Kapitel 5

Vortexglas-Supraleitung in endlichen Magnetfeldern

In diesem Kapitel soll der Einfluß eines externen Magnetfeldes auf den Supraleitungs-Phasenübergang untersucht werden. Die Höhe des Magnetfeldes variiert zwischen 1 mT und 19 T, wobei dieses parallel zur c-Achse der Filme angelegt worden ist.

5.1 Phasenübergang im Magnetfeld

5.1.1 Vortexglas-Linie

In der Abb. 5.1 sind die Phase und der Betrag des Widerstandes des as-grown Films A in $B = 0.4$ T und $B = 19$ T dargestellt. Wie im Nullfeld existiert auch hier eine Temperatur, bei der sich die isofrequenten Kurven schneiden. Diese Temperatur liegt bei nahe 89.0 K in 0.4 T und 60.5 K in 19 T. In der Abb. 5.2 sind die kritischen Temperaturen der Filme A und B in Magnetfeldern 1 mT $\leq B \leq$ 19 T dargestellt. Aus den Glastemperaturen T_g erhält man die Phasengrenze des Vortexglas-Zustandes, die Vortexglas-Linie $B_g(T)$. Eine Anpassung der Glastemperaturen an die Vorhersage Gl. (2.10)

$$B_g(T) = B_0 \cdot (1 - T/T_c(0))^{\alpha} \tag{5.1}$$

ergibt eine hervorragende Beschreibung. Überraschenderweise besitzen die Filme eine identische Phasenlinie $B_g(T)$, charakterisiert durch $B_0 = 50$ T und $\alpha = 1.33$, welche in Abb. 5.2 eingetragen sind. Um den gesamten Magnetfeldbereich mit einem Potenzgesetz beschreiben zu können, wurde die Temperatur $T_c(0)$ der Filme angepaßt. Für den Film A ist $T_c(0) = 91.4$ K und für den Film B ist $T_c(0) = 90.6$ K. Diese Temperaturen deuten darauf hin, daß das Potenzgesetz der Vortexglas-Linie nicht auf die aus dem Kreuzungspunkt bei $B = 0$ bestimmte Temperatur $T_c = T_g(B = 0)$ extrapoliert,

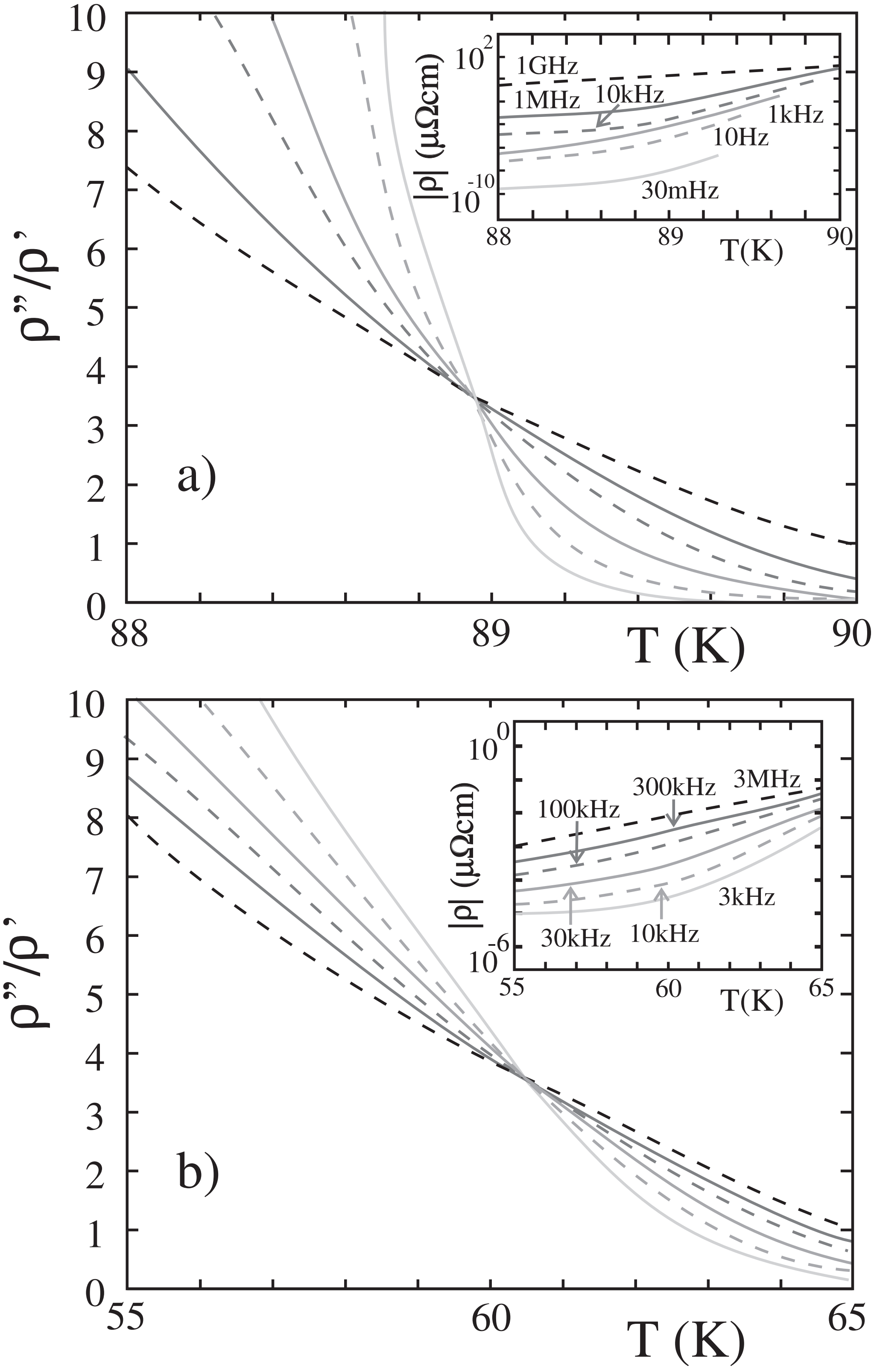

Abb. 5.1: *Temperaturvariation der Phase des dynamischen Widerstandes des as-grown Films A in (a) B = 0.4 T und (b) B=19 T. Insets: Betrag des Widerstandes*

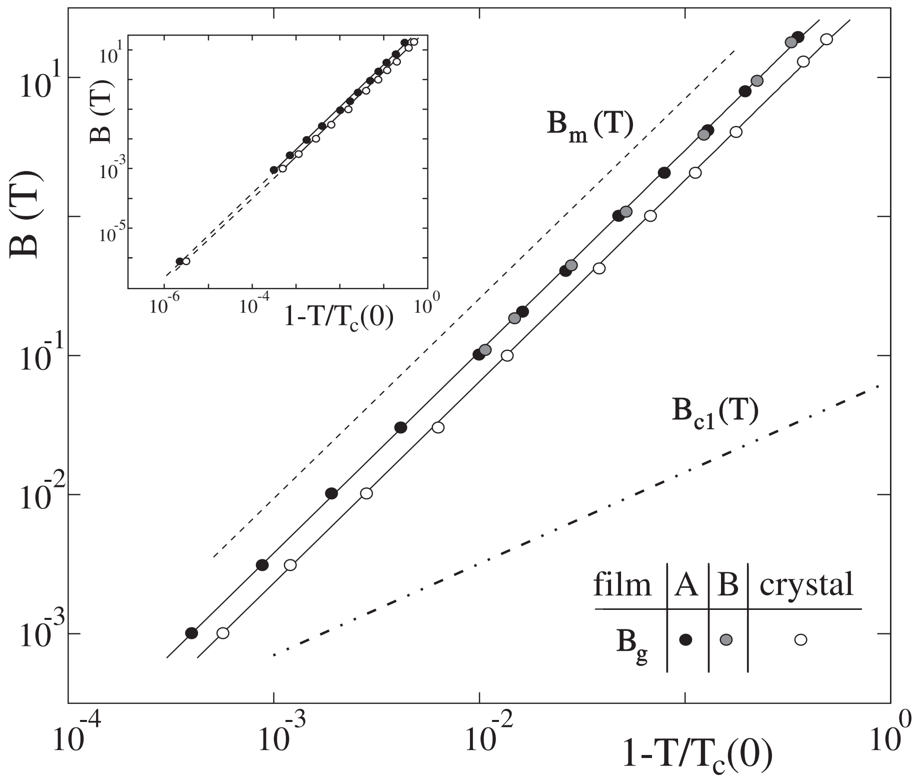

Abb. 5.2: *Magnetfeldvariation der Vortexglas-Temperatur der as-grown Filme A und B sowie des Kristalls. Durchgezogene Linien folgen Gl. (5.1).*

sondern auf eine höhere Temperatur $T_c(0) \approx T_c + 0.5$ K. Diese kann mit der Temperatur identifiziert werden, bei der eine endliche Cooper-Paar-Dichte n_s kondensiert.

5.1.2 Diskussion der Glaslinie

In der Abb. 5.2 sind auch die Glastemperaturen des Kristalls zwischen 1 mT und 19 T eingetragen. Diese können sehr gut durch das Potenzgesetz (5.1) beschrieben werden mit $B_0 = 30$ T und $\alpha = 1.33$. Für beide Filme und den Kristall ist der Wert des Exponenten α der Glaslinien gleich, während die Amplituden für die Filme und den Kristall nichtuniverselle Werte annehmen. Ersteres deutet auf einen gleichen Mechanismus des Übergangs zu stabiler Supraleitung hin. Gemäß Gl. (2.10) weisen die unterschiedlichen Amplituden auf verschiedene Werte der Korrelationslänge $\xi(0)$. Möglicherweise sind diese mit einer unterschiedlichen Mikrostruktur der Filme und des Kristalls korreliert. Interessanterweise hat dieser Exponent den gleichen Wert, wie er für die Schmelzlinie $B_m(T)$, Gl. (2.5), im Rahmen des $3D$-XY-Modells vorausgesagt [17] und auch experimentell beobachtet wird. Die experimentell gefundene Schmelzlinie (2.6), in Abb. 5.2 wiedergegeben, liegt deutlich höher, verglichen mit den Glaslinien der Filme und des Kristalls. Diese Reduktion der Glaslinien gegenüber der Schmelzlinie reiner Kristalle ist ein charakteristisches Merkmal des Vortexglas-Phasenübergangs, verur-

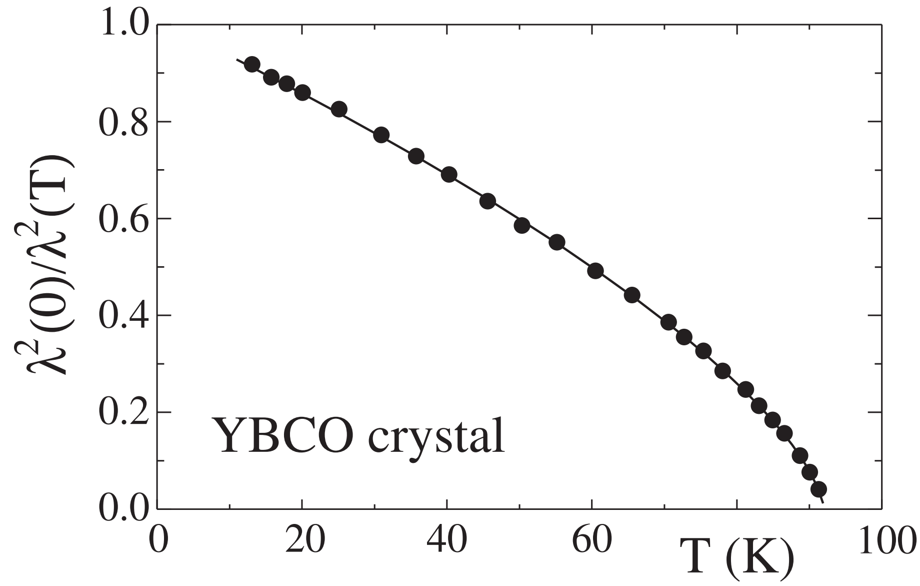

Abb. 5.3: *Die superfluide Dichte λ^{-2} eines YBCO Kristalls im Nullfeld nach Ref. [81] folgt der Vorhersage des 3D-XY-Modells, Gl. (5.2).*

sacht durch die im Vortexglas verstärkten Vortexexkursionen, und steht in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Simulationen des Schmelzphasenübergangs von Jagla und Balseiro [26]. Die Autoren finden eine deutliche Erniedrigung der Temperatur des Phasenübergangs sowohl für das Haften an unkorrelierten Punktdefekten als auch für das Haften an Zwillingsgrenzen. Einzig das Haften an kolumnaren Defekten ist in der Lage, transversale Vortexwanderung zu unterdrücken und die Phasenlinie über die Schmelzlinie anzuheben. Entsprechend der Lage der Glaslinien hier, wurde für das Haften an Zwillingsgrenzen eine noch stärkere Reduktion der Glastemperatur gefunden, verglichen mit dem Haften an Punktdefekten. Ursache hierfür ist die Existenz von Pfaden leichter Vortexbewegung entlang der Zwillingsebenen und damit verstärkter transversaler Fluktuationen.

Die einheitlichen Phasenlinien der Filme und des Kristalls deuten auf einen Mechanismus am Phasenübergang hin. Es scheint, als zerstören dieselben Fluktuationen die Supraleitung in sehr kleinen Feldern und bei hohen Vortexdichten. Da die Vortexdichte keinen entscheidenden Einfluß zu haben scheint, liegt die Vermutung nahe, daß topologische Fluktuationen, siehe Abb. 4.3, für den Phasenübergang im Magnetfeld wie im Nullfeld verantwortlich sind. Es ist gelungen, den Verlauf der Glaslinien innerhalb des $3D$-XY-Modells quantitativ zu reproduzieren. In dem XY-kritischen Regime sollte die Glaslinie der Gl. (2.10), $B_g(T) = \Phi_0/(2\pi\xi^2(0)) \cdot (1 - T/T_c)^{2\nu_0}$, folgen, wobei ξ die Korrelationslänge des Nullfeldes ist. Es ist möglich, die Korrelationslänge mit der supraleitenden Abschirmung zu verbinden, $\xi(T) = C\gamma\lambda^2(T)/\Lambda_T$ [17], wobei C eine Konstante der Größenordnung 1 ist. In hochpräzisen Messungen der elektromagnetischen Eindringtiefe bei Frequenzen im Mikrowellenbereich wird eine Temperaturabhängigkeit gefunden [81]

$$\frac{\lambda(T)}{\lambda(0)} = \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-0.33} , \tag{5.2}$$

die exakt der Vorhersage des $3D$-XY-Modells, Gl. (2.3), entspricht, siehe auch Abb. 5.3. Daher ist es möglich, den Verlauf der Glaslinien, Gl. (5.1), im Rahmen des $3D$-XY-Modells zu beschreiben. Aus den Amplituden der Glaslinien der Filme und des Kristalls kann die Konstante C bestimmt werden. Mit $\lambda = 150$ nm bzw. 200 nm für den Kristall bzw. die Filme ist $C = 4.0(1)$ in Übereinstimmung mit dem Molekularfeld-Wert $C = 4$ [17].

Das Szenario am Phasenübergang könnte daher folgendes sein: Im Nullfeld sind unterhalb der supraleitenden Übergangstemperatur T_c Vortexringe an Defekten entlang der c-Achse lokalisiert und durch Josephson-Vortizes verbunden. Bei T_c entkoppeln diese Vortexringe und brechen auf. In der Gegenwart durch das Magnetfeld induzierter Vortizes wirken diese Vortexringe als Versetzung innerhalb des Vortexfestkörpers, die das Schmelzen bei $T_c(B)$ verursachen. Mit zunehmendem Magnetfeld können kleinere Vortexringe Vortizes mit mittlerem Abstand $a_0 = \sqrt{\Phi_0/B}$ erreichen. Diese kleineren Vortexringe sind leichter thermisch anregbar $\sim \exp(-\Delta/k_BT)/[1+\exp(-\Delta/k_BT)]$ mit der Energiebarriere $\Delta \approx \pi a_0 \varepsilon_0$ [82], so daß die kritische Temperatur $T_c(B)$ mit zunehmendem Magnetfeld sinkt.

5.2 Dynamische Leitfähigkeit nahe des Vortexglas-Phasenübergangs

Interessanterweise ist der Wert der Phase in 0.4 T und 19 T, dargestellt in Abb. 5.1, gleich und stimmt überdies mit dem Wert im Nullfeld überein. Dies bedeutet, daß gemäß Gl. (4.2) aus dem Wert der Phase $\phi(T_g) = 3.4(1)$ der Wert des kritischen Exponenten $z = 5.5(2)$ folgt.

5.2.1 Skalierung der Leitfähigkeit

Um den Widerstand in der Nähe von T_g genauer zu untersuchen, folge ich den Skalierungsvorhersagen des Vortexglas-Übergangs von Fisher, Fisher und Huse [17], welche im Abschnitt 2.5.3 vorgestellt wurden. Dazu wird die Phase des Widerstandes ϕ_ρ mit Hilfe des freien Parameters $\tau_\pm(T, B)$ oberhalb und unterhalb von T_g auf eine kontinuierliche Skalenfunktion $\tilde{\Phi}_\pm(\omega\tau)$ gebracht. Diese ist in der Abb. 5.4(a) dargestellt. Die Temperaturvariation von $\tau_\pm^{-1}$ stimmt mit der Vorhersage, Gl. (2.9), überein und kann hervorragend durch das Potenzgesetz

$$\tau_\pm^{-1}(T, B) = \hat{\tau}_\pm^{-1}(0, B)|1 - T/T_g(B)|^{\nu \cdot z} \tag{5.3}$$

mit $\nu \cdot z = 9.4(4)$ beschrieben werden. Mit dem Exponenten $z = 5.5(2)$, aus dem Wert der Phase bei T_g, kann der kritische Exponent ν, der die Divergenz der Korrelationslänge $\xi_g(T)$ beschreibt, zu $\nu = 1.7(1)$ bestimmt werden. Die für die Skalierung erforderlichen Werte $\tau_\pm(T, B)$ sind in der Abb. 5.5(a) dargestellt. Hier muß beachtet werden, daß die Amplituden in Gl. (5.3), wie im Nullfeld Gl. (4.1), sehr hohe und stark magnetfeldabhängige Werte annehmen, $\hat{\tau}_\pm(0, B) \approx 10^{-26} - 10^{-15}$ s. Beides kann analog zu dem Vorgehen im Nullfeld, Gl. (4.3), durch Renormierung der Temperaturvariablen

$$\left|1 - \frac{T}{T_c(B)}\right| \rightarrow \left|\frac{T_c(B) - T}{T_{c0} - T}\right| \tag{5.4}$$

beseitigt werden. Unter Verwendung dieser renormierten Temperaturvariablen fallen die Werte für *alle* Felder auf den physikalisch sinnvollen Wert, $\tau_\pm(0) = 1.2 \cdot 10^{-12}$ s, zusammen. Dieser Wert stimmt überdies überein mit der im Nullfeld ermittelten Relaxationszeit und bestätigt die Molekularfeld-Temperatur $T_{c0} = 91.4$ K.

Da der lineare Widerstand der Kramers-Kronig-Relation folgt, gilt diese Skaleneigenschaft auch für den Betrag des Widerstandes. In der Tat ist eine hervorragende Skalierung von $|\rho|$ auf eine Skalenfunktion durch Einführung des temperatur- und magnetfeldabhängigen Parameters $\rho_0^\pm(T, B)$, Gl. (2.29), möglich:

$$\rho_0^\pm(T, B) = \hat{\rho}_0^\pm(0, B)|1 - T/T_g(B)|^{\nu \cdot (z-1)}\,. \tag{5.5}$$

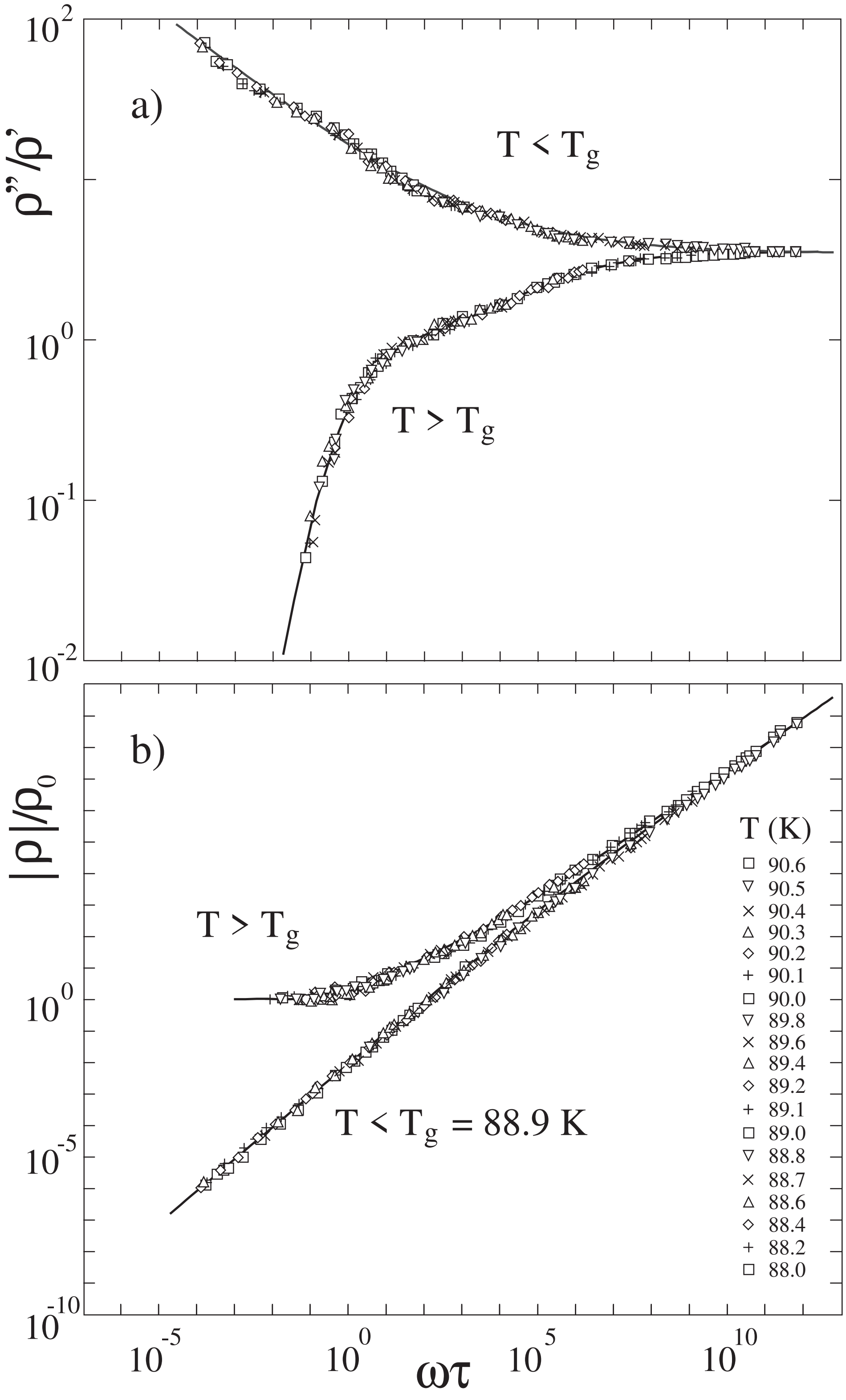

Abb. 5.4: *(a) Phase und (b) Betrag des skalierten dynamischen Widerstandes des as-grown Films A in B = 0.4 T. Linien sind berechnet nach Gln. (5.7) für $T < T_g$ und (5.9) für $T > T_g$.*

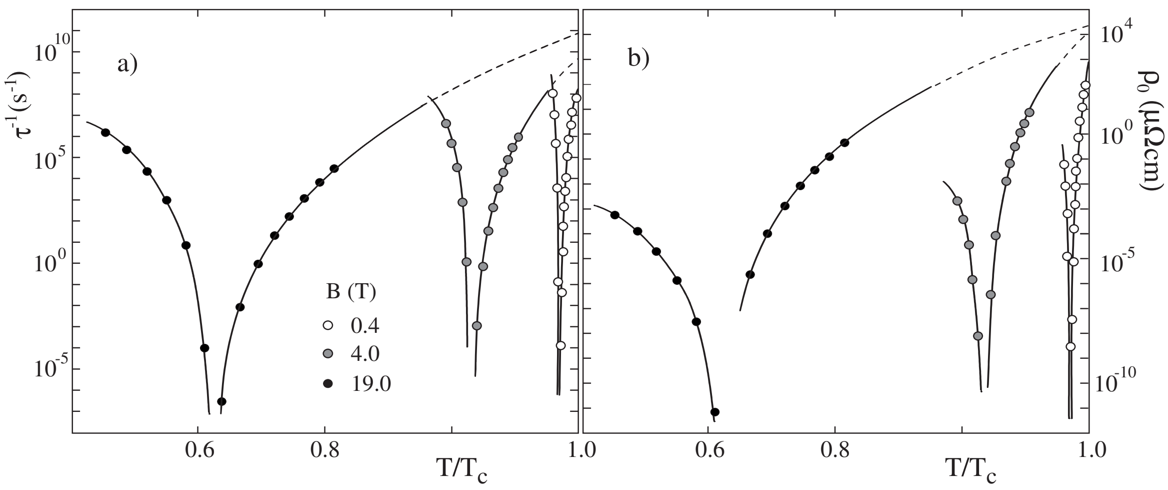

Abb. 5.5: *Kritisches Verhalten (a) der Relaxationszeit und (b) des Widerstandes des as-grown Films A. Linien folgen den Gln. (5.3) und (5.5).*

Die resultierende Skalenfunktion ist in der Abb. 5.4(b) dargestellt. Wie für die Relaxationszeit $\hat{\tau}_{\pm}(0, B)$ müssen auch diese Amplituden $\hat{\rho}_0^{\pm}(0, B)$ gemäß Gl. (5.4) renormiert werden. Mit der Molekularfeld-Temperatur $T_{c0} = 91.4$ K des Films A können die Amplituden für *alle* Magnetfelder in der Tat auf die Nullfeld-Werte, $\rho_0^+(0) = 9.4$ $\mu\Omega$cm und $\rho_0^-(0) = 4.6$ $\mu\Omega$cm, überführt werden.

In der Abb. 5.6 ist der Widerstand bei T_g für die Filme A und B zusammengetragen. Erstaunlicherweise fällt der Wert des Widerstandes von Film A in 0.4 T zusammen mit dem Wert im Nullfeld. Wie man aus Abb. 5.6 erkennt, nimmt der Widerstand sogar für alle Magnetfelder bis 19 T den gleichen Wert an. Der Wert des Widerstandes des Films B ist etwas kleiner, verglichen mit dem des Films A. Jedoch wird der Widerstand beider Filme bei *allen* Vortexglas-Temperaturen $T_g(B)$ durch die Vorhersage der Transporttheorie nahe der Perkolationsschwelle

$$\rho(\omega, T_g(B)) = A_\rho \cdot \frac{i\omega\mu_0\hat{\lambda}_-^2(0, B)}{(i\omega\mu_0\hat{\lambda}_-^2(0, B)/\hat{\rho}_0^+(0, B))^{1/z}} \tag{5.6}$$

richtig beschrieben, wobei $z = 5.5$ und $A_\rho = 0.7(3)$ ist. Im Vergleich zu den Filmen hat der Kristall einen etwa zwei Größenordnungen höheren Wert des Widerstandes bei T_g, der Gl. (5.6) mit $A_\rho = 1.3(5)$ folgt. Anzumerken bleibt, daß der Widerstand des Kristalls nur in sehr kleinen Magnetfeldern $B \leq 3$ mT durch $z = 6.0(3)$ beschrieben wird. Auf dieses Charakteristikum des Kristalls werde ich später im Abschnitt 6.2.5 ganauer eingehen.

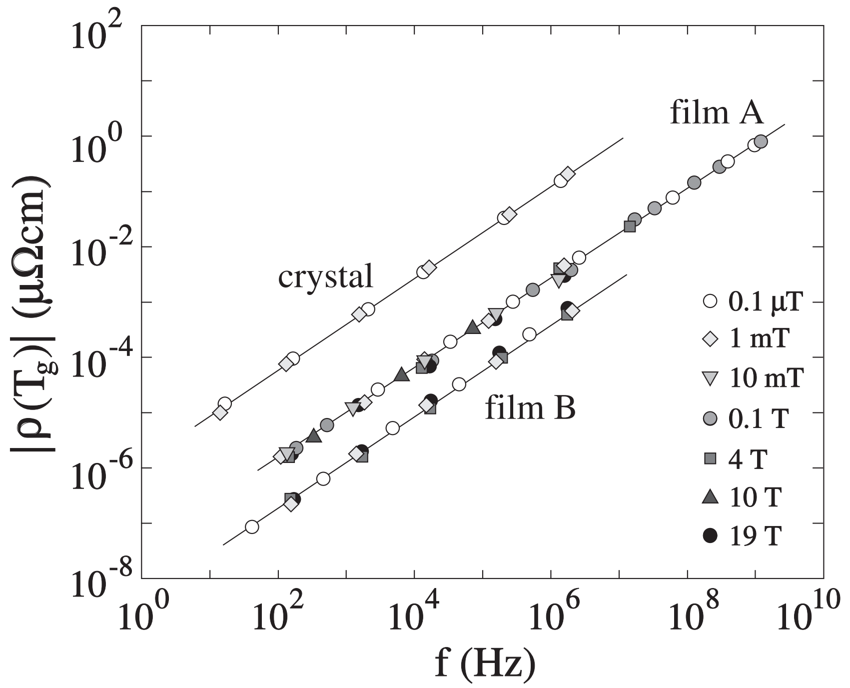

Abb. 5.6: *Frequenzvariation des Betrags des Widerstandes an der Phasengrenze der as-grown Filme A und B sowie des Kristalls zwischen dem Nullfeld und 19 T. Linien sind berechnet nach Gl. (5.6).*

5.2.2 Kritische Exponenten

Innerhalb des weiten Magnetfeldbereiches von 1 mT bis 19 T sind die Werte der kritischen Exponenten des Films A magnetfeldunabhängig. Deren Mittelwerte, $\nu = 1.7$ und $z = 5.5$, sind in der Tab. 5.1 zusammengestellt. Experimentell bestätigt werden diese Werte in Messungen der nichtlinearen Strom-Spannungs-($I - V$)-Kennlinie an dünnen Filmen, die in der Literatur zu finden sind. Basierend auf den Skalenüberlegungen des nichtlinearen Widerstandes $\rho(j)$, Gl. (2.27), wurden die Werte der kritischen Exponenten des Vortexglas-Übergangs bestimmt. Einige beispielhafte Ergebnisse sind in der Tab. 5.1 zusammengefaßt. Die geringe Variation der Werte des Exponenten ν zwischen 1.2 und 1.8 bzw. des Exponenten z zwischen 4.7 und 5.8, trotz verschiedener Quellen der Filme und damit verschiedener kritischer Temperaturen, Dicken und Mikrostruktur, deutet auf eine Universalitätsklasse des Vortexglas-Phasenübergangs in YBCO Filmen hin.

Ist es möglich, die Werte der kritischen Exponenten innerhalb des Vortexglas-Modells zu verstehen? Das einfachste Modell für die Dynamik der Fluktuationen am Vortexglas-Phasenübergang ist ein Relaxator. Für diesen ist innerhalb der zeitabhängigen Ginsburg-Landau-Dynamik (TDGL) $\nu = 1/2$ und $z = 2$. Beide kritischen Exponenten sind jedoch deutlich kleiner als die experimentellen Werte am Vortexglas-Übergang.

Tab. 5.1: *Kritische Exponenten für as-grown YBCO Filme aus $\rho(j)$ und $\rho(\omega)$ Skalierung.*

	Exp.	ν	z	Ref.
Filme	$\rho(j)$	1.8	4.7	[7]
	$\rho(j)$	1.8(1)	5.0(2)	[83]
	$\rho(\omega, T_g)$	–	5.6	[84]
	$\rho(j)$	1.2(6)	5.6(1.0)	[85]
	$\rho(j)$	1.7(1)	5.0(2)	[86]
	$\rho(j)$	1.7(1)	5.8(1)	[87]
	$\rho(j)$	1.4(1)	6.1(2)	[88]
	$\rho(\omega)$	1.7(2)	5.5(4)	Film A
	$\rho(\omega)$	1.8(3)	5.4(5)	Film B
	$\rho(\omega)$	1.7(1)	5.6(2)	Film C
TDGL	Sim.	1/2	2	[38]
MF-VG	Sim.	1/2	4	[27]
Eichglas	Sim.	1.3(4)	4.7(7)	[29]
Spinglas	Sim.	1.3(3)	6.1(3)	[28]

Die Molekularfeld-Exponenten des Vortexglas-Phasenübergangs sind $\nu = 1/2$ und $z = 4$ [27]. Es wird angenommen, daß dieses Ergebnis nur in $D = 6$ Dimensionen exakt ist, während das reale Vortexglas in $D = 3$ Dimensionen durch $z \approx 5$ und $\nu \approx 1$ charakterisiert sein sollte [7, 27]. Diese Werte liegen sehr nahe bei den experimentellen Werten, $\nu \approx 1.7$ und $z \approx 5.5$.

Unter bestimmten Bedingungen wurden Abweichungen von dieser universellen Dynamik des Vortexglas-Übergangs gefunden:

- Ando et al. [85] untersuchten den Vortexglas-Phasenübergang an 0.3 μm dicken YBCO Streifen mit Breiten zwischen 0.54 μm und 5.6 μm. Mit geringerer Streifenbreite beobachteten die Autoren eine Abnahme des kritischen Exponenten auf $\nu \approx 0.7(2)$ für den 0.54 μm weiten Streifen. Damit korreliert ist ein Anstieg des dynamischen Exponenten auf $z \approx 9.7(7)$ für diesen Streifen. Auch die Vortexglas-Temperatur zeigt eine deutliche Abnahme mit der Streifenbreite. Die Autoren interpretieren beide Ergebnisse als die Folge eines Aufweichens des Vortexglases durch die Reduktion der elastischen Energie. Verantwortlich hierfür sind die Vortizes, die am Rand des Streifens lokalisiert sind, da diesen wechselwirkende Nachbar-Vortizes fehlen.

- Sawa et al. [89] studierten den Einfluß der Filmdicke auf den Vortexglas-Übergang in Magnetfeldern bis 10 T. Die kritische Temperatur T_g zeigt eine deutliche

Reduktion mit abnehmender Filmdicke von 230 nm auf 18 nm. Ähnlich dem Verhalten in extrem schmalen Streifen wurde hier eine Abnahme von ν auf 1.2(2) und ein Anstieg von z auf 9.1(2) beobachtet.

- Roberts et al. [88] fanden in $I-V$ Messungen an 110 nm dicken Filmen unterhalb von 10 mT eine Reduktion des Exponenten ν auf 1.0(1) und einen korrespondierenden Anstieg des dynamischen Exponenten auf $z = 9(1)$. Nojima et al. [90] beobachteten einen analogen Wechsel von den universellen Werten in $B > 0.2$ T zu $\nu = 1.2(1)$ und $z = 9.5(1.5)$ unterhalb von 10 mT. Diese Ergebnisse stehen im Kontrast zu Ergebnissen des dynamischen Widerstandes zwischen 45 MHz und 45 GHz an YBCO Filmen im Nullfeld [91], wo ein deutlich kleinerer Wert des kritischen Exponenten $z = 2.6(4)$ bei T_c bestimmt worden ist. Auch an polykristalinem YBCO wurde in $I-V$ Messungen zwischen 50 μT und 10 T keine Änderung der kritischen Exponenten bei kleinen Magnetfeldern beobachtet [92].

Im Gegensatz zu den Untersuchungen des nichtlinearen Widerstandes aus $I-V$ Kennlinien wurde hier anhand des *linearen* Widerstandes keine Änderung der kritischen Exponenten in kleinen Magnetfeldern beobachtet. Möglicherweise liegt dies darin begründet, daß Untersuchungen des linearen Widerstandes nur vorhandene Fluktuationen abtasten, ohne diese zu beeinflussen. Die z.T. hohen Stromdichten der $I-V$ Messungen können dagegen Fluktuationen unterdrücken. Daß diese Wirkung insbesondere zu kleinen statischen Feldern bedeutsam wird, könnte mit der abnehmenden Vortexdichte und der Möglichkeit, immer größere Vortexringe zu erzeugen, verbunden sein.

5.2.3 Diskussion der dynamischen Skalenfunktion

Um einen möglichen Effekt des externen Magnetfeldes auf den dynamischen Widerstand im supraleitenden Zustand aufzudecken, wurde der erfolgreich im Nullfeld angewandte phänomenologische Ansatz, Gl. (4.7), auf den Widerstand im Magnetfeld übertragen. Dazu wurde der Widerstand unterhalb der Vortexglas-Temperaturen durch

$$\frac{\sigma_-(\omega\tau_-)}{\sigma_0} = \frac{1}{i\omega\tau_-} \cdot \left(1 + (i\omega\tau_-)^{1/z}\right) \tag{5.7}$$

beschrieben. Die Skalenfunktion ist in Betrag und Phase in der Abb. 5.4 durch volle Linien dargestellt. In der Formulierung durch den nichtskalierten Widerstand lautet diese

$$\sigma_-(\omega) = \frac{1}{i\omega\mu_0\lambda_-^2} + \frac{1}{\rho(\omega, T_g(B))}\,.$$

Analog der Analyse im Nullfeld wurde für $T < T_g$ der kritische Beitrag $\rho(\omega, T_g(B))$ in Abb. 5.6 von dem dynamischen Widerstand subtrahiert. Das Ergebnis für die

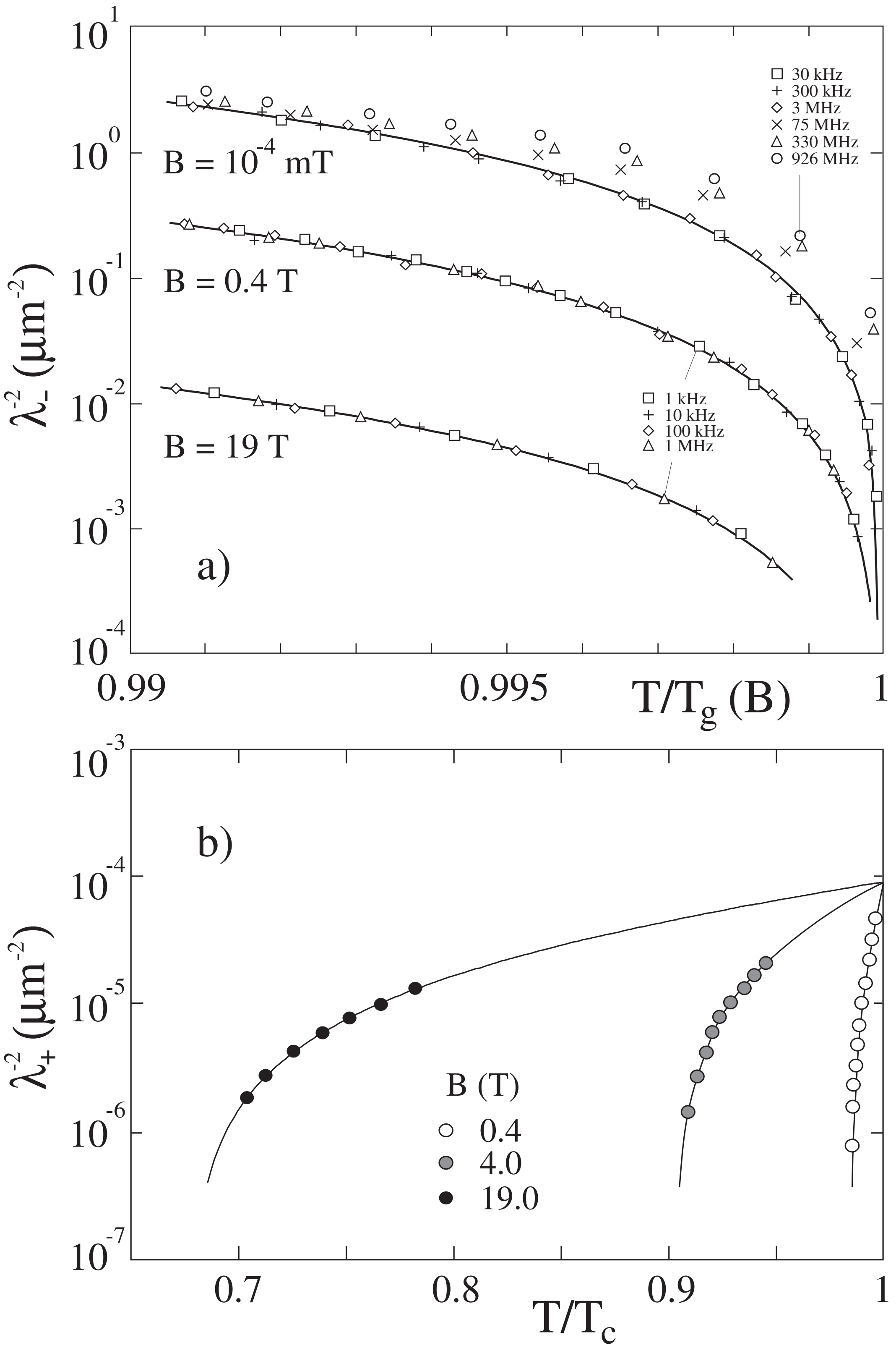

Abb. 5.7: *(a) Abschirmlänge λ_-^{-2} und (b) Diffusionslänge λ_+^{-2} des as-grown Films A. Durchgezogene Linien sind berechnet nach Gl. (5.8.)*

Abschirmlänge λ_-^{-2} ist in der Abb. 5.7(a) dargestellt. Wie im Nullfeld, kann diese durch das Potenzgesetz

$$\lambda_\pm(T,B) = \sqrt{\tau_\pm(T,B)\rho_0^\pm(T,B)/\mu_0} = \hat{\lambda}_\pm(0,B)\cdot|1-T/T_g(B)|^{-\nu/2} \tag{5.8}$$

mit $\nu = 1.7$ sehr gut beschrieben werden. Auch die Diffusionslänge λ_+^{-2} folgt der Gl. (5.8), wie in Abb. 5.7(b) zu sehen ist. Berücksichtigt man die Renormierung, Gl. (5.4), so können die Amplituden $\hat{\lambda}_\pm(0,B)$ in Gl. (5.8) durch den Wert im Nullfeld, $\lambda_+(0) =$ 280 nm und $\lambda_-(0) = 240$ nm, beschrieben werden.

Um den Widerstand oberhalb des Vortexglas-Phasenübergangs zu untersuchen, wurde der Ansatz, der den Widerstand oberhalb T_c im Nullfeld beschreibt, Gl. (4.11), auf den Widerstand oberhalb der Vortexglas-Temperaturen übertragen:

$$\frac{\rho_+(\omega\tau_+)}{\rho_0} = \frac{1}{S_{NF}(\omega\tau_+)} + a\cdot(i\omega\tau_+)^{1-1/z}\,. \tag{5.9}$$

Auch hier bescheibt der Gauß'sche Beitrag $S_{NF} = S_G$, Gln. (2.22) und (2.23), mit $a = 0.15$ die Daten des Films A in Abb. 5.4 ebensogut wie im Nullfeld. Die nichtskalierte Form ist

$$\rho_+(\omega) = \frac{1}{\sigma_G(\omega\tau_+)} + \rho(\omega, T_g)\,.$$

Abbildung 5.8 zeigt den nichtkritischen Anteil des Widerstandes, $\Delta\rho = \rho(\omega,T) - \rho(\omega,T_g)$, oberhalb des Vortexglas-Phasenübergangs. Wie man erkennt, wird die Skalenfunktion in allen Feldern sehr gut durch $3D$-Gauß'sche Fluktuationen $S_G(\omega\tau)$ beschrieben. Mit dem Ergebnis für $T < T_g(B)$ folgt, daß der Film zwischen 0.1 μT und 19 T eine *universelle Skalenfunktion* sowohl unterhalb wie oberhalb des Phasenübergangs hat. Diese Universalität erweitert die Beobachtung von sehr ähnlichen Werten der kritischen Exponenten, $\nu = 1.7$ und $z = 5.5$, für YBCO Filme in der Literatur.

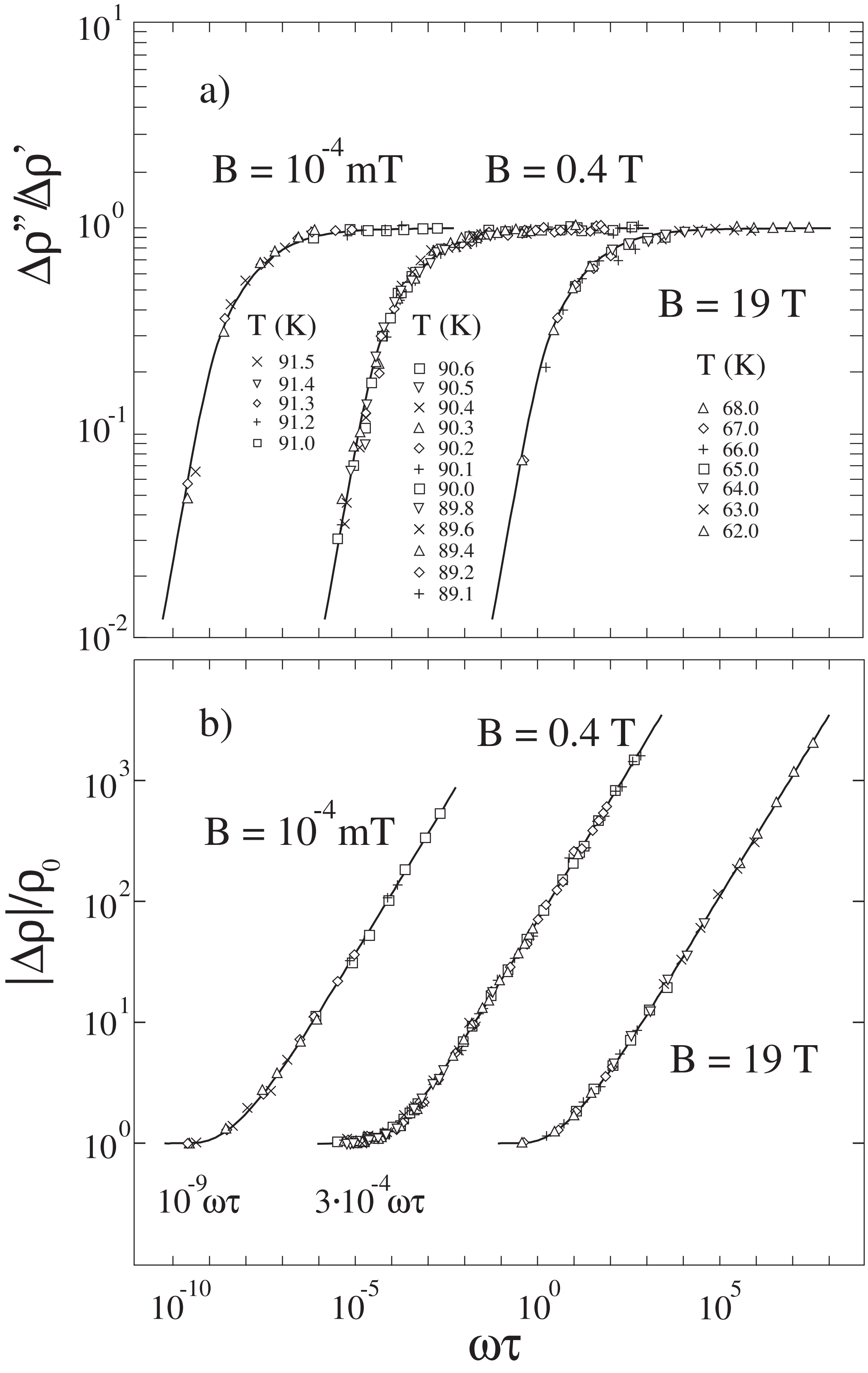

Abb. 5.8: *Nichtkritischer Beitrag des linearen Widerstandes oberhalb von T_g des as-grown Films A. Durchgezogene Linien sind berechnet für 3D-Gauß'sche Fluktuationen.*