Kapitel 6

Einfluß korrelierten Vortexhaftens

In diesem Kapitel soll der Effekt des korrelierten Vortexhaftens auf die Supraleitung von YBCO untersucht werden. Zunächst am Beispiel der intrinsischen Schichtstruktur, die wie planare Haftzentren wirkt, sobald Vortizes entlang der CuO_2-Ebenen gerichtet werden, d.h. für $\vec{B} \perp \vec{c}$. Anschließend soll der Effekt durch Schwerionenbestrahlung induzierter kolumnarer Defekte betrachtet werden. Letztere sind lineare Defekte, für die die Existenz einer supraleitenden Boseglas-Phase vorausgesagt worden ist.

6.1 Haften an CuO_2-Ebenen: $\vec{B} \perp \vec{c}$

In diesem Abschnitt wird die Wirkung eines senkrecht zur c-Achse des Films A und des Kristalls angelegten Magnetfeldes untersucht. Zunächst wird die Phasenlinie des Films für $\vec{B} \perp \vec{c}$ vorgestellt und mit der Linie in $\vec{B} \parallel \vec{c}$ verglichen. Anhand des Phasendiagramms 6.1 erkennt man, daß die Glaslinie für $\vec{B} \perp \vec{c}$ deutlich höher liegt, verglichen mit der Linie für Magnetfelder parallel zur c-Achse des Films. Dies bedeutet, daß der Bereich, in dem das Vortexglas in dieser Orientierung des Magnetfeldes vorliegt, deutlich größer ist als der Bereich für $\vec{B} \parallel \vec{c}$. Die Erhöhung der Glaslinie für $\vec{B} \perp \vec{c}$ ist verständlich, da das intrinsische Haften der CuO_2-Ebenen transversale Fluktuationen der Vortizes unterdrückt. Der Schermodul c_{66} der Vortizes wird durch die Reduktion der Bewegungsfreiheit der Vortizes erhöht.

Auch für $\vec{B} \perp \vec{c}$ folgt die Glaslinie einem Potenzgesetz [93]

$$B_g^{\perp}(T) = 150\ \mathrm{T} \cdot (1 - T/T_c(0))^{1.33}. \tag{6.1}$$

Vergleicht man diese mit der Glaslinie für $\vec{B} \parallel \vec{c}$, $B_g^{\parallel}(T) = 50\ \mathrm{T}(1-T/T_c(0))^{1.33}$, so stellt man fest, daß nur deren Amplitude verschieden ist. Das anisotrope $3D$-XY-Modell kann also auch hier den Verlauf der Phasenlinie beschreiben. Dabei muß beachtet werden, daß

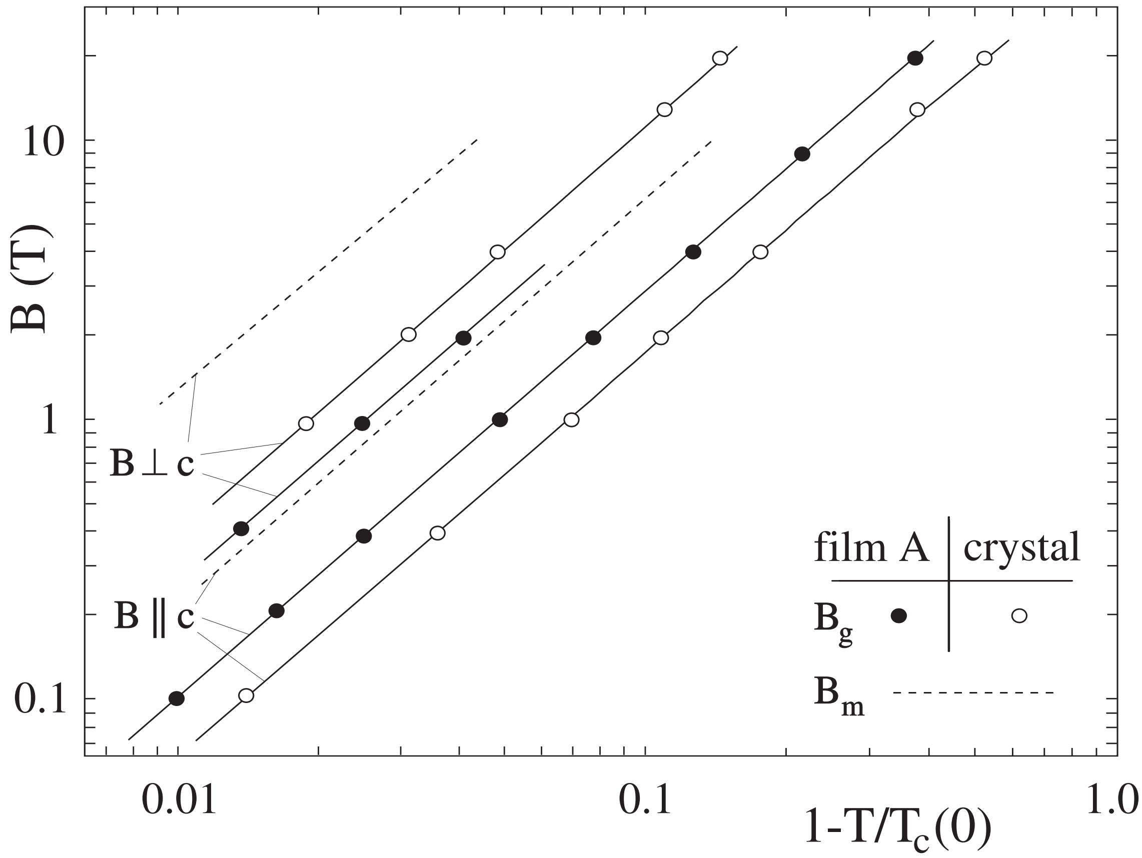

Abb. 6.1: *Erhöhung der Vortexglas-Linie des Films A und des Kristalls durch das intrinsische Haften.*

die Glaslinie für $\vec{B} \perp \vec{c}$ um die Anisotropie γ gegenüber $\vec{B} \parallel \vec{c}$ erhöht ist. Es ist daher möglich, mit Hilfe der Glaslinien eine effektive Anisotropie des Films zu definieren,

$$B_g^{\perp}(T) = \hat{\gamma} \cdot B_g^{\parallel}(T)\,. \tag{6.2}$$

Aus dem Verhältnis der Amplituden folgt: $\hat{\gamma} = 150$ T/50 T $= 3.0(1)$. Diese effektive Anisotropie ist deutlich reduziert gegenüber dem Wert der intrinsischen Anisotropie von YBCO, $\gamma \simeq 6.0$ [5]. Betrachtet man die Glaslinie des Kristalls in Abb. 6.1 für $\vec{B} \parallel \vec{c}$ und $\vec{B} \perp \vec{c}$, so erkennt man die deutlich größere Anisotropie der beiden Glaslinien. Die Amplituden der Potenzgesetze für den Kristall ergeben $\hat{\gamma} = 180$ T/30 T $= 6.0(3)$. Dieser Wert stimmt sehr gut mit der Anisotropie von YBCO überein und wird ebenfalls berichtet für die Anisotropie der Schmelzlinie $B_m(T)$ [6] und des oberen kritischen Feldes $B_{c2}(T)$ [14] von YBCO Kristallen.

Einen ebenfalls deutlich reduzierten Wert der Anisotropie eines 100 nm dicken YBCO Films, $\hat{\gamma} = 3.2(3)$, fanden Nojima et al. [94]. Dieser Wert der Anisotropie liegt sehr nahe an dem hier gefundenen Wert des Films. Möglicherweise deuten diese reduzierten effektiven Anisotropien auf den amorphen Aufbau dieser stark inhomogen gewachsenen Filme, siehe auch die Aufnahmen der Mikrostruktur der Filme in Abb. 3.1. Diese

Tab. 6.1: *Kritische Exponenten ν und z in $\vec{B} \perp \vec{c}$ für Filme und Kristalle.*

	Film A	Ref. [87]	Kristall	Ref. [95]
ν	1.7(2)	1.7(1)	1.6(3)	0.70(5)
z	5.5(5)	5.8(1)	6.0(3)	3.0(2)

Defekte der kristallinen Schichtstruktur der Filme reduzieren den intrinsischen Wert der Anisotropie von 6.0 auf den hier beobachteten Wert.

Entsprechend der Skalenanalyse des dynamischen Widerstandes in $\vec{B} \parallel \vec{c}$ wurde eine Analyse in Magnetfeldern zwischen 0.4 T und 2 T (Kristall: 1 T bis 19 T) $\vec{B} \perp \vec{c}$ durchgeführt. Das wesentliche Ergebnis dieser Analyse sind die kritischen Exponenten des Phasenübergangs, wiedergegeben in Tab. 6.1. Für den Film A haben die kritischen Exponenten in dieser Magnetfeldorientierung die Werte $\nu = 1.7(2)$ und $z = 5.5(5)$. Dies sind die gleichen Werte, wie sie für den Film in $\vec{B} \parallel \vec{c}$ zwischen 1 mT und 19 T gefunden worden sind. Das intrinsische Haften der CuO_2-Ebenen scheint die Symmetrie der Vortexfluktuationen nicht zu beeinflussen. Hiermit übereinstimmende Werte der kritischen Exponenten haben Skalenanalysen des nichtlinearen Widerstandes $\rho(j)$, nach Gl. (2.27), dünner YBCO Filme in der Literatur für $\vec{B} \perp \vec{c}$ erbracht [87]. Diese Ergebnisse erhärten die Vermutung isotropen und unkorrelierten Haftens als Ursache für den Vortexglas-Phasenübergang in den Filmen.

6.2 Schwerionenbestrahlung: Haften an kolumnaren Defekten

Eine alternative Realisation korrelierter Defekte sind kolumnare Defekte. Im weiteren soll der Effekt dieser eindimensionalen Defektkanäle, die durch Schwerionenbestrahlung in die Filme eingebracht worden sind, auf die Supraleitung untersucht werden. Zunächst steht der Supraleitungsübergang im Nullfeld im Mittelpunkt. Im Anschluß wird der Effekt der kolumnaren Defekte in endlichen Magnetfeldern betrachtet. Dazu werde ich die Phasengrenze der bestrahlten Filme im Magnetfeld im Abschnitt 6.2.2 diskutieren und im Abschnitt 6.2.3 die Leitfähigkeit nahe des Boseglas-Phasenübergangs untersuchen. Im Abschnitt 6.2.4 wird das Ergebnis für die kritischen Exponenten zusammengefaßt.

6.2.1 Kritische Temperatur T_c im Nullfeld

In diesem Abschnitt werde ich auf den Effekt schwerioneninduzierter kolumnarer Defekte auf den Phasenübergang der Filme A und B im Nullfeld eingehen. Abbildung 6.2 zeigt die Phase des Widerstandes nahe der kritischen Temperatur des mit $B_\phi = 4$ T, siehe Gl. (3.1), bestrahlten Films B. Auch nach der Einführung kolumnarer Defekte tritt eine sehr genau definierte Temperatur auf, bei der sich alle isofrequenten Kurven schneiden. Der Kreuzungspunkt bestimmt $T_c = 87.85$ K. Gegenüber dem unbestrahlten Film B ($T_c = 90.05$ K) bedeutet dies eine Reduktion der kritischen Temperatur auf Grund der Schwerionenbestrahlung um 2.2 K. Dieser Wert ist vergleichbar mit einer Reduktion um 3 K, realisiert an einem mit $B_\phi = 4.7$ T bestrahlten YBCO Kristall [59]. Durch die Bestrahlung mit der Dosis $B_\phi = 1$ T ist die kritische Temperatur des Films A um 0.7 K reduziert worden.

Dies zeigt, daß im Nullfeld eine Schädigung der supraleitenden Eigenschaften der Filme zu beobachten ist. Ursache hierfür können Spannungsfelder in der Nähe der kolumnaren Defekte sein, die bei der Bestrahlung mit einer solch hohen Fluenz, $n_\phi \approx 10^{11}$ Ionen/cm^2, entstanden sind. Die Spannungsfelder können durch Umordnung der Sauerstoffatome teilweise wieder abgebaut werden, wodurch in der Folge die kritische Temperatur beeinflußt wird.

Betrachtet man den Wert der Phase bei T_c, $\rho''/\rho' = 3.2$, so stellt man fest, daß dies derselbe Wert ist, wie er vor der Bestrahlung an dem Film im Nullfeld gefunden wurde. Dieses Ergebnis entspricht der Beobachtung, daß die starke Korrelation des Flußrauschens im Nullfeld nach Schwerionenbestrahlung mit $B_\phi \approx 1$ T nicht verändert worden ist [96]. Dies ist verständlich, da an kolumnaren Defekten über die gesamte Filmdicke haftende Vortizes steif sind und daher eine maximal korrelierte Bewegung oberhalb und unterhalb des Films haben. Die Autoren interpretieren ihr Ergebnis dahingehend, daß

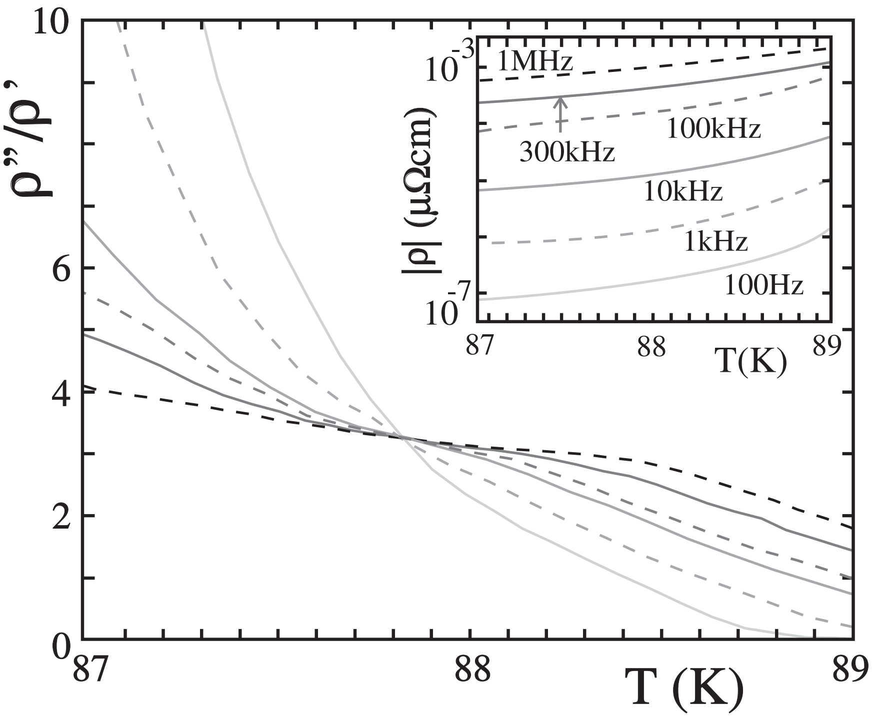

Abb. 6.2: *Temperaturvariation der Phase des dynamischen Widerstandes des Films B im Nullfeld nach Schwerionenbestrahlung mit $B_\phi = 4$ T.*

bei geringen Vortexdichten jeder Effekt der kolumnaren Defekte verschwindet und das Rauschen von jenen Vortizes dominiert wird, die an intrinsischen Defekten haften [96].

6.2.2 Phasengrenze im Magnetfeld

Ich komme nun zu dem Einfluß durch Schwerionenbestrahlung induzierter kolumnarer Defekte auf die Übergangslinie $B_g(T)$. Ich betrachte zunächst Magnetfelder $\vec{B} \parallel \vec{c}$, d.h. Flußlinien parallel zu den Defekten. In dieser Orientierung wird ein maximaler Effekt der kolumnaren Defekte erwartet [10, 33]. Die Glaslinien nach der Schwerionenbestrahlung sind in der Tab. 6.2 zusammengefaßt. Ich beginne die Diskussion mit dem schwächer bestrahlten Film A mit Dosisäquivalentfeld $B_\phi = 1$ T.

Tab. 6.2: *Glaslinien $B_g(T) = B_0 \cdot (1 - T/T_c(0))^\alpha$ der bestrahlten Filme.*

	Filme			Kristall, Ref. [59]
B_ϕ (T)	1	4	10	4.7
B_0 (T)	62	$1.5 \cdot 10^5$	$3.5 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^3$
α	1.33	4.0	4.0	2.1

a) Schwache Bestrahlung

Die Glastemperaturen des Films A vor und nach der Schwerionenbestrahlung mit $B_\phi =$ 1 T sind in der Abb. 6.3 zusammengefaßt. Durch die induzierten kolumnaren Defekte ist die Glaslinie über den gesamten Feldbereich erheblich erhöht worden, d.h. der Bereich, in dem wahre Supraleitung vorliegt, ist vergrößert worden. Sollten die kolumnaren Defekte in der Lage sein, einen *Boseglas-Phasenübergang* zu ermöglichen, so ist dies überprüfbar anhand der Vorhersage für den Verlauf der Boseglasline nach Gl. (2.15). Die Linien $B_{bg}^{\pm}$ in Abb. 6.3 sind Fits an die Glastemperaturen, gemäß

$$T_{bg}^{\pm}(B) = \gamma_\pm T_g(B) + (1-\gamma_\pm)T_c(0)\,. \tag{6.3}$$

Durchbrochene Abschnitte der Glaslinie deuten deren weiteren Verlauf zu größeren und kleineren Magnetfeldern und damit den Gültigkeitsbereich von Gl. (6.3) an. Mit $\gamma_- = 0.85(2)$ ergibt Gl. (6.3) eine hervorragende Beschreibung der Glastemperaturen

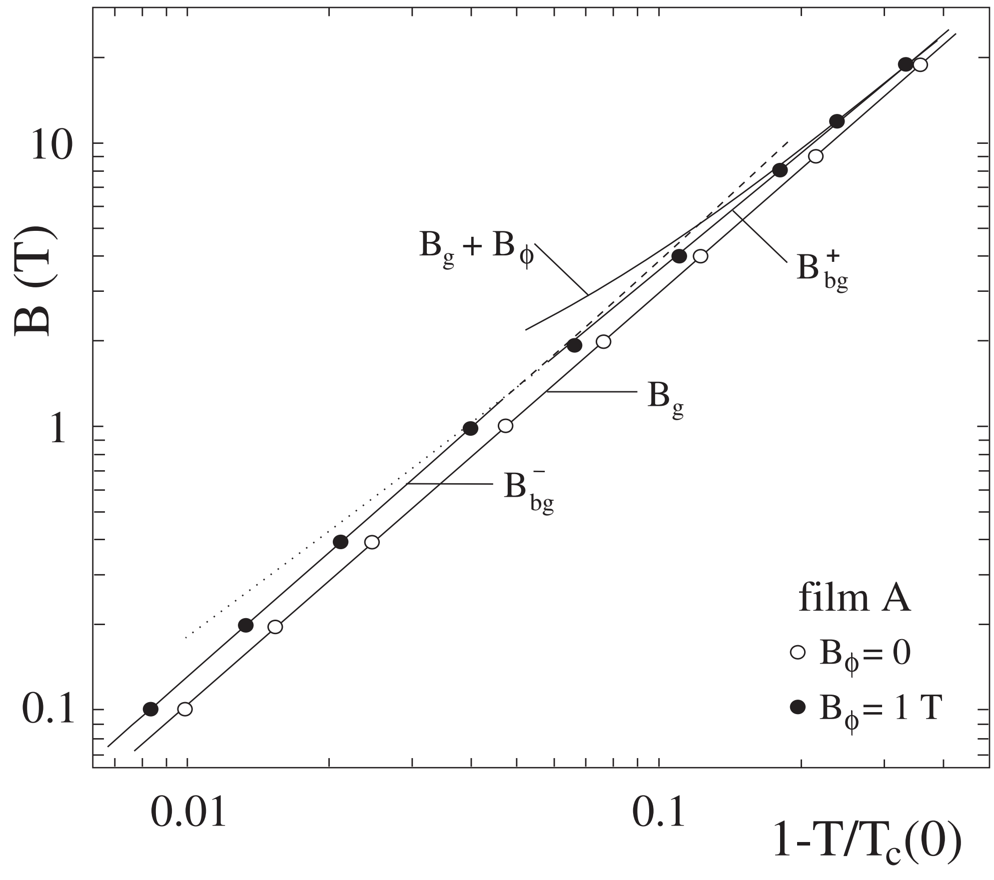

Abb. 6.3: *Vortexglas-Linie $B_g(T)$ und Boseglas-Linien $B_{bg}^{\pm}(T)$ des Films A vor (○) und nach (●) Schwerionenbestrahlung mit $B_\phi = 1$ T. Gestrichelte bzw. gepunktete Abschnitte der Boseglas-Linien deuten die Gültigkeit der Boseglas-Beschreibung zu großen bzw. kleinen Feldstärken an.*

bis $B = 1$ T. Oberhalb von 1 T wird die Erhöhung der Glaslinie durch die Gl. überschätzt. Gegenüber der Vorhersage (2.15) wurde die Schmelztemperatur $T_m(B)$ durch die Vortexglas-Linie $T_g(B)$ des unbestrahlten Films A ersetzt. Berücksichtigt man die Glaslinie des as-grown Films A (5.1), so kann die erhöhte Glaslinie (6.3) für $B \leq 1$ T durch

$$B_{bg}^{-}(T) = \gamma_{-}^{-1.35} \cdot B_g(T) \approx 1.25 \cdot B_g(T)$$

beschrieben werden. Die Linie des Boseglas-Phasenübergangs B_{bg}^{-} liegt demnach um 25 % über der des Vortexglas-Übergangs des Films A vor der Bestrahlung. Dieses Ergebnis kann wie folgt verstanden werden: Der Unordnungsparameter γ_{-} ist nach dem Boseglas-Modell, Gl. (2.16), verbunden mit dem mittleren Abstand $d = 45$ nm und dem Radius $\delta = 4.0$ nm der kolumnaren Defekte:

$$\gamma_{-} = \left(1 + \frac{\delta^2}{16\hat{c}_L d\xi_0 \sqrt{\mathrm{Gi}}}\right)^{-1} .$$

Mit den Parametern für YBCO, $\xi_0 = 1.3$ nm und $\mathrm{Gi} = 10^{-2}$, ergibt dies für die effektive Lindemannkonstante, $\hat{c}_L = 1.0(1)$ [97]. Dieser Wert ist konsistent mit der Beschränkung der Gültigkeit des Fits auf Magnetfelder $B < \hat{c}_L^2 B_\phi = 1$ T, während man für thermisches Schmelzen des Boseglases, wegen $c_L \approx 0.15$, nur für $B < 0.02$ T Übereinstimmung erwartet.

Oberhalb $B = 1$ T steht jedem Vortex weniger als ein kolumnarer Defekt zur Verfügung und die Boseglas-Linie B_{bg}^{+} schmiegt sich der Vortexglas-Linie an. Mit den Parametern, gültig zwischen 0.1 T und 1 T, können die Glastemperaturen oberhalb 1 T ohne zusätzlichen Fit beschrieben werden. Dazu wird in Gl. (6.3) der magnetfeldabhängige Parameter, Gl. (2.17), des Boseglas-Modells

$$\gamma_{+}(B) = \left(1 + \frac{\delta^2}{16 d\xi_0}\sqrt{\frac{B_\phi}{B\mathrm{Gi}}}\right)^{-1}$$

eingesetzt [97]. Die resultierende Boseglas-Linie B_{bg}^{+} ist in Abb. 6.3 eingetragen. Wie man erkennt, ist die Übereinstimmung mit den Glastemperaturen überzeugend und unterstützt die Analyse im Rahmen des Boseglas-Modells für $B < 1$ T.

b) Starke Bestrahlung

Der mit $B_\phi = 4$ T bestrahlte Film B, dargestellt in Abb. 6.4, zeigt in Magnetfeldern $B \geq 2$ T ein analoges Verhalten zu dem schwächer bestrahlten Film A: Die Glaslinie B_{bg}^{+} ist erhöht und die Lage ist in Übereinstimmung mit Gl. (6.3), wenn dort der mittlere Defektabstand $d = 22$ nm berücksichtigt wird. Dies bedeutet insbesondere, daß auch in diesem Fall eine effektive Lindemannzahl, $\hat{c}_L \approx 1$, vorliegt.

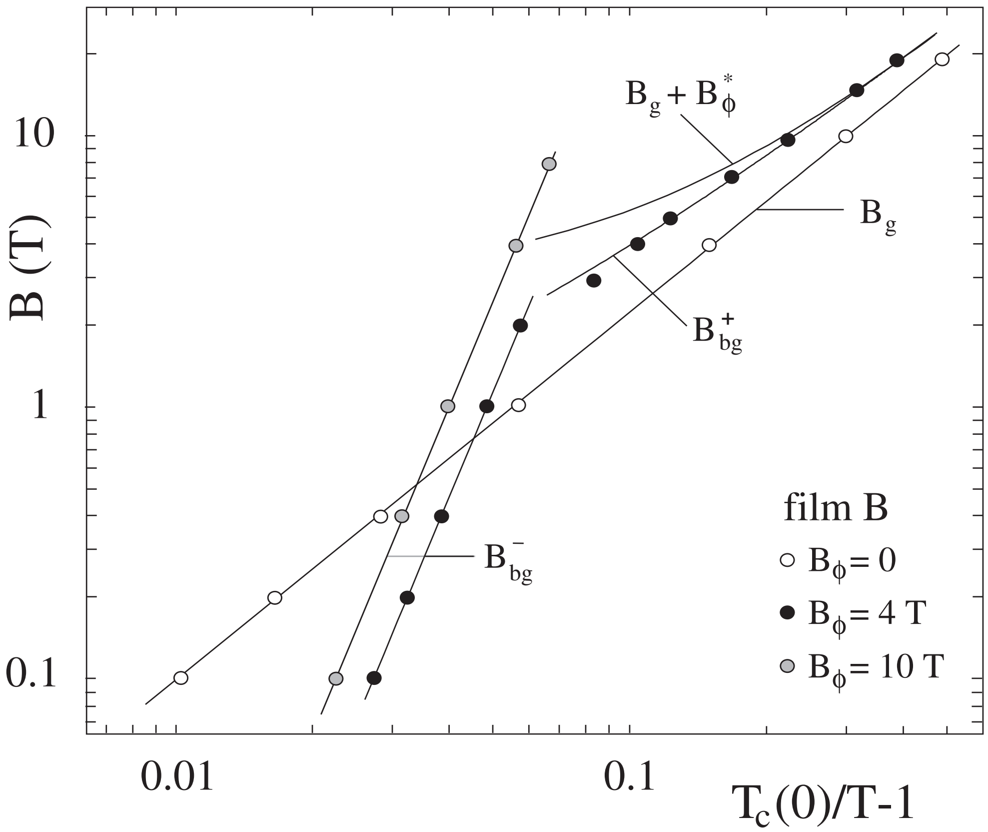

Abb. 6.4: *Vortexglas-Linie* $B_g(T)$ *und Boseglas-Linien* $B_{bg}^{\pm}(T)$ *des Films B vor* (○) *und nach* (●) *Schwerionenbestrahlung mit* $B_\phi = 4$ *T. Zusätzlich ist die Erhöhung der Boseglas-Linie* B_{bg}^- *des Films nach Bestrahlung mit* $B_\phi = 10$ *T eingetragen.*

Ein andersartiges Verhalten zeigt dieser Film in Magnetfeldern unterhalb von 2 T. Hier steigt die Glaslinie steil an. Eine Anpassung an die Vorhersage der Boseglas-Linie gemäß Gl. (2.14)

$$B_{bg}^-(T) = B_0 \cdot (T_c(0)/T - 1)^4 \tag{6.4}$$

ergibt $B_0 = 1.5(1) \cdot 10^5$ T. Mit der Vorhersage, $B_0 = B_\phi(\hat{\delta}/4\xi_0)^4(\ln\kappa/\mathrm{Gi})^2$, und $\xi_0 = 1.3$ nm, $\mathrm{Gi} = 10^{-2}$ und $\kappa = 10^2$ kann der effektive Radius der kolumnaren Defekte $\hat{\delta}$ bestimmt werden, die für diesen Boseglas-Phasenübergang verantwortlich sind. Dieser beträgt $\hat{\delta} = 3.5(1)$ nm [98] und ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem in HRTEM-Untersuchungen bestimmten Radius schwerioneninduzierter kolumnarer Defekte in YBCO Filmen, $\delta = 3.5(5)$ nm [55, 56], siehe auch Abb. 3.3.

Bemerkenswerterweise ist der Bereich, in dem die Vorhersage (2.14) gültig ist, weiter als man von der Theorie erwarten würde. Nach der Vorhersage des Boseglas-Modells sollte der Gültigkeitsbereich dieser starken Temperaturabhängigkeit beschränkt sein auf den Bereich vernachlässigbarer Vortex-Vortex-Wechselwirkung, d.h. $a_0 > \lambda_L$. Dies würde eine Gültigkeit für Magnetfelder $B < 0.1$ T implizieren, während hier eine Übereinstimmung bis 2 T gefunden worden ist. Um dieses Ergebnis zu verifizieren, wurde das Dosisäquivalentfeld des Films B durch eine zusätzliche Schwerionenbestrahlung auf $B_\phi = 10$ T erhöht. Auch nach der weiteren Bestrahlung folgte die Boseglas-Linie der Vorhersage (2.14) mit der nunmehr erhöhten Amplitude $B^-_{bg}(T) = 3.5 \cdot 10^5$ T $(T_c(0)/T - 1)^4$. Diese Beschreibung ist gültig bis $B = 8$ T. Auf diesen unerwartet weiten Bereich, in dem die Vortex-Wechselwirkung keinen Einfluß zu haben scheint, werde ich im Zusammenhang mit der Diskussion der Werte der kritischen Exponenten am Boseglas-Übergang im Abschnitt 6.2.4 zurückkommen.

Interessant ist eine alternative Beschreibung der Phasenlinie der bestrahlten Filme, die für sehr hohe Magnetfelder $B \gg B_\phi$ gefunden wurde. In diesem Bereich gilt für die Glastemperaturen der bestrahlten Filme A und B

$$B_g(T) = B_g(T) + B^*_\phi \,. \tag{6.5}$$

Für den Film A mit $B_\phi = 1$ T ist $B^*_\phi = B_\phi$, während dieser Wert für den stärker bestrahlten Film B mit $B_\phi = 4$ T leicht reduziert ist, $B^*_\phi = 0.75 \cdot B_\phi$. Für beide Filme sind die resultierenden Linien in die Phasendiagramme 6.3 und 6.4 eingetragen. Diese Beschreibung der Glaslinie einzig durch Addition einer effektiven Feldstärke B^*_ϕ zu der Vortexglas-Linie vor der Bestrahlung läßt sich folgendermaßen interpretieren: Ein Anteil B^*_ϕ/B der Vortizes haftet selbst bei hohen Temperaturen ($T > T_g$) an einzelnen kolumnaren Defekten, während der Phasenübergang durch das „reduzierte" effektive Magnetfeld $B - B^*_\phi$ bestimmt wird. Die Reduktion von B^*_ϕ gegenüber dem nominellen Bestrahlungsfeld $B_\phi = 4$ T des Films B ist leicht verständlich, da die Defekte mit höherer Dosis zunehmend überlappen und damit deren effektive Dichte herabgesetzt wird. In dem Film B ist etwa 8 % der Fläche des Supraleiters von kolumnaren Defekten bedeckt.

Ich möchte die Ergebnisse an beiden bestrahlten Filmen an dieser Stelle mit Analysen an schwerionenbestrahlten YBCO Kristallen vergleichen, die in der Literatur zu finden sind. Krusin-Elbaum et al. [59] untersuchten die Phasenlinie, abgeleitet aus dem Maximum des Imaginärteils der Suszeptibilität $\chi''(T)$ bei $f = 1$ MHz zwischen 3 mT und 6 T. Vor der Bestrahlung fanden die Autoren eine Phasenlinie, welche die experimentelle Schmelzlinie (2.6) reproduziert. Nach Bestrahlung mit 1.08 GeV Au Ionen mit Dosen zwischen 0.6 T and 2.4 T fanden die Autoren sehr gute Übereinstimmung der Glaslinie mit der Vorhersage (2.15), $T^-_{bg}(B) = \gamma_- T_m(B) + (1 - \gamma_-) T_c(0)$, für Magnetfelder bis $B_\phi/2$. Jedoch beobachteten die Autoren auch Abweichungen von dieser Vorhersage für die höchsten von ihnen untersuchten Dosen, $B_\phi = 4.7$ T und 9.5 T. Für diese Dosen lag die Glaslinie nach der Bestrahlung unter der Schmelzlinie des as-grown Kristalls. Damit ist eine Anpassung an die Gl. (2.15) nicht möglich. Dies wurde auf die zunehmende Zerstörung der Kristalle durch die hohen Dosen zurückgeführt. Diese Absenkung der Glaslinie der sehr hoch bestrahlten Kristalle ist in Übereinstimmung mit der Beobachtung an dem mit $B_\phi = 4$ T bestrahlten Film A. Allerdings wird für den Kristall nicht das Boseglas-Gesetz $\alpha = 4$ gemäß Gl. (2.14), sondern ein schwächerer Anstieg mit $\alpha = 2.1$ gefunden.

Diese Abweichungen von der Boseglas-Vorhersage (2.15) sind konsistent mit der Beschreibung von Larkin und Vinokur [34], daß mit zunehmender Bestrahlungsintensität die Haftenergie der kolumnaren Defekte über die elastische Vortexenergie dominiert. Die obere Grenze für die Gültigkeit der Gl. (2.15) ist gegeben durch den Wert der Schmelzlinie bei der Delokalisierungs-Temperatur T_{dl}. Mit der Schmelzlinie des unbestrahlten Kristalls [59] und $T_{dl}/T_c = 0.945$ ist $B_m(T_{dl}) = 2.3$ T. Dieser Wert ist sehr nahe dem oberen Feld $B = 2.4$ T, bis zu dem Krusin-Elbaum et al. Gl. (2.15) anwenden konnten. Um dieses Ergebnis auf die bestrahlten Filme zu übertragen, liegt es nahe, in der Bedingung für die obere Grenze die Schmelzlinie durch die Vortexglas-Linie T_g der as-grown Filme zu ersetzen. Für die Filme bedeutet dies: $B_g(T_{dl}) = 1.0$ T. Der Wechsel der Beschreibung der Boseglas-Linien der beiden Filme von Gln. (2.14) zu (2.15) kann folglich mit dem Einfluß der höheren Dichte kolumnarer Defekte im Film B verbunden werden.

c) Wechselwirken von kolumnarem und intrinsischem Haften: $\vec{B} \perp \vec{c}$

Abschließend möchte ich hier den Vortex-Phasenübergang der bestrahlten Filme diskutieren, wenn ein externes Magnetfeld (0.1 T $\leq B \leq 2.0$ T) in die CuO_2-Ebenen, d.h. senkrecht zur c-Achse, angelegt wird. Da die induzierten kolumnaren Defekte eine räumliche Orientierung und damit eine Magnetfeldrichtung, $\vec{B} \parallel \vec{c}$, auszeichnen, stellt sich die Frage, ob diese Defekte auch einen Einfluß auf die Glaslinie für $\vec{B} \perp \vec{c}$ haben.

Die Glaslinien der Filme A und B in beiden Orientierungen vor und nach der Bestrahlung sind in der Abb. 6.5 dargestellt. Alle Glaslinien nach der Bestrahlung können für $\vec{B} \perp \vec{c}$ durch das Potenzgesetz

$$B_g^{\perp}(B_\phi, T) = B_0 \cdot (1 - T/T_c(0))^{1.33} \tag{6.6}$$

beschrieben werden, siehe Tab. 6.3. Nach der Bestrahlung des Films A mit $B_\phi = 1$ T ist die Glaslinie deutlich erhöht, was durch die Erhöhung der Amplitude von 150 T auf 250 T zum Ausdruck kommt. Dies könnte folgende Ursache haben: Die durch die Bestrahlung induzierten kolumnaren Defekte sind parallel zur c-Achse orientiert. Damit wirken sie für Vortizes $\perp \vec{c}$ wie zusätzliche Punktdefekte zwischen den CuO_2-Ebenen.

Tab. 6.3: *Amplituden B_0 der Glaslinie, Gl. (6.6), für $\vec{B} \perp \vec{c}$ und effektive Anisotropie $\hat{\gamma}$, Gl. (6.7), der Filme und des Kristalls.*

	Film A		Kristall
B_ϕ (T)	–	1	–
B_0 (T)	150	250	180
$\hat{\gamma}$	3.0(1)	1.7(1)	6.0(3)

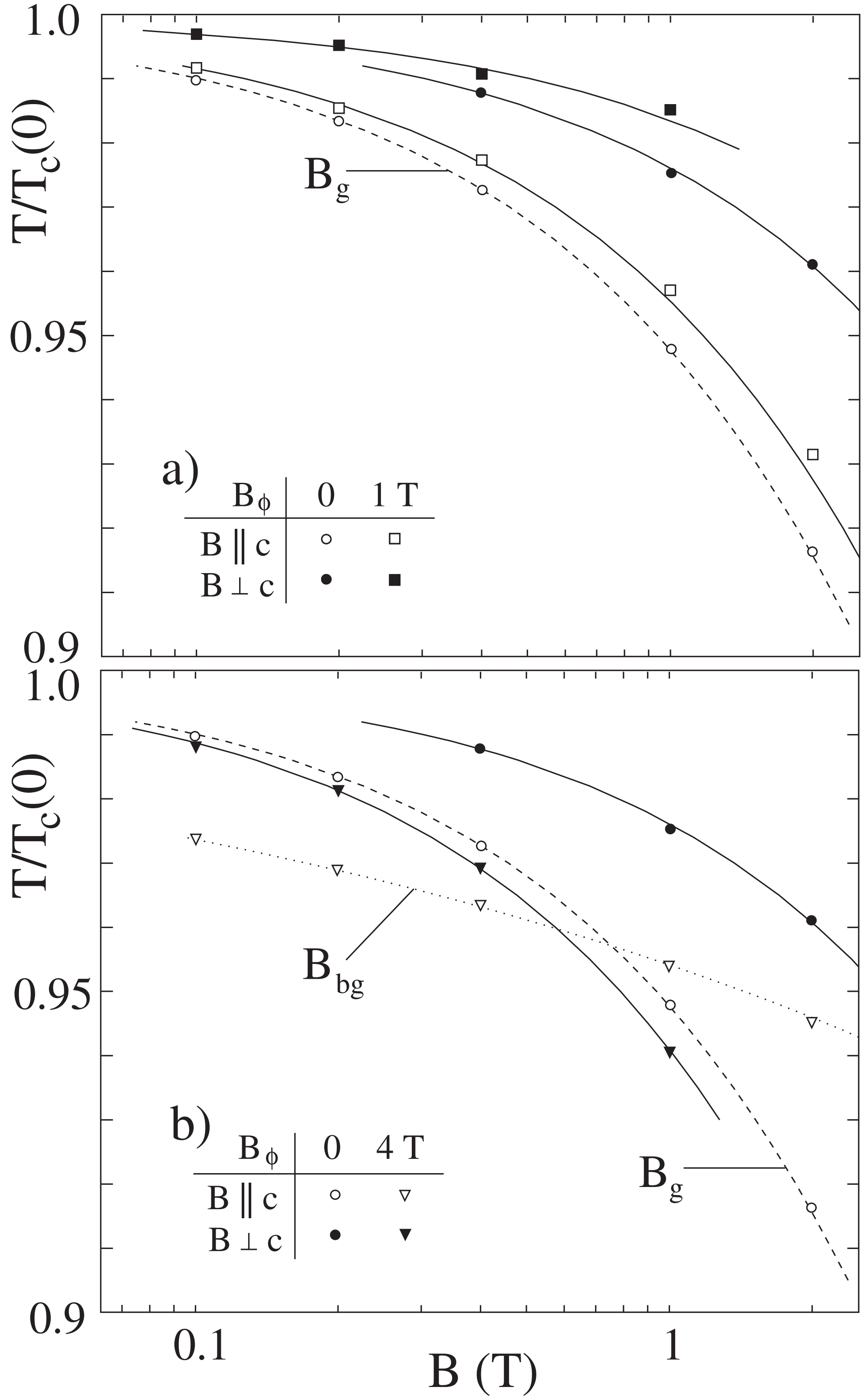

Abb. 6.5: *Magnetfeldabhängigkeit der Glastemperatur für $\vec{B} \perp \vec{c}$ und $\vec{B} \parallel \vec{c}$ (a) des Films A und (b) des Films B. Durchgezogene Linien sind Fits an Gl. (6.6).*

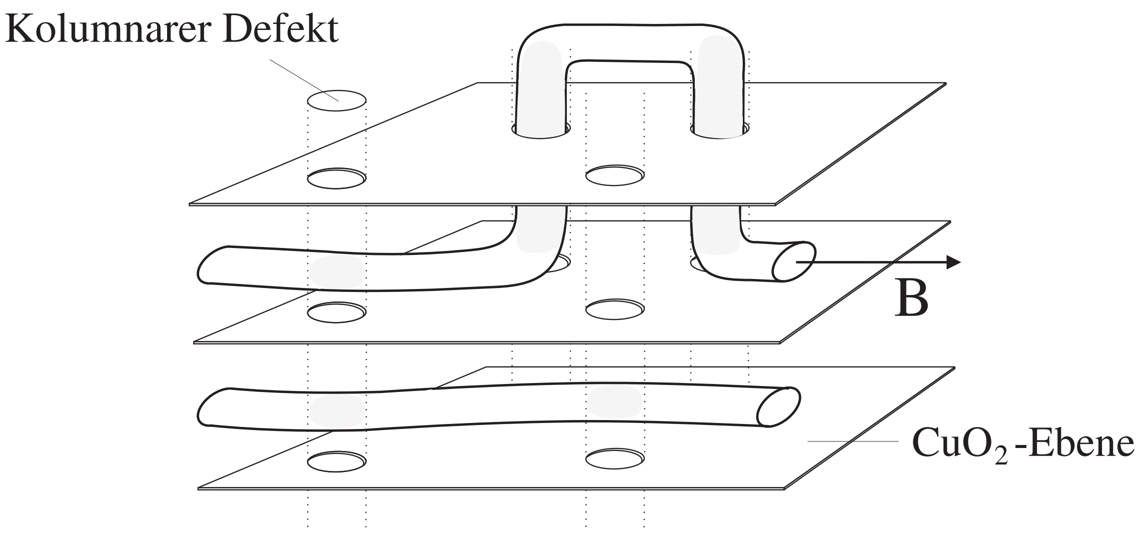

Abb. 6.6: *Zusammenspiel von intrinsischem und kolumnarem Haften von Josephson-Vortizes zwischen CuO_2-Ebenen.*

Diese Defekte verbessern das Haften der Vortizes und tendieren dazu, die Vortexglas-Temperatur zu erhöhen [99]. In Abb. 6.6 ist dies schematisch für den unteren der beiden Josephson-Vortizes gezeigt. Um die Glaslinien der Filme weiter zu vergleichen, definiere ich die effektive Anisotropie

$$\hat{\gamma} = \frac{B_g^{\perp}(B_\phi, T)}{B_g^{||}(B_\phi, T)}. \tag{6.7}$$

Diese beschreibt die Lage der Glaslinie für $\vec{B} \perp \vec{c}$ relativ zu der Glaslinie in $\vec{B} \parallel \vec{c}$. Die Anisotropie des unbestrahlten Films A betrug $\hat{\gamma} = 3.0(1)$. Durch die Bestrahlung hat die Anisotropie des Films deutlich abgenommen, $\hat{\gamma} = 1.7(1)$. Diese Reduktion ist durchaus verständlich, da die kolumnaren Defekte $\parallel \vec{c}$ der intrinsischen Anisotropie von YBCO, $\gamma \simeq 6.0$, entgegenwirken. Die kolumnaren Defekte haben den gleichen Effekt wie normalleitende Bereiche in den supraleitenden CuO_2-Ebenen. Dadurch reduzieren die Defekte die Anisotropie der Filme von $\hat{\gamma} = 3.0$ nochmals gegenüber der intrinsischen Anisotropie $\gamma \approx 6.0$.

Die Glaslinie des mit $B_\phi = 4$ T bestrahlten Films B ist in der Abb. 6.5(b) dargestellt. Bei einer Extrapolation der Ergebnisse, ausgehend von dem mit $B_\phi = 1$ T bestrahlten Film, würde man eine weitere Erhöhung der Glaslinie erwarten. Die Glaslinie des mit $B_\phi = 4$ T bestrahlten Films zeigt jedoch ein unerwartetes Verhalten; dessen Glaslinie liegt deutlich niedriger als die Linie des unbestrahlten Films für $\vec{B} \perp \vec{c}$. Erstaunlicherweise liegt die Glaslinie für $\vec{B} \perp \vec{c}$ sogar niedriger als die des as-grown Films für $\vec{B} \parallel \vec{c}$. In gewisser Weise reflektiert dies den besonderen Verlauf der Boseglas-Linie für Magnetfelder parallel zu den kolumnaren Defekten. Eine mögliche Erklärung dieses interessanten Ergebnisses könnte folgende sein: Mit der zunehmenden Bestrahlungsintensität steigt die Zahl der durch die kolumnaren Defekte induzierten normalleitenden Bereiche in den CuO_2-Ebenen. Diese ermöglichen es den Josephson-Vortizes, zwischen den CuO_2-Ebenen mittels *kink-antikink* Anregungen die Schichtstruktur der Filme zu überwinden. Damit sind längere transversale Fluktuationen der Vortizes möglich, welche dazu führen, daß die Glastemperatur reduziert wird. Schematisch ist diese Konfiguration für den oberen Vortex in der Abb. 6.6 gezeigt.

6.2.3 Dynamische Leitfähigkeit nahe des Boseglas-Phasenübergangs

Analog zu der Skalenanalyse der as-grown Filme wurde der dynamische Widerstand der bestrahlten Filme A und B in Feldern zwischen 1 mT und 19 T untersucht. Ich beginne die Analyse mit dem bestrahlten Film A ($B_\phi = 1$ T). Betrachten werde ich beispielhaft ein Magnetfeld unterhalb des Matchingfeldes B_ϕ, $B = 0.1$ T, und ein Feld oberhalb $B = 12$ T. Die Abb. 6.7 und 6.8 zeigen die dynamischen Skalenfunktionen und Abb. 6.9 die für die Skalierung verwendeten Parameter $\tau_\pm$ und $\rho_0^\pm$. Beide folgen den Vorhersagen für die Relaxationszeit (2.25) im XY-Modell bzw. (2.33) im Boseglas

$$\tau_\pm^{-1}(T) = \hat{\tau}_\pm^{-1}(0)|1 - T/T_g|^{\nu \cdot z} \tag{6.8}$$

und für den Widerstand (2.26) bzw. (2.35)

$$\rho_0^\pm(T) = \hat{\rho}_0^\pm(0)|1 - T/T_g|^{\nu \cdot (z-1)} \,. \tag{6.9}$$

Für $B = 12$ T sind die Potenzen gegeben durch $\nu z = 9.7(4)$ und $\nu(z-1) = 7.9(4)$. Diese Werte bedeuten $\nu = 1.8(1)$ und $z = 5.4(2)$, das sind die gleichen kritischen Exponenten wie vor der Bestrahlung. Für das kleinere Feld $B = 0.1$ T ist der Exponent der Relaxationszeit (6.8) fast identisch mit dem Wert in $B = 12$ T, $\nu z = 9.8(4)$. Allerdings ist der Exponent des Widerstandes (6.9) deutlich kleiner, $\nu(z-1) = 6.9(4)$. Die Werte für 0.1 T korrespondieren mit den kritischen Exponenten, $\nu = 2.9(3)$ und $z = 3.3(3)$. Die gemäß Gl. (4.3) renormierten Amplituden der Relaxationszeit $\tau_\pm(0)$ und des Widerstandes $\rho_0^\pm(0)$ sowie der Länge $\lambda_\pm(0) = \sqrt{\tau_\pm(0)\rho_0^\pm(0)/\mu_0}$ sind in der Tab. 6.4 zusammengetragen.

In die Abbildungen des skalierten Widerstandes 6.7 und 6.8 ist der phänomenologische Ansatz für die Skalenfunktion, Gl. (4.7), unterhalb T_g

$$\frac{\sigma_-(\omega\tau_-)}{\sigma_0} = \frac{1}{i\omega\tau_-} \cdot \left(1 + (i\omega\tau_-)^{1/z}\right) \tag{6.10}$$

eingetragen worden. In beiden Feldern ist die Übereinstimmung mit den Daten des Films überzeugend. Die unskalierte Formulierung der Skalenfunktion ist

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

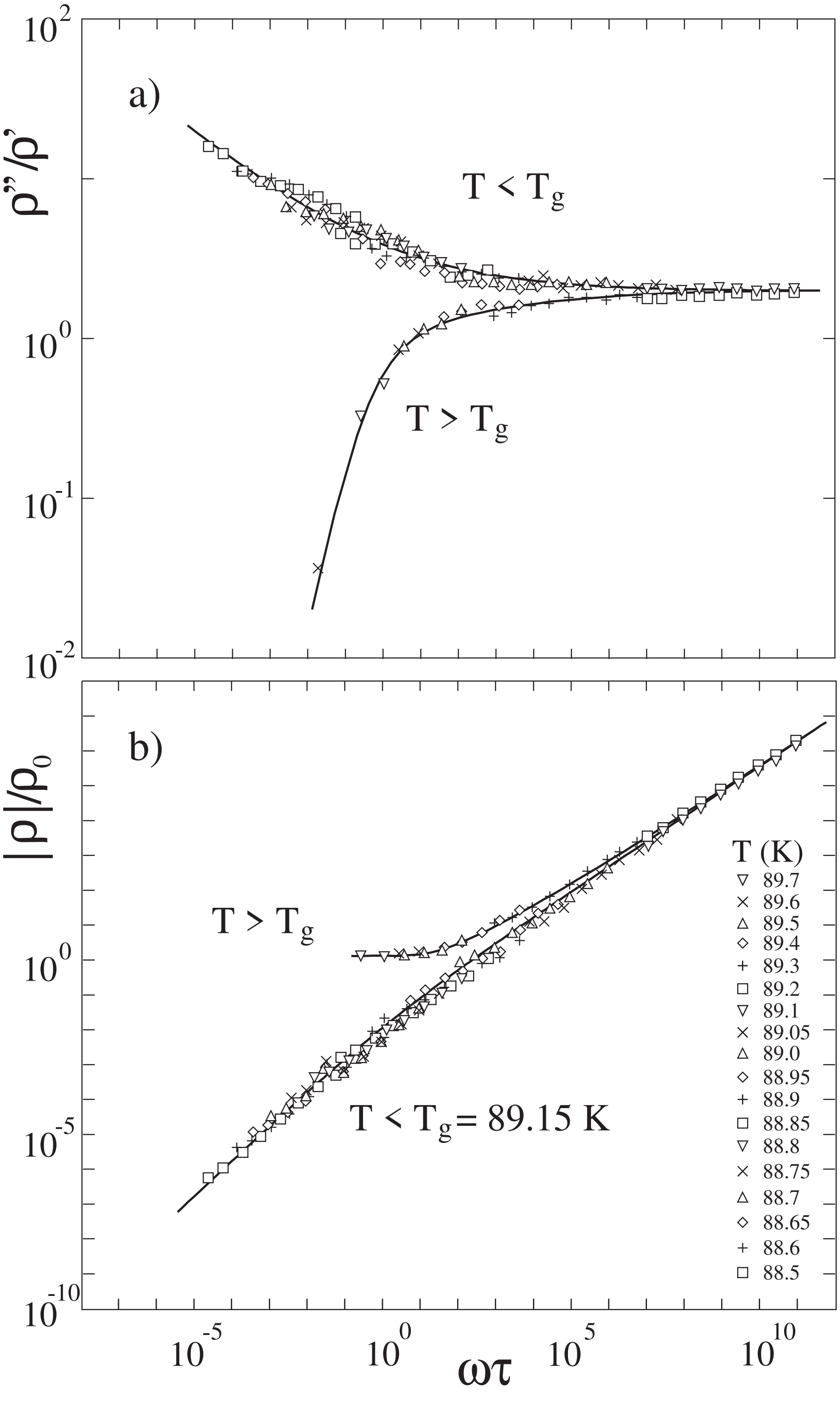

Abb. 6.7: *(a) Phase und (b) Betrag des skalierten dynamischen Widerstandes des bestrahlten Films A in $B = 0.1\ T < B_\phi = 1\ T$. Durchgezogene Linien sind berechnet nach Gln. (6.10) für $T < T_g$ und (6.11) für $T > T_g$.*

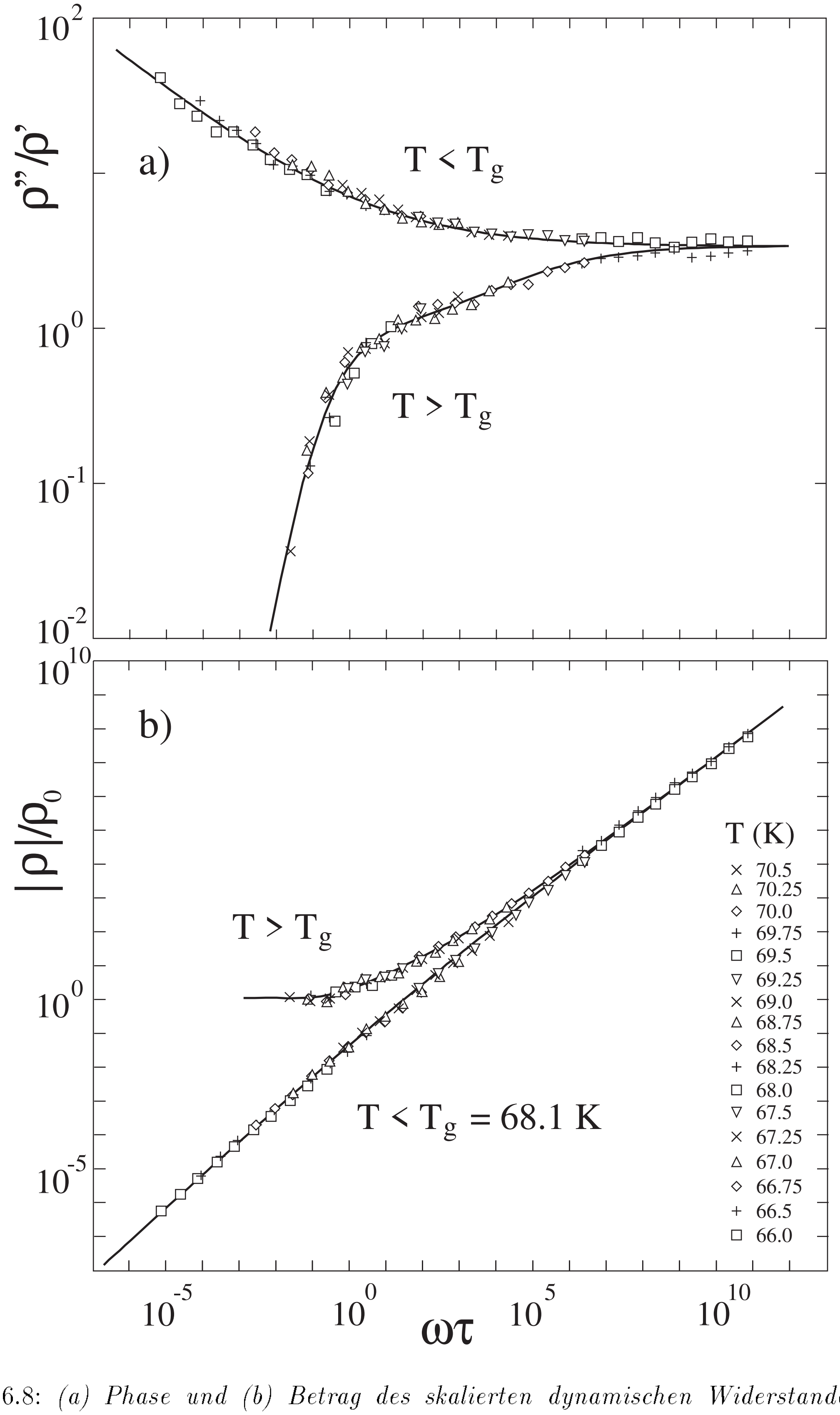

Abb. 6.8: *(a) Phase und (b) Betrag des skalierten dynamischen Widerstandes des bestrahlten Films A in $B = 12\ T > B_\phi = 1\ T$. Durchgezogene Linien sind berechnet nach Gln. (6.10) für $T < T_g$ und (6.11) für $T > T_g$.*

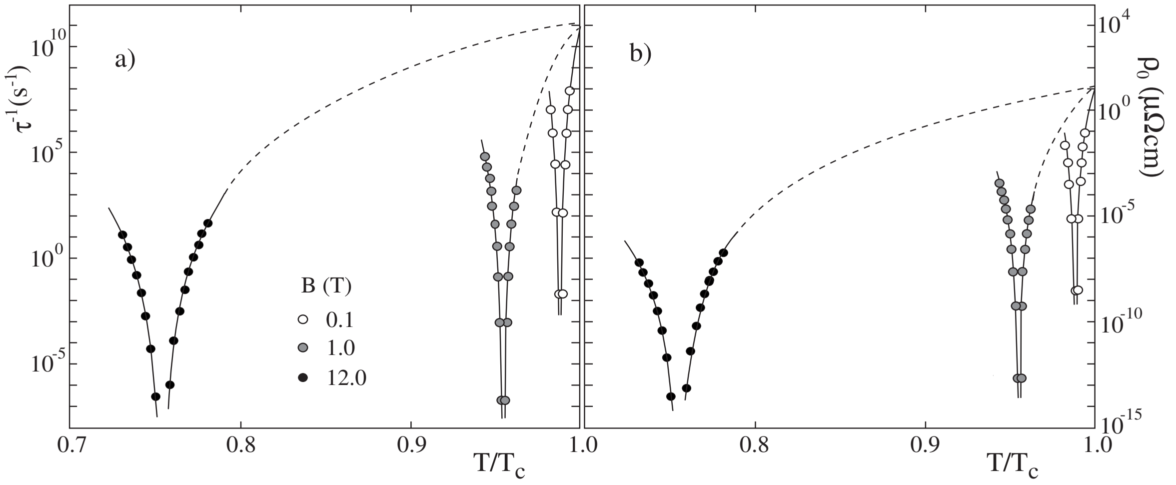

Abb. 6.9: *Kritisches Verhalten (a) der Relaxationszeit und (b) des Widerstandes des mit $B_\phi = 1$ T bestrahlten Films A. Linien folgen den Gln. (6.8) und (6.9).*

Für $T > T_g$ wurde Gl. (4.11) mit dem Beitrag $3D$-Gauß'scher Fluktuationen S_G, Gln. (2.22) und (2.23), zur Beschreibung der Skalenfunktion herangezogen

$$\frac{\rho_+(\omega\tau_+)}{\rho_0} = \frac{1}{S_G(\omega\tau_+)} + a \cdot (i\omega\tau_+)^{1-1/z} \,. \tag{6.11}$$

Mit $a = 0.25$ beschreibt diese die Daten des bestrahlten Films A in Abb. 6.7 und Abb. 6.8 sehr gut. Die nichtskalierte Form ist

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

mit $\sigma_G(\omega\tau_+)$ nach Gl. (2.20) und (2.21).

Tab. 6.4: *Renormierte Werte der Länge $\lambda_\pm(0)$ sowie des Widerstandes $\rho_0^\pm(0)$ und der Relaxationszeit $\tau_\pm(0)$ der Filme und des Kristalls.*

		Film A		Film B		Kristall
		$B_\phi = 0$	$B_\phi = 1$ T	$B_\phi = 0$	$B_\phi = 4$ T	
$\lambda_+(0)$	(nm)	280	370	270	460	160
$\lambda_-(0)$	(nm)	230	350	250	440	140
$\rho_0^+(0)$	($\mu\Omega$cm)	9.4	3.6	5.0	4.1	1.2
$\rho_0^-(0)$	($\mu\Omega$cm)	4.6	3.6	5.0	4.1	1.1
$\tau_+(0)$	(10^{-12} s)	1.1	4.3	1.8	6.1	2.1
$\tau_-(0)$	(10^{-12} s)	1.4	4.5	1.6	6.6	2.2
T_{c0}	(K)	91.4	90.7	90.6	88.5	87.7
T_c	(K)	90.95	90.25	90.05	87.85	86.95

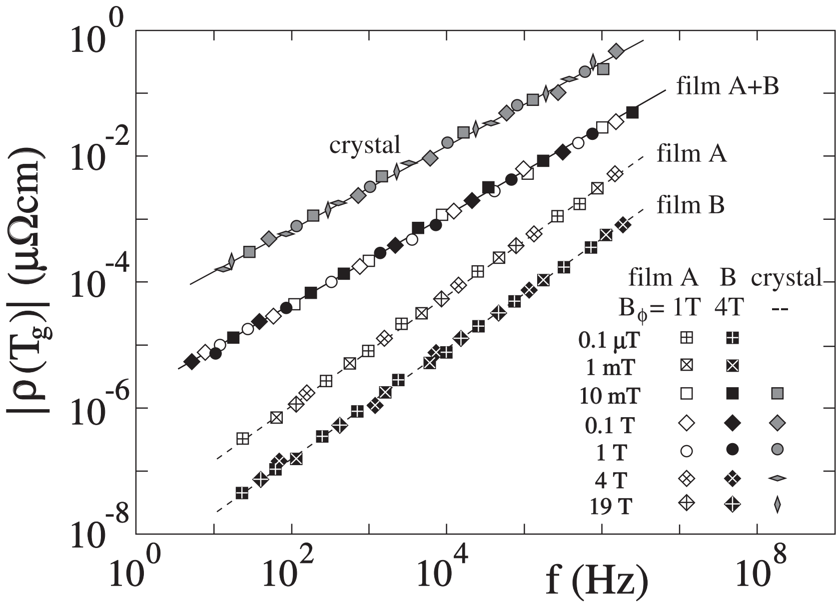

Abb. 6.10: *Frequenzvariation des Betrags des Widerstandes an der Phasengrenze der bestrahlten Filme A (B_ϕ = 1 T) und B (B_ϕ = 4 T) sowie des Kristalls. Durchgezogene Linien folgen Gl. (6.12). Durchbrochene Linien geben die Daten der Filme vor der Bestrahlung wieder.*

Sowohl unterhalb als auch oberhalb der Glastemperaturen wurde der Beitrag des Widerstandes am Phasenübergang

$$\rho(\omega, T_g) = A_\rho \cdot \frac{i\omega\mu_0\hat{\lambda}_-^2(0)}{(i\omega\mu_0\hat{\lambda}_-^2(0)/\hat{\rho}_0^+(0))^{1/z}}, \tag{6.12}$$

dargestellt in der Abb. 6.10, berücksichtigt. Vor der Bestrahlung ergaben sich für die Filme magnetfeldunabhängige Werte des Widerstandes bei T_g. Nach der Bestrahlung scheinen zwei verschiedene Werte des Widerstandes am Phasenübergang zu existieren. Diese sind korreliert mit den isotropen und anisotropen Werten der kritischen Exponenten. Zwischen 10 mT und 1 T folgt der Widerstand $\rho(\omega) \sim (i\omega)^{0.66}$. Dies entspricht dem kritischen Exponenten $z = 3.0$, der aus der Phase des Widerstandes und der Skalenanalyse bestimmt wurde. Der Wert des Widerstandes des schwächer bestrahlten Films ist identisch mit dem Wert des stärker bestrahlten Films. Für niedrigere und höhere Felder stimmt der Widerstand mit dem Wert vor der Bestrahlung überein. Der nach der Bestrahlung erhöhte Wert des Widerstandes zwischen 10 mT und 1 T entspricht dem Vortex-Phasenübergang bei einer höheren Temperatur und deutet damit auf einen stabilisierten supraleitenden Zustand durch die kolumnaren Defekte hin. Auch der Widerstand des Kristalls weist in Magnetfeldern oberhalb 1 mT, wo $z = 3.0$ ist, einen um eine Größenordnung höheren Wert, verglichen mit den niedrigeren Feldern in Abb. 5.6, auf.

6.2.4 Anisotropie der Boseglas-Fluktuationen: Kritische Exponenten

In der bisherigen Analyse wurden implizit isotrope Vortexfluktuationen, charakterisiert durch den line-wandering-Exponenten, Gl. (2.13), $\zeta = 1$, vorausgesetzt. Für das Vortexglas wird dieser Wert erwartet [5, 17], hingegen ist für das Boseglas ein reduzierter Wert, $\zeta = 1/2$, vorausgesagt worden [10, 33]. Um eine Variation des line-wandering-Exponenten zuzulassen, werde ich im weiteren die Vorhersage des Boseglas-Modells für die kritischen Exponenten der Korrelationslänge und Relaxationszeit nahe des Boseglas-Übergangs, Gl. (2.33) und (2.34), d.h. $\nu_\perp/\zeta$ und $z \cdot \zeta$, verwenden. Das zentrale Ergebnis für diese Exponenten ist in der Abb. 6.11 zusammengefaßt. Die Exponenten für die as-grown Filme — der Übersichtlichkeit wegen nur für den Film A wiedergegeben — nehmen über den sehr großen Magnetfeldbereich zwischen 0.1 μT und 19 T die quasi-universellen Werte $\nu_\perp/\zeta = 1.7(2)$ und $z \cdot \zeta = 5.5(4)$ an. Die gleichen Werte werden für die bestrahlten Filme in sehr kleinen Magnetfeldern und in hohen Feldern gefunden.

Zwischen 5 mT und 1.5 T hat der mit $B_\phi = 1$ T bestrahlte Film A deutlich verschiedene Werte sowohl von $\nu_\perp/\zeta$ wie auch von $z\zeta$. Ich werde diese Werte, $\nu_\perp/\zeta \approx z\zeta \approx 3.0$, im weiteren zur Abgrenzung gegen die isotropen Vortexglas-Exponenten als anisotrope Werte bezeichnen. Ein analoges Verhalten zeigt der stärker bestrahlte Film B zwischen 5 mT und 3.5 T. Bei beiden Filmen findet der Wechsel zu hohen Feldstärken nahe den Matchingfeldern $B_\phi = 1$ T bzw. 4 T statt.

Die kritischen Exponenten des Kristalls wechseln wie die der bestrahlten Filme nahe 5 mT zu den anisotropen Werten und behalten diese Werte bis 19 T bei. Der quasi-universelle Wechsel der kritischen Exponenten bei kleinen Feldstärken könnte auf einen intrinsischen Mechanismus hinweisen. Die Magnetfeldstärke, bei der dieser Wechsel einsetzt, legt die Vermutung nahe, daß hierfür die Nähe des unteren kritischen Feldes B_{c1} des Supraleiters verantwortlich ist. Daher ist in der Abb. 6.12 die Glaslinie des bestrahlten Films B zusammen mit dem Verlauf von $B_{c1}(T)$ dargestellt. Wie man erkennt, durchkreuzen die Glastemperaturen des Films das untere kritische Feld nahe 5 mT. Aus dieser Darstellung geht hervor, daß entlang der Phasenlinie des Films unterhalb von 5 mT der mittlere Vortexabstand a_0 kleiner als die Eindringtiefe $\lambda(T)$ ist. Deshalb kann man davon sprechen, daß nahe 5 mT die Vortex-Vortex-Wechselwirkung einsetzt. Der Effekt der Wechselwirkung ist folgender: Bei sehr kleinen Vortexdichten haften einzelne Vortizes sowohl an induzierten kolumnaren Defekten als auch an intrinsischen Defekten. Von den Vortizes sind in einem Experiment jene 'sichtbar', die nicht an kolumnaren Defekten haften, da deren Bewegung die Verluste des Supraleiters bestimmt. Erst in der Nähe von B_{c1} setzt das kollektive Verhalten der kolumnar haftenden Vortizes ein. Jetzt leitet die Vortex-Vortex-Wechselwirkung die Vortizes zu den kolumnaren Defekten: Eine makroskopische Boseglas-Ordnung wird sichtbar.

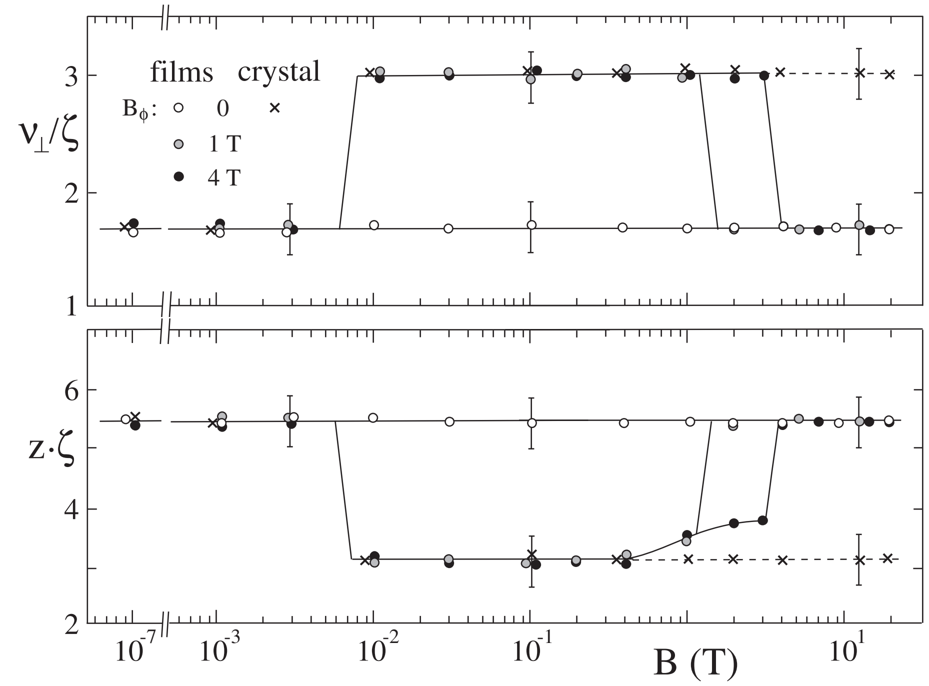

Abb. 6.11: *Magnetfeldabhängigkeit der kritischen Exponenten $\nu_\perp/\zeta$ und $z \cdot \zeta$ aus der dynamischen Skalenanalyse.*

Es liegt nahe, den Übergang der kritischen Exponenten zu den anisotropen Werten nach der Bestrahlung mit einem Wechsel des line-wandering-Exponenten ζ zu verbinden. Gilt vor der Bestrahlung $\zeta = 1$, so bleibt dieser Wert nach der Bestrahlung nur für sehr kleine Felder und für $B \gtrsim B_\phi$ erhalten. Zwischen diesen Feldern ist der Wert von ζ reduziert. Aus den Werten des kritischen Exponenten ν vor und nach der Bestrahlung folgt: $\zeta = 1.7/3.0 = 0.57(5)$. Aus dem dynamischen Exponenten z folgt $\zeta = 3.3/5.5 = 0.60(5)$. Beide Werte sind übereinstimmend nahe an der Vorhersage, $\zeta = 1/2$, für den line-wandering-Exponenten am Phasenübergang in das Boseglas. Setzt man die Vorhersage, $\zeta = 1/2$, in die Werte für $\nu_\perp/\zeta$ und $z \cdot \zeta$ ein, so erhält man die Exponenten des Boseglas-Übergangs $\nu_\perp = 1.5$ und $z = 6.0$.

Die Exponenten des Boseglas-Phasenübergangs wurden in Simulationsrechnungen von Wallin und Girvin [100] untersucht. Die Autoren untersuchten zufällig verteilte kolumnare Defekte mit Strömen senkrecht zu den Defekten und Magnetfeldern $B = 1/4 \cdot B_\phi$ und $B = 1/2 \cdot B_\phi$. Für die Exponenten des Boseglas-Phasenübergangs fanden Wallin und Girvin [100] $\nu_\perp = 1.0(1)$ und $z = 6.0(5)$. Dies Ergebnis stimmt sehr gut mit dem hier gefundenen Wert für z überein, während der Wert für $\nu_\perp$ größere Abweichungen zeigt.

Diese Überlegungen werden stark unterstützt durch die Werte der kritischen Exponenten, die für Magnetfelder zwischen 0.1 T und 1 T, angelegt senkrecht zu den kolumnaren Defekten gewonnen wurden. In dieser Magnetfeldorientierung, $\vec{B} \perp \vec{c}$, nehmen die Exponenten auch nach der Bestrahlung die isotropen Werte des Vortex-

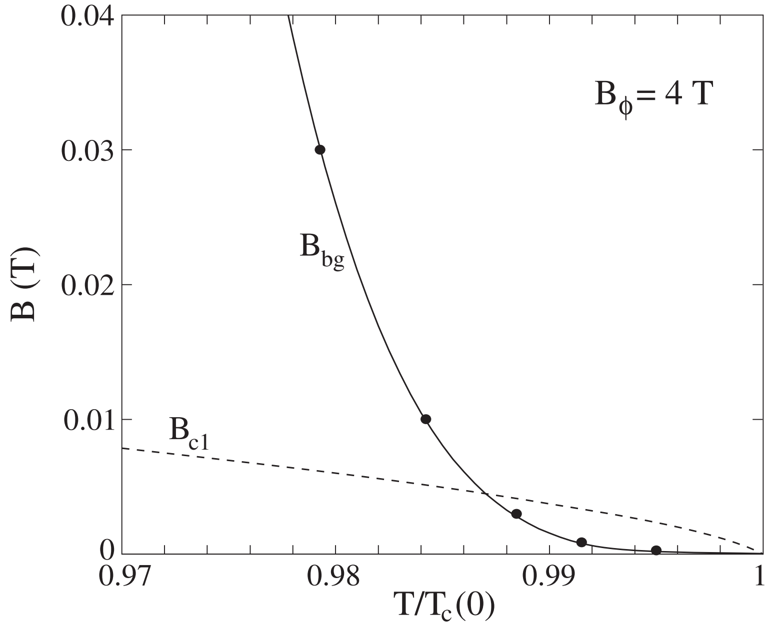

Abb. 6.12: *Glastemperaturen und Glaslinie (6.4) des bestrahlten Films B und das untere kritische Feld $B_{c1}(T)$ von YBCO nach Ref. [5].*

glases an, $\nu_\perp = 1.7(2)$ und $z = 5.5(5)$, siehe Tab. 6.5. Die Symmetrie der Vortexfluktuationen wird also durch die kolumnaren Defekte nicht verändert. Dies bedeutet insbesondere, daß der line-wandering-Exponent ζ in dieser Orientierung vor und nach der Bestrahlung den Wert 1 hat. In Übereinstimmung hiermit beobachteten Jiang et al. [58], daß für Winkel $\theta > 45^0$ die kritischen Exponenten von YBCO Kristallen nach Schwerionenbestrahlung unverändert bleiben.

Den Effekt kolumnarer Defekte nach Beschuß von YBCO Kristallen mit 0.9 GeV Pb-Ionen auf die kritischen Exponenten des Vortex-Phasenübergangs haben Jiang et al. [58] untersucht. Die Autoren führten Skalenanalysen des dynamischen Widerstandes zwischen 100 Hz und 2.5 MHz in Magnetfeldern unterhalb (0.3 T und 0.6 T) und oberhalb ($B = 1.5$ T) des Matchingfeldes $B_\phi = 1$ T für Winkel $0 \leq \theta \leq 90^0$ zur c-Achse durch. Für Winkel $\theta > 45^0$ fanden sie die gleichen kritischen Exponenten wie vor der Schwerionenbestrahlung [95], $\nu_\perp = 0.65(5)$ und $z = 3.0(2)$, siehe Tab. 6.5. Für Winkel $\theta < 45^0$ fanden sie aber abweichende Werte, $\nu_\perp = 1.0(1)$ und $z = 2.2(2)$ [58]. Unterschiedlich war auch die Variation der Boseglas-Linie mit dem Winkel θ. Für $\theta < 45^0$ sinkt die Glaslinie mit zunehmendem Winkel. Dies ist in Übereinstimmung mit dem Boseglas-Modell, da das Haften der kolumnaren Defekte maximal für $\theta \approx 0$ ist und mit zunehmendem Winkel schwächer wird. Übersteigt der Winkel zur c-Achse jedoch die 45^0, so nimmt die Glastemperatur wieder zu. Dies ist die Winkelabhängigkeit, wie sie für das Vortexglas erwartet wird und hier an den as-grown Filmen und dem Kristall beobachtet wurde.

Tab. 6.5: *Kritische Exponenten aus $\rho(j)$ und $\rho(\omega)$ Skalierung.*

	$\vec{B}$	B_ϕ (T)	Exp.	$\nu_\perp/\zeta$	$z \cdot \zeta$	Ref.
Filme	$\parallel \vec{c}$	–	$\rho(\omega)$	1.7(2)	5.5(4)	$\circ$
	$\parallel \vec{c}$	1, 4, 10	$\rho(\omega)$	3.0(3)	3.4(3)	$\circ$
	$\perp \vec{c}$	1, 4	$\rho(\omega)$	1.8(2)	5.5(4)	$\circ$
Kristalle	$\parallel \vec{c}$	–	$\rho(\omega)$	3.1(3)	3.1(3)	$\circ$
	$\parallel \vec{c}$	–	$\rho(j)$	2.0(1.0)	3.4(1.5)	[101]
	$\parallel \vec{c}$	–	$\rho(j)$,$\rho(\omega)$	0.70(5)	3.0(2)	[95]
	$\parallel \vec{c}$	–	$\rho(\omega)$	3.1	3.1	[102]
	$\parallel \vec{c}$	1	$\rho(\omega)$	1.0(1)	2.2(2)	[58]
	$\perp \vec{c}$	1	$\rho(\omega)$	0.65(5)	3.0(2)	[58]
Boseglas	Simulation			1.0(1)	6.0(5)	[100]

$\circ$ Diese Arbeit

Ein interessantes Ergebnis an schwerionenbestrahlten Kristallen ist der Wert des line-wandering-Exponenten ζ. Für diesen bestimmten Jiang et al. [58] den Wert $\zeta = 1$; denselben Wert wie er für das Vortexglas erwartet wird [5, 17]. Jedoch ist dieser Wert nicht in Übereinstimmung mit der Vorhersage für das Boseglas $\zeta = 1/2$ [10, 33]. Der Wert $\zeta = 1$ bedeutet insbesondere, daß die Kompressibilität des Boseglases, $\kappa_{bg} \sim |1 - T/T_{bg}|^{\nu_\perp(2-1/\zeta)}$, bei T_{bg} divergiert. Die Autoren bezeichnen das Boseglas in dem bestrahlten Kristall als *inkompressibles* Boseglas und führen dies auf die langreichweitige Wechselwirkung zwischen den Vortizes zurück. Der Wert des line-wandering-Exponenten $\zeta \approx 0.5$, der hier für den Boseglas-Phasenübergang in dünnen Filmen gefunden wurde, deutet auf die qualitativ verschiedenen Eigenschaften des Boseglases in Filmen hin. Für $\zeta = 0.5$ wird die kritische Temperaturabhängigkeit der Kompressibilität $\kappa_{bg}(T)$ aufgehoben und κ_{bg} bleibt am Phasenübergang endlich. Eine mögliche Erklärung hierfür könnte in der intrinsischen Unordnung, in Form von Punktdefekten und Mikroverzwillung (siehe Abb. 3.1), in den dünnen Filmen liegen. Diese Defekte wirken der ordnenden Vortex-Vortex-Wechselwirkung entgegen und sind für die Vortexglas-Linie vor der Bestrahlung verantwortlich. Ein Effekt dieser intrinsischen Unordnung ist, die Wechselwirkung zwischen den Vortizes zu unterdrücken. Man könnte die Boseglas-Phase in dünnen YBCO Filmen in Anlehnung an das inkompressible Boseglas in Kristallen als *kompressibles* Boseglas bezeichnen. Unterstützt wird diese Vermutung durch die Simulation einzelner Vortizes in drei Dimensionen, die an einem kolumnaren Defekt haften und einen Hintergrund von Punktdefekten sehen. In diesem Modell ist der line-wandering-Exponent gegenüber der Vorhersage des Boseglases und in Übereinstimmung mit der Beobachtung hier erhöht [103], $\zeta = 0.61(1)$.

6.2.5 Wechselwirken von intrinsischen und kolumnaren Defekten

Weitere Unterstützung findet diese Vermutung einer sehr geringen Vortexwechselwirkung in dünnen Filmen in der Analyse der Glaslinien der bestrahlten Filme. Deren zentrales Ergebnis für den schwächer bestrahlten Film A ist das Auftreten einer effektiven Lindemannzahl $\hat{c}_L = 1$. Dieser Wert der Lindemannzahl besagt, daß in dünnen Filmen die feste Vortexphase erst dann schmilzt, wenn $\sqrt{< u^2 >} = a_0$ ist, d.h. benachbarte Vortizes sich bis auf ihren mittleren Abstand nähern. Dies ist im Kontrast zu dem thermischen Schmelzen in reinen Kristallen, wo das Vortexgitter bereits bei einem Bruchteil $c_L a_0 \approx 0.1 a_0$ schmilzt. Das Boseglas in den Filmen schmilzt demnach erst, wenn die thermische Energie der Vortizes die Potentialbarriere ε_0, erzeugt durch die Nachbarvortizes, überschreitet. Diese Schlußfolgerungen sind in Übereinstimmung mit der Boseglas-Linie des stärker bestrahlten Films B, welche bis nahe B_ϕ mit der Vorhersage des Boseglas Modells unter Vernachlässigung der Vortex-Wechselwirkung beschrieben werden konnte. Es liegt nahe, auch diesen Effekt der intrinsischen Unordnung der dünnen Filme zuzuschreiben. Da die intrinsischen Defekte der Filme den Schmelzübergang, existent in zwillingsfreien Kristallen, verhindern und zu der Ausbildung der Vortexglas-Phase führen, liegt die Vermutung auf der Hand, daß die intrinsische Unordnung Vortexgitter-Effekte unterdrückt. Dies ist in gewisser Weise analog zur Mott-Isolator-Phase. Der Mott-Isolator wird durch die Vortex-Wechselwirkung so weit zerstört, daß dieser nur für Abstände der kolumnaren Defekte $d \gg \lambda$ als thermodynamische Phase existent bleibt. Diese Bedingung ist analog derjenigen ($a_0 > \lambda_L$), die für die Boseglas-Linie (2.14) unter Vernachlässigung der Vortex-Wechselwirkung abgeleitet wurde. Insbesondere ist im Mott-Isolator $d \equiv a_0$. Aus diesen Überlegungen folgt die interessante Fragestellung, ob die intrinsische Unordnung der Filme auch in der Lage ist, die Mott-Isolator-Phase zu stabilisieren.

Den Effekt von zusätzlicher Punktunordnung auf den Boseglas-Phasenübergang in der Gegenwart kolumnarer Defekte untersuchten Hwa et al. [104] und Devereaux et al. [105] für Flußlinien in $1+1$ Dimensionen. Diese Simulationen sind zu vergleichen mit dem hier vorliegenden Fall von $2+1$ Dimensionen, so daß deren Ergebnisse nur mit Vorsicht zu sehen und nicht ohne weiteres auf Experimente realer $3D$-dimensionaler Supraleiter übertragbar sind. Mit zunehmender Dichte an Punktdefekten fanden Hwa et al. [104] bei einer kritischen Punktdefekt-Dichte einen Wechsel vom Boseglas- zu dem Vortexglas-Phasenübergang. Für eine genügend hohe Dichte von Punktdefekten sollte das Vortexglas dominieren. Dies ist im Gegensatz zu Analysen für eine einzelne Flußlinie, die, unabhängig von der Stärke der Punktdefekte, immer an einem kolumnaren Defekt lokalisiert ist. Das Vortexglas sollte deshalb instabil gegen eine beliebig geringe Menge kolumnarer Defekte sein [105]. Diese Ergebnisse zeigen auf, daß die Konkurrenz von Punktunordnung und kolumnaren Defekten bisher nur ansatzweise verstanden ist. Für das analoge Problem in $D = 3$ Dimensionen liegen bis heute keine

Ergebnisse vor. Die Ergebnisse dieser Arbeit deuten darauf hin, daß die konkurrierenden Defekte in schwerionenbestrahlten YBCO Filmen ein Modell-System für dieses Problem in $D = 3$ Dimensionen sein könnten.

Sowohl Hwa et al. [104] wie Devereaux et al. [105] beobachteten eine Absenkung der Boseglas-Temperatur T_{bg} durch die hinzugefügten Punktdefekte. Dies ist analog zur Absenkung der Vortexglas-Temperatur unter die Schmelztemperatur des Supraleiters ohne Punktdefekte zu verstehen. Diese Reduktion der Glastemperatur könnte erklären, warum die hier gefundene Boseglas-Linie quantitativ mit dem Boseglas-Modell beschrieben werden kann. Um dies zu erreichen, wurde die Glaslinie des Films $T_g(B)$ anstelle der Schmelzlinie $T_m(B) > T_g(B)$ benutzt. Dies impliziert, daß auch die Boseglas-Linie des bestrahlten Films nicht notwendigerweise oberhalb der Schmelzlinie liegen muß. $T_{bg} > T_m$ war aber eine Vorhersage des Boseglas-Modells für Supraleiter ohne Punktdefekte.

Interessanterweise zeigte auch der verzwillingte Kristall oberhalb von 5 mT die anisotropen Werte der kritischen Exponenten, während, genau wie bei den bestrahlten Filmen, für $\vec{B} \perp \vec{c}$ isotrope Werte der kritischen Exponenten gefunden wurden: $\nu_\perp = 1.6(3)$ und $z = 6.0(3)$. In diesem Zusammenhang ist eine alternative Realisation des Boseglas-Zustandes in Supraleitern vorgeschlagen worden [10, 33]. Die natürlich vorkommenden Zwillingsgrenzen der orthorombischen Phase von YBCO sollten in den Kanten benachbarter Domänen wie kolumnare Defekte wirken. So wurde in Neutronenstreuexperimenten an verzwillingten Kristallen eine quadratische Symmetrie des Vortexzustandes in der Magnetfeldorientierung $\vec{B} \parallel \vec{c}$ beobachtet [106]. In TEM-Aufnahmen des verzwillingten Kristalls wurde der mittlere Abstand zweier Zwillingsgrenzen zu 0.15 μm und die durchschnittliche Größe der Domänen zu 25 μm bestimmt. Die Dichte der Kanten je zweier Zwillingsgrenzen entspricht einer Dichte kolumnarer Defekte mit dem Dosisäquivalentfeld $B_\phi = 0.6$ mT. Folgt man der Beschreibung von Larkin und Vinokur [34], so sollte bei dieser geringen Defektdichte Gl. (2.15) die Glaslinie des Kristalls beschreiben. Der Wert des Unordnungsparameters γ sollte durch Gl. (2.17) gegeben sein, da experimentell immer $B > B_\phi$ vorliegt. Insbesondere würde man bei dieser geringen Defektdichte nicht den steilen Anstieg, $B_{bg} \sim (T_c(0)/T - 1)^4$, erwarten. Setzt man einen effektiven Durchmesser dieser natürlichen kolumnaren Defekte von 20 nm an und berücksicht den der Dichte entsprechenden mittleren Abstand von 2 μm, so erhält man für den Unordnungsparameter $\gamma = 0.998$. Dies bedeutet, daß die Boseglas-Linie des Kristalls durch die Zwillingsgrenze kaum gegenüber der fiktiven Glaslinie des Kristalls 'ohne' Zwillingsgrenzen erhöht ist, $B_{bg}(T) \approx B_g(T)$.

Jagla und Balseiro [26] fanden in Simulationen des Vortexschmelzens eine deutliche Abnahme der Übergangstemperatur durch Zwillingsgrenzen, während kolumnare Defekte die Schmelztemperatur anheben. Diese Beobachtung ist in Übereinstimmung mit der Glaslinie des Kristalls, die deutlich unterhalb der Schmelzlinie reiner Kristalle lokalisiert ist, $T_g < T_m$. Wenn für den Kristall trotzdem anisotrope Werte der kritischen Exponenten für $B > B_\phi$ gefunden worden sind, so kann eine mögliche Schlußfolgerung folgendermaßen sein: Im Gegensatz zu den durch die Schwerionenbestrahlung künstlich induzierten kolumnaren Defekten sind Zwillingsgrenzen planare Defekte. Diese sind möglicherweise in der Lage, anisotrope Fluktuationen, charakterisiert durch $\zeta = 1/2$, kolumnar an den Kanten der Zwillingsgrenzen haftender Vortizes an benachbarte Vortizes zu vermitteln. Dies ist ein Unterschied zu den isolierten kolumnaren Defekten in schwerionenbestrahlten Filmen, wo die intrinsische Unordnung und vortexglasartige Fluktuationen für $B > B_\phi$ dominieren.

Die bisherigen Analysen haben klar aufgezeigt, daß nach der Implementation kolumnarer Defekte in YBCO Filmen in Magnetfeldern $B < B_\phi$ der thermodynamische Phasenübergang im Rahmen des Boseglas-Modells beschrieben werden kann. Es liegt also bei tiefen Temperaturen und zwischen B_{c1} und B_ϕ ein Boseglas-Zustand vor. Es bleibt jedoch die Frage, inwieweit das Boseglas auch für $B > B_\phi$ existiert. Die Werte der kritischen Exponenten deuten auf vortexglasartige Fluktuationen am Phasenübergang hin. Allerdings war es möglich, die Phasenlinie auch oberhalb von B_ϕ mit der Vorhersage des Boseglas-Modells zu beschreiben. L. Radzihovsky [35] beschrieb den Phasenübergang oberhalb von B_ϕ als den Übergang von einem *Interstitial*-Liquid, der effektiven Vortexdichte $B - B_\phi$, in das schwache Boseglas. Interessanterweise entspricht dies genau der Beobachtung hier, daß für Magnetfelder $B > 10$ T die Glaslinie durch Gl. (6.5), d.i. $B_g(T) \approx B_g(T) + B_\phi$, beschrieben werden kann. Dies deutet zusammen mit den Werten der kritischen Exponenten in diesen Magnetfeldern auf einen Phasenübergang in das Vortexglas hin, wobei einzig die effektiv wirkende Magnetfeldstärke um B_ϕ reduziert ist. Daß die Beschreibung der Glaslinie (6.5) insbesondere bei sehr hohen Magnetfeldern gültig ist, ist auch aus einem anderen Grund verständlich. Mit den hohen Feldern sind auch tiefere Übergangstemperaturen $T_g/T_c \lesssim 0.8$ verbunden. Diese liegen deutlich unterhalb der Delokalisierungs-Temperatur $T_{dl}/T_c \approx 0.95$, unterhalb derer die Vortizes an einem kolumnaren Defekt lokalisiert sind. Die Dynamik am Boseglas-Phasenübergang für $B < B_\phi$ wurde bestimmt durch Temperaturen $T > T_{dl}$ und an Dichtefluktuationen von kolumnaren Defekten haftenden Vortizes. In den hohen Feldern sind die transversalen Fluktuationen der Vortizes auf Grund der tieferen Übergangstemperaturen, $T_g < T_{dl}$, so weit reduziert, daß ein Anteil B_ϕ/B von Vortizes fest an einzelnen Defekten lokalisiert ist. Dies bedeutet, daß die flüssige Vortexphase in hohen Magnetfeldern dem *Interstitial*-Liquid entspricht, charakterisiert durch die dynamischen Eigenschaften des Vortexliquid-Glas-Phasenübergangs vor der Bestrahlung.