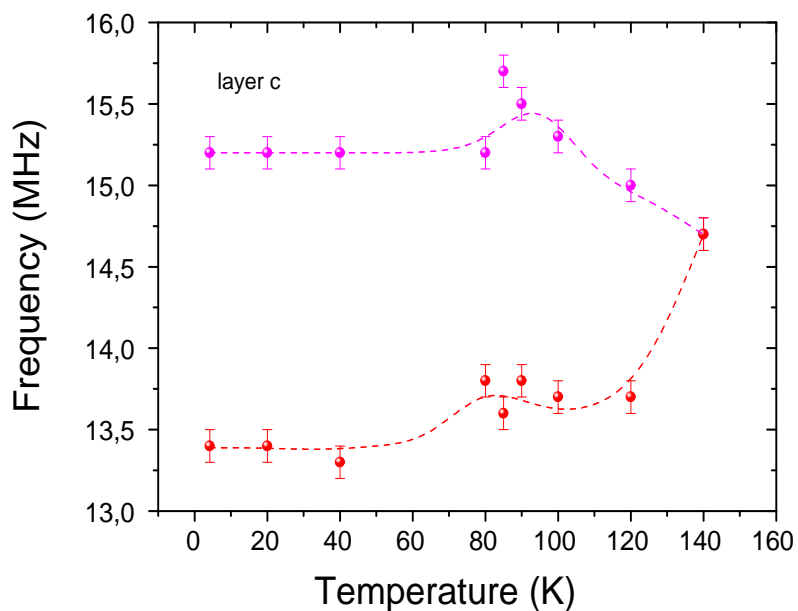


Abbildung 9.2: b) Aufspaltung der ^{65}Cu -Linie der zweiten äußeren CuO-Ebene (layer c) einer Einheitszelle der Probe 1 entsprechend Tabelle 8.1.

9.4 Spektren

Die Entwicklung der Spektren mit der Temperatur sowie die Auflösung der Linienstruktur der Spektren bei 4,2 K zeigen, daß sich die Cu-NQR-Spektren der untersuchten Proben unterhalb von T_C aus einer Überlagerung von 6 $^{63/65}\text{Cu}$ -Linienpaaren zusammensetzen, anstelle der zu erwartenden 2 Linienpaare des Kupfers auf den inäquivalenten Gitterplätzen einer Einheitszelle. Beide Proben zeigen eine qualitativ identische Entwicklungen der Spektren mit der Temperatur, einschließlich dem Verschwinden der erhöhten Anzahl von Linienpaaren oberhalb von T_C . Bei 140 K zeigen beide Proben ein Cu-NQR-Spektrum bestehend aus jeweils zwei $^{63/65}\text{Cu}$ -Linienpaaren entsprechend den Cu-Gitterplätzen in einer Einheitszelle. Zusammen mit der gefundenen mehrfach-exponentiellen longitudinalen Relaxation und deren Abhängigkeit von den Anfangsbedingungen läßt dies eindeutig auf eine Aufhebung der Entartung der Cu-Quadrupolniveaus als Ursache der Linienaufspaltung schließen. Andere Erklärungen für die erhöhte Anzahl von Cu-NQR-Linien, wie eine Überlagerung von Spektren verschiedener, supraleitender Phasen oder eine räumliche Variation des EFG, können ausgeschlossen werden.

Aus dem Verschwinden der Aufspaltung kann gefolgert werden, daß es sich bei der gefundenen Anzahl von Cu-Linien nicht um eine Überlagerung von Linien verschiedener supraleitender Phasen mit unterschiedlichen Dotierungen handeln kann. In einem solchen Fall dürfte die Linienanzahl sich oberhalb der Übergangstemperatur nicht verringern, da oberhalb der Übergangstemperatur die einzelnen Phasen weiterhin verschiedene Dotierungen aufweisen und damit unterschiedliche Quadrupolfrequenzen zeigen müßten. Ebenso widersprechen die Ergebnisse des longitudinalen und transversalen Relaxationsverhaltens der Annahme einer Überlagerung einzelner Spektren verschieden dotierter Phasen. Das longitudinale Relaxationsverhalten sollte für ein entartetes $I = 3/2$ Spinsystem einfach-exponentiell verlaufen. Eine Überlagerung von Spektren verschieden dotierter Phasen kann sich zwar als mehrfach-exponentielle longitudinale Relaxation äußern, jedoch sollte dann auch die transversale Relaxation mehrfach-exponentiell verlaufen, da es sich hierbei ebenfalls um die Überlagerung von Relaxationsverläufen der Kerne verschieden dotierter Phasen handelt. Die gefundenen transversalen Relaxationsverläufe waren jedoch durchweg einfach-exponentiell bei mehrfach-exponentieller longitudinaler Relaxation. Ferner sollte die longitudinale Relaxation bei einer Überlagerung von Spektren verschieden dotierter Phasen auf keinen Fall von den Anfangsbedingungen, wie z. B. der Anzahl der Sättigungspulse, abhängen.

Sollte es sich bei Linienaufspaltung unterhalb von T_C um eine einsetzende räumliche Variation des EFG handeln, so müßte die longitudinale Relaxation einfach-exponentiell verlaufen, womit diese Möglichkeit auch ausgeschlossen werden kann. Die Ergebnisse werden im Folgenden detailliert diskutiert.

Bei den Proben handelt es sich um ungepreßte Pulverproben, bestehend aus mindestens 10^{10} Körnern. Die einzelnen Körner besitzen also untereinander eine vernachlässigbare Koppelung. Das lokale Feld beeinflusst pro Korn also grob geschätzt 10^{10} Kerne. Der Prozeß, der zur Entstehung des Feldes führt, muß also nicht nur innerhalb eines makroskopischen Kornes hochgradig korreliert sein, sondern sich unabhängig voneinander in den 10^{10} Körnern ausbilden. Weiterhin muß die Änderung im EFG der äußeren CuO-Ebenen

und das lokale Feld ebenfalls miteinander korreliert sein, da sich ansonsten keine Linienstruktur ausbilden kann. Beide Proben besitzen eine stark unterschiedliche Zusammensetzung hinsichtlich der Dotierung und des Cu-Anteils. Ferner wurden beide Proben auf unterschiedliche Art präpariert [30]. Trotz der Unterschiede in der Zusammensetzung und der Präparation zeigen beide Proben die gleiche Linienaufspaltung und Abhängigkeit der longitudinalen Relaxation von den Anfangsbedingungen. Dies zeigt, daß es sich bei der Ausbildung des magnetischen Feldes in den CuO-Ebenen um eine Eigenschaft handeln muß, die mit der Supraleitung verbunden ist und nicht etwa auf der Präparation beruhen kann.

Probe 2

Die Spektren der Probe 2 zeigen die gleiche Struktur wie die Spektren der Probe 1, bis auf das Spektrum bei 4,2 K der Probe 2. Hier zeigt sich eine Anzahl von 8 (Abbildung 8.29) Linienpaaren im Gegensatz von 6 Linienpaaren bei der Probe 1 (Abbildung 8.6). Die 2 zusätzlichen Linienpaare liegen jedoch nicht willkürlich im Spektrum, sondern lassen eine Symmetrie erkennen, die mit der Annahme einer Aufhebung der Entartung durch ein magnetisches Feld im Einklang steht. Diese 4 Linien (rot und grau) liegen symmetrisch zu einer Mittenfrequenz mit einer symmetrischen Verteilung der Intensitäten, was darauf hindeutet, daß die 2 zusätzlichen Linienpaare dadurch erscheinen, daß das magnetische Feld nicht mehr parallel zur Symmetrieachse des EFG verläuft. Es ist wahrscheinlich, daß es sich hierbei um den Einfluß der F-Dotierung handelt und der Unterschiede in den Cu-Anteilen beider Proben.

Die Summe der Intensitäten der Linien mit den Farben rot und grau und magenta und cyan in der Abbildung 8.29 ergibt $S_1 = 6800$. Dieser Wert sollte halb so groß sein wie die Summe der Intensitäten der Linien mit den Farben grün und blau, mit einer Summe der Intensitäten von $S_2 = 3200$. Der Fehler dieser beiden Werte ließ sich aus der Anpassung nicht ermitteln, da aufgrund der schwach ausgeprägten Struktur des Spektrums die Anpassung ebenfalls vollständig manuell erfolgen mußte. Die Größenordnung des Fehlers sollte aber der des Fehlers der Probe 1 entsprechen, also in der Größenordnung von 4 % liegen. Damit ergeben sich die Werte $S_1 = 6800 \pm 270$ und $S_2 = 3200 \pm 120$, womit sich für $S_1/2 = 3400 \pm 135$ ergibt, was eine Übereinstimmung der Werte ergibt und somit die Zuordnung ebenfalls konsistent erscheint.

Die Linienpaare rot und grau können aufgrund dieser Überlegungen einer der äußeren CuO-Ebenen zugeordnet werden (layer c). Die Linien "grün" und "blau" werden entsprechend den inneren CuO-Ebenen zugeordnet (layer b) und die Linien "cyan" und "magenta" den zweiten äußeren CuO-Ebenen der Einheitszelle (layer a). Abbildung 9.4 zeigt den Verlauf der Aufspaltung der ^{65}Cu -Linien der äußeren CuO-Ebenen über der Temperatur entsprechend Tabelle 8.5.

Bei beiden Proben zeigen sich ähnliche Verläufe für die Aufspaltung der Linien der äußeren CuO-Ebenen. Die Probe 2 zeigt allerdings eine deutliche Abweichung vom qualitativen Verlauf bei 40 K. Zugleich besitzt das Spektrum der Probe 2 ein Minimum der spektralen Breite bei dieser Temperatur. Bei der Probe 1 finden sich Abweichungen vom qualitativen Verlauf bei 85 K mit ebenfalls einem Minimum der spektralen Breite der Spektren bei dieser Temperatur. Die Aufspaltung setzt bei der Probe 2 bei tieferen Temperaturen ein als bei der Probe 1. Es besteht daher durchaus die Möglichkeit, daß beide Anomalien auf

der gleichen Ursache beruhen. Zu dieser Vermutung passen Anomalien, die in der transversalen Relaxationsrate in $\text{YBa}_2\text{Cu}_7\text{O}_3$ beobachtet wurden. Die Relaxationsrate zeigt einen Peak bei 35 K, der im Rahmen der “staggered-flux-Phase”-Theorie interpretiert wurde [46].

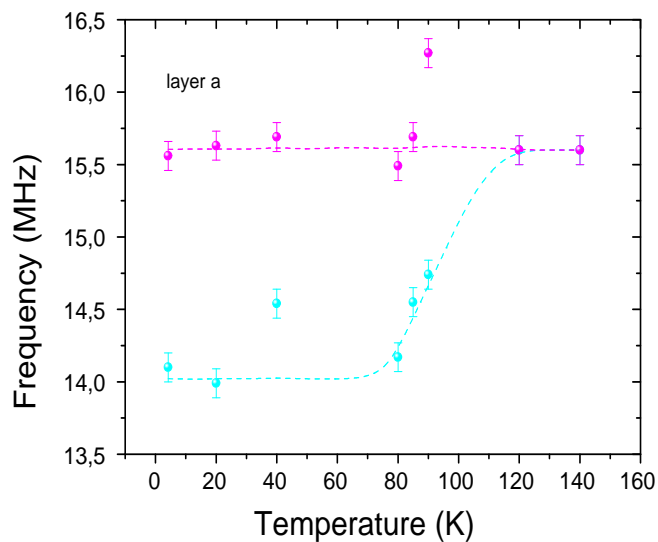


Abbildung 9.3: a) Frequenzen der ^{65}Cu -NQR-Linien der ersten äußeren CuO-Ebene (layer a) entsprechend Tabelle 8.5 über der Temperatur für die Probe 2

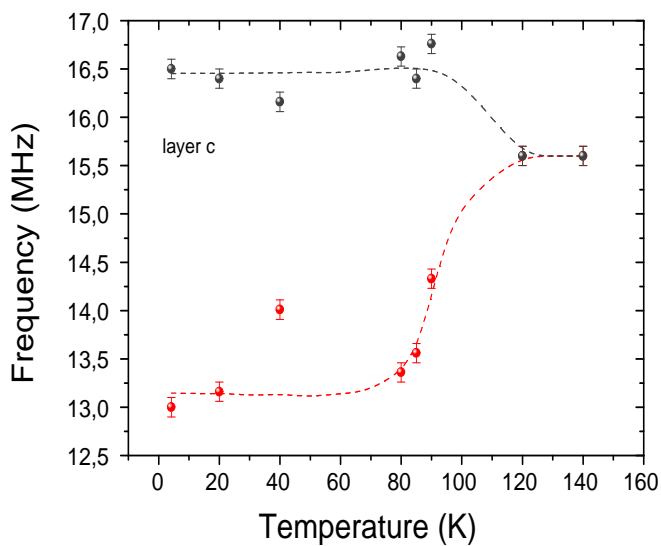
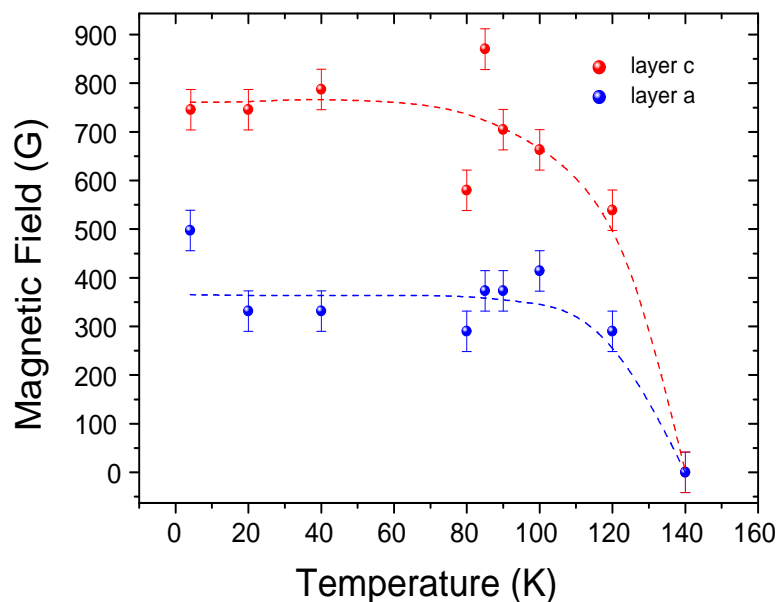


Abbildung 9.4: b) Frequenzen der ^{65}Cu -NQR-Linien der zweiten äußeren CuO-Ebene (layer c) entsprechend Tabelle 8.5 über der Temperatur für die Probe 2

9.5 Feldstärken und NQR-Frequenz

Entsprechend dieser Zuordnung wurden die Aufspaltungen der Linien aus der Tabelle 8.5 entnommen und daraus nach Gleichung 6.7 die Stärke des inneren Feldes errechnet. Zur Berechnung der Feldstärke wurde im Einklang mit der DDW-Theorie angenommen, daß das lokale magnetische Feld sich parallel zur Symmetrieachse des EFG ausbildet, womit sich die Feldstärke ergibt als $B = \Delta\nu/2\gamma$, mit $\gamma = 12.08 \text{ MHz/T}$ als dem gyromagnetischen Verhältnis des ^{65}Cu -Isotopes. Der Verlauf der Stärke des Lokalen magnetischen Feldes in den Ebenen a und c (layer a und c) der Probe 1 ist in Abb. 9.5 zu sehen. Abbildung 9.6 zeigt den Verlauf für die Probe 2. Mit dem Erscheinen einer Linienaufspaltung im Spektrum sollte, wie in Abschnitt 2.2 dargelegt, ein Absinken der reinen NQR-Frequenz verbunden sein. Die reine NQR-Frequenz ν_{NQR} wurde aus der Linienaufspaltung errechnet und ist in Abbildung 9.5 für die Probe 1 dargestellt.

Die Abbildungen 9.6 und 9.7 zeigen die entsprechenden Darstellungen für die Probe 2.



Verlauf der Stärke des lokalen magnetischen Feldes in beiden äußeren CuO-Ebenen (layer a und c) einer Einheitszelle über der Temperatur ($T_C = 134$ K) für die Probe 1

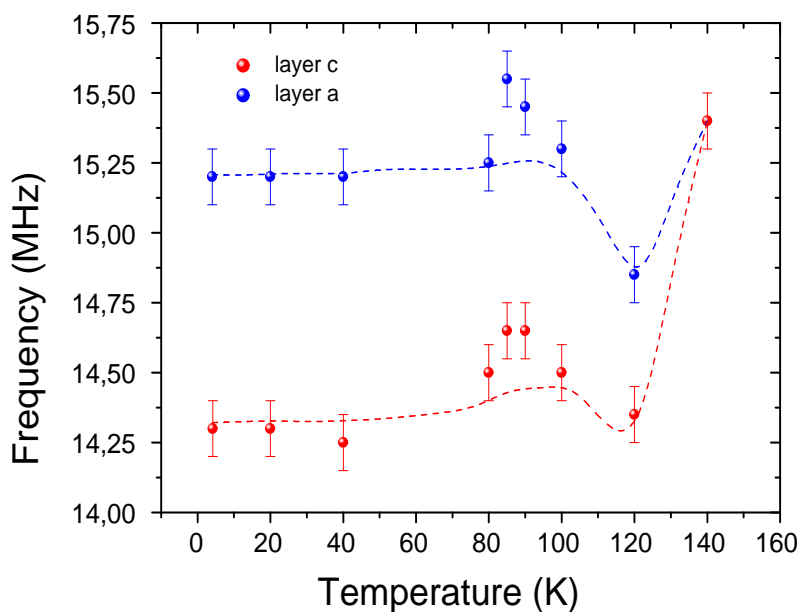


Abbildung 9.5: Aus der Linienaufspaltung errechnete Frequenzen der reinen ^{65}Cu -NQR-Linien ν_{NQR} der äußeren CuO-Ebenen (layer a und c) über der Temperatur ($T_C = 134$ K) für die Probe 1

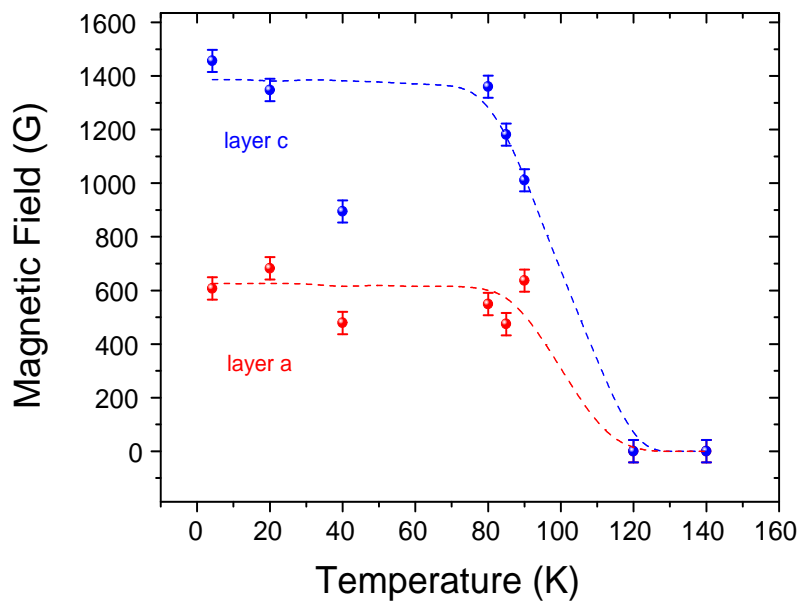


Abbildung 9.6: Verlauf der Stärke des lokalen magnetischen Feldes in beiden äußeren CuO-Ebenen einer Einheitszelle (layer a und c) über der Temperatur ($T_C = 134$ K) für die Probe 2

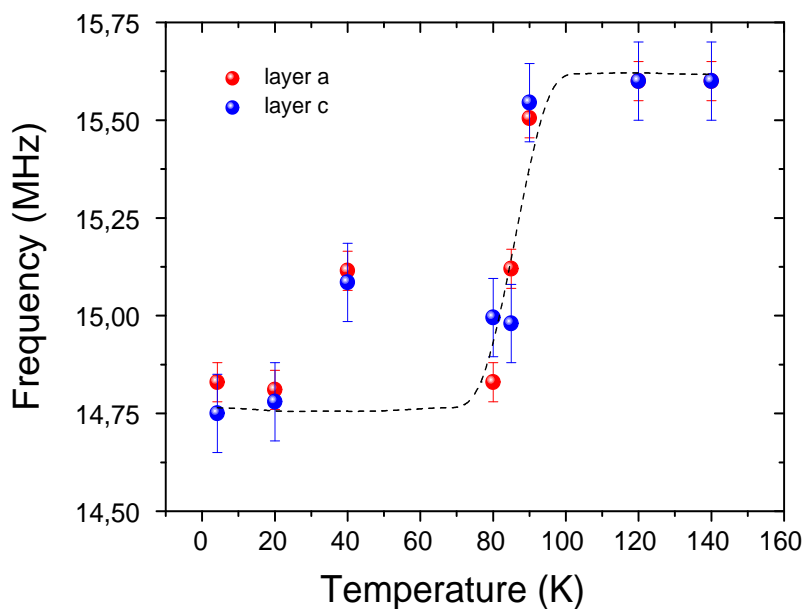


Abbildung 9.7: Aus der Linienaufspaltung errechnete Frequenzen der reinen ^{65}Cu -NQR-Linien ν_{NQR} der äußeren CuO-Ebenen (layer a und c) über der Temperatur ($T_C = 134$ K) für die Probe 2

Es zeigt sich in der Tat das geforderte Absinken der NQR-Frequenz beim Erscheinen der Linienaufspaltung im Spektrum. Das Absinken der reinen NQR-Frequenz ist mit dem Erscheinen der Linienaufspaltung korreliert, wie die unterschiedlichen Temperaturabhängigkeiten der Spektren von den Proben 1 und 2 zeigen. Die Linienaufspaltung zeigt sich bei der Probe 2 bei etwas tieferen Temperaturen als bei der Probe 1. Das Absinken der reinen NQR-Frequenz ist bei der Probe 2 ebenfalls zu tieferen Temperaturen verschoben. Bei beiden Proben beträgt der maximale Unterschied im EFG bei 140 K und 4,2 K etwa 6 %.

Beide Proben besitzen das gleiche T_C . Das Absinken der reinen NQR-Frequenz erfolgt jedoch bei beiden Proben nicht mit der Übergangstemperatur in die supraleitende Phase, sondern bei der Probe 2 unterhalb von 100 K. Dies zeigt, daß das Absinken der NQR-Frequenz nicht ausschließlich mit dem Phasenübergang zur Supraleitung korreliert sein kann. Es muß noch eine weitere Änderung des Zustandes der CuO-Ebenen vorhanden sein, wie sie in der Formierung des DDW-Zustandes vorliegt. Die unterschiedlichen Temperaturen, bei denen sich ein magnetisches Feld am Cu-Kern zeigt, können auf die unterschiedlichen Dotierungen beider Proben zurückgeführt werden. Wie in Abschnitt 2.1.3 ausgeführt, sollte die Übergangstemperatur in den DDW-Zustand mit der Temperatur T^* des Pseudogaps verbunden sein und daher von der Dotierung abhängen. Die Dotierungsabhängigkeit der Übergangstemperatur zur Supraleitung besitzt einen parabolischen Verlauf und verläuft in der Umgebung der optimalen Dotierung sehr flach (Abbildung 2.3). Die Linie T^* , die die Temperatur der Öffnung des Pseudogaps beschreibt, ist eine Gerade und schneidet im Phasendiagramm (Abbildung 2.3) die T_C -Parabel im Punkt der optimalen Dotierung. Eine leichte Variation der Dotierung wirkt sich daher nur schwach auf die Übergangstemperatur T_C aus, hat aber einen großen Einfluß auf T^* . Ist also Probe 2 leicht überdotiert, so ist dies im T_C nicht aufzulösen. Der DDW-Zustand reagiert jedoch wesentlich empfindlicher auf die Dotierung und die Linienaufspaltung zeigt sich bei tieferen Temperaturen, womit sich eine Qualitative Übereinstimmung mit der DDW-Theorie zeigt. Theoretische Modelle, die eine quantitative Beschreibung eines gestörten DDW-Zustandes erlauben, liegen bis jetzt noch nicht vor.

9.6 Theoretische Größenordnung der Feldstärke

Theoretische Vorhersagen der Feldstärke des magnetischen Feldes wurden von Hsu et al. [17] und Chakravarty et al. [14] durchgeführt. Beide Vorhersagen beziehen sich auf das Zentrum eines CuO-Quadrates bei vollständiger Aufhebung der Ströme am Cu-Kern. Die Abschätzungen sind mit einer starken Unsicherheit behaftet, da die Felder von der Stromstärke und geometrischen Größen wie dem Strompfad abhängen [17, 14]. Die geschätzten Feldstärken liegen im Bereich von 100 G [17] und 30 G [17, 14], sind also von vergleichbarer Größenordnung. Eine Schwierigkeit beim Abschätzen der Größenordnung des Feldes, wie es am Cu-Kern erscheinen sollte, besteht darin, daß nicht das Feld nur eines Kreisstroms am Cu-Kern auftritt. Es erscheint jedoch vernünftig anzunehmen, daß die Feldstärke am Cu-Kern aufgrund einer nicht vollständigen Kompensation der Felder der Kreisströme ebenfalls in der Größenordnung von 100 G liegt. In mehreren Experimenten der jüngsten Zeit wurden in Hoch- T_C -Supraleitern schwache magnetische Felder festgestellt, deren Ursache bis jetzt unverstanden ist, die aber im Rahmen der DDW-Theorie interpretiert

werden.

9.7 Zusammenhang mit anderen Experimenten

9.7.1 Kernmagnetische Resonanz

In einem idealen DDW-Zustand sollten sich die magnetischen Momente am Cu-Kern aufheben. Dieser ideale Zustand kann gestört werden, so daß es zur Bildung eines magnetischen Momentes am Cu-Kern kommt [14]. Dieses bezieht sich jedoch nur auf statische Momente. Der DDW-Zustand ist ein fluktuierender, Zustand und die magnetischen Fluktuationen sind auch im idealen DDW-Zustand am Cu-Kern sichtbar [14]. Magnetische Fluktuationen haben in der Kernresonanz nach der Bloch-Wangsness-Redfield-Theorie [33] Auswirkungen auf die Relaxation des Spinsystems ins thermische Gleichgewicht. Der DDW-Zustand sollte daher, auch im idealen Fall, über die Relaxationsraten in der Kernresonanz meßbar sein. Eine Analyse des Verhältnisses der longitudinalen Relaxationsraten von ^{63}Cu und ^{17}O [47] im Rahmen des MMP-Modells [48] ergab Anzeichen für das Vorhandensein von kurzreichweitigen, antiferromagnetischen Fluktuationen im Bereich des Pseudogaps, die sich mit der DDW-Theorie erklären lassen. Allerdings kann diese Analyse nicht als Beweis für das Vorhandensein eines DDW-Zustandes gelten [14].

Die transversale Relaxationsrate von Cu(2) in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ zeigt bei 35 K einen Peak, der ebenfalls im Rahmen von kritischen Fluktuationen von orbitalen Strömen eines DDW-Zustandes interpretiert wurde [46].

9.7.2 Neutronenstreuung

Die Ergebnisse der Neutronenstreuung zeigen ebenfalls das Vorhandensein schwacher magnetischer Momente in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,6}$, die in ihrer Stärke unterhalb von T^* zunehmen und unterhalb von T_C weiter an Stärke zunehmen [5]. Die Stärke der magnetischen Momente steht im Einklang mit Voraussagen des "staggered-flux-phase"-Modells [17]. Eine Analyse dieser Ergebnisse im Rahmen der DDW-Theorie ergab ebenfalls eine Übereinstimmung [14]. Bemerkenswert an den Ergebnissen ist weiterhin, daß sich bei T_C ein Anstieg der Feldstärke zeigte.

9.7.3 Muon Spin Rotation

Mit der Muon-Spin-Rotation (μSR) wurde in den Verbindungen $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ und $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,02}$ ebenfalls Beweise für Antiferromagnetismus im supraleitenden Zustand gefunden [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 von Antiferromagnetismus

und Supraleitung um eine intrinsische Eigenschaft der CuO-Ebenen handeln muß, die unabhängig ist von den Präparationsbedingungen und der Anzahl der Dotierungs-Atome [22].

9.8 Schlußfolgerung

In dieser Arbeit wurde das spontane Entstehen eines magnetischen Momentes am Cu-Kern in der supraleitenden Phase beobachtet.

In den oben zitierten Experimenten wurden ebenfalls schwache magnetische Felder in der Größenordnung von 100 G festgestellt. Bemerkenswert ist, daß sowohl mit den Methoden der Neutronenstreuung als auch der μ SR unabhängig voneinander ein Anstieg der Stärke der magnetischen Felder beim Übergang in die supraleitende Phase festgestellt wurde. Die resultierenden Phasendiagramme zeigten sich dabei unabhängig von den Präparationsbedingungen, was bedeutet, daß in der supraleitenden Phase eine weitere Änderung der Eigenschaften des Grundzustandes der CuO-Ebenen auftritt [22].

In den untersuchten Proben dieser Arbeit ist das Erscheinen des magnetischen Feldes ebenfalls unabhängig von den Präparationsbedingungen und der Art der Dotierung der Proben. Das Erscheinen des magnetischen Feldes am Cu-Kern ist daher ebenfalls ein Anzeichen dafür, daß eine weitere Änderung der Eigenschaften der CuO-Ebenen in der supraleitenden Phase auftritt, und zwar deutlich unterhalb des Phasenübergangs zur Supraleitung. Es muß daher eine weitere Zustandsänderung der CuO-Ebenen eintreten, die nicht ursächlich mit der supraleitenden Phase verknüpft ist.

Die DDW-Theorie ist eine Theorie, die das spontane Auftreten von magnetischen Momenten in der supraleitenden, mit einer Ausrichtung des magnetischen Momentes parallel zur c-Achse erklären kann. Der zentrale Punkt dieser Theorie ist ein weiterer Ordnungsparameter, der zum Ordnungsparameter der Supraleitung in Konkurrenz steht und zur Entstehung des magnetischen Momentes am Cu-Kern führt. Die in dieser Arbeit gemessene und die theoretisch vorhergesagte Größenordnung der Feldstärke unterscheiden sich jedoch erheblich. Es kann daher nicht abschließend beurteilt werden, ob daß das in dieser Arbeit beobachtete spontane Entstehen eines magnetischen Momentes am Cu-Kern auf einem DDW-Zustand beruht und damit möglicherweise ein weiterer Ordnungsparameter unabhängig von dem Ordnungsparameter der Supraleitung in Kupratsupraleitern existiert.