

要旨

ピンニングパターンを有する $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 膜における磁束相関

物理学専攻 A2SM2019

京相 忠

ピン止め欠陥が多い高温超伝導体の混合状態では、磁束系の液体相からガラス相への2次相転移が起こる [1,2]. これまでの数々の研究によりガラス相は、超伝導体内部に点欠陥が多い場合、磁束が全ての方向に対しランダムに凍結する“Vortex グラス”になること [1-3] が知られる. 一方、重イオン照射等の方法で作成した柱状欠陥が多い場合、磁束が柱状欠陥方向にのみ直線的にそろい、それと垂直方向にはランダムに凍結した“Bose グラス”になること [4-6] が知られる. 一般に柱状欠陥は点欠陥よりもピン止めの効率がが高く、磁束線の位置的なオーダーを助長する. そのため、Vortex グラス転移温度 T_{VG} と、Bose グラス転移温度 T_{BG} の間には、 $T_{VG} < T_{BG}$ の関係が成り立つ. このように各ガラス相や磁束ガラス-磁束液体相転移の存在は実験的・理論的に理解されつつあるが、磁束線のダイナミクスについての詳細はあまり知られていない. 磁束線はピン止め中心とだけでなく、磁束線同士とも相互作用するため、磁束液体状態でのダイナミクスには、粘性が存在するはずである. しかし、その報告例は少ない. そこで本研究では、高温超伝導体の一つである $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 膜中にピンニングパターンを導入することで、磁束ガラス相と液体相が共存する試料を作成した. そして、両者の境界でおこる磁束線の粘性相関を直接調べた.

図1に、本研究で用いた試料の概略図を示す. RF スパッタリング法により作成した $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 膜上に、幅 $200 - 100 \mu\text{m}$ のマスクをして、 200 MeV の $^{197}\text{Au}^{+13}$ イオンを照射した. 重イオンが照射された領域では、柱状欠陥の効果により Bose グラス転移がおきる. 一方、マスクをした未照射領域では、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 膜に元々存在する点欠陥により Vortex グラス転移がおきる. よって、 $T_{VG} < T < T_{BG}$ の温度範囲で、Bose グラスに挟まれた磁束液体が実現する. このような試料に対して、 z 軸方向に磁場 $\mathbf{B}$ を印加し、 x 軸方向から電流 $\mathbf{J}$ を流す. Lorentz 力により磁束が y 軸方向に速度 $\mathbf{v}$ で動く. その結果、速度に比例した電場 $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$ が x 軸方向に生じる. この時、磁束液体に粘性がある場合、磁束の速さ v は図4(a)のように、粘性相関長 δ にわたって分布を持つであろう. 本研究では図1のように、照射領域を挟んだ $40 \mu\text{m}$ 間隔で、 R - T 特性と V - I 特性を調べることで、磁束の速度分布を求め、粘性長 δ を見積もることを試みた.

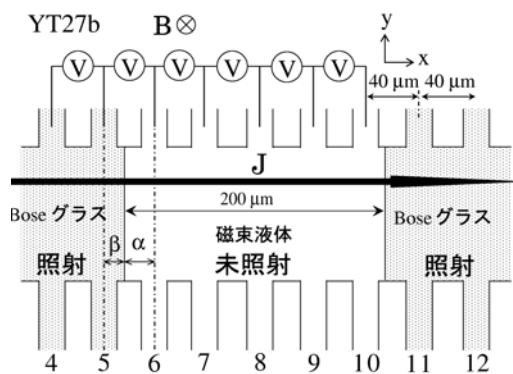


図1: 試料の概略図. 重イオン照射領域が、幅 $200 \mu\text{m}$ の未照射領域を挟んでいる. 磁場 $\mathbf{B}$ の向きは紙面に垂直方向 (z 軸). 電流 $\mathbf{J}$ は x 軸方向から流すと、磁束液体は y 軸方向に流れる.

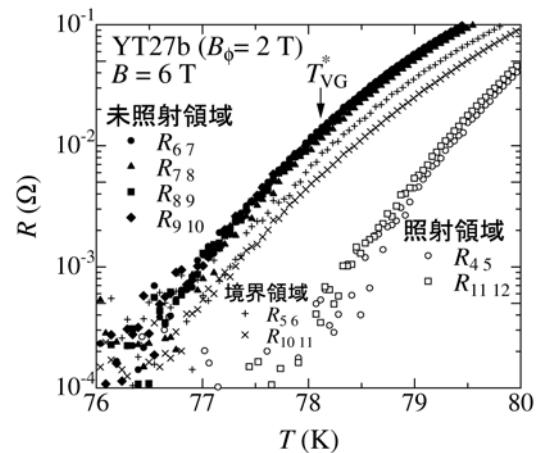


図2: 6 T での R - T 特性. 電気抵抗がノイズレベルになる温度まで $R_{\text{未照射}}$ は重なっている. 未照射領域内で磁束の速度分布は生じていない.

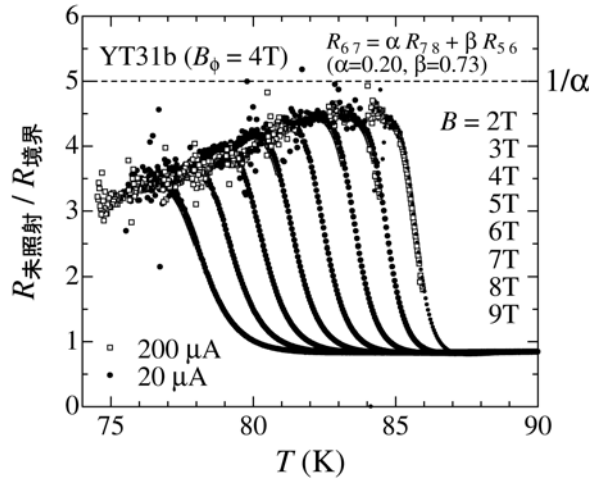


図 3: $R_{\text{未照射}}/R_{\text{境界}}$ の温度依存性. 粘性が無視できる場合の $1/\alpha$ よりも, $R_{\text{未照射}}/R_{\text{境界}}$ は小さくなる.

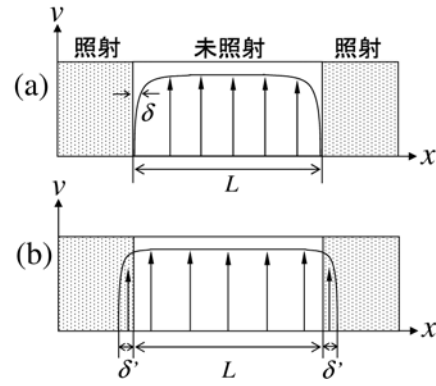


図 4: (a) 予想していた磁束液体の速度分布. 未照射領域内の δ 程度の距離まで, 粘性の影響で磁束の速度が遅くなる. (b) 図 3 の結果からわかった磁束液体の速度分布. 未照射領域の磁束が, δ' 程度の距離まで, 照射領域の磁束を引きずっている.

図 2 に, 6 T における各場所での R - T 特性を示す. 未照射領域の電気抵抗 $R_{\text{未照射}}$ (図 1 の 6-10 端子) は, ノイズレベルになる温度まで全て重なっており, 磁束液体の流れる速度は, ほぼ一様であることがわかる. 特に, 粘性の影響が最も現れやすい R_{67} , R_{910} にも大きな変化は見られないことから, 粘性長 δ は $40 \mu\text{m}$ よりも短いことがわかった.

以上の結果は, 未照射領域と照射領域の境界付近にのみ, 粘性の効果が現われることを意味する. そこで $R_{\text{未照射}}/R_{\text{境界}}$ (図 1 では R_{67}/R_{56} に相当) の温度依存性を調べた (図 3). 粘性が無視できるような場合には, $R_{\text{境界}} = \alpha R_{\text{未照射}} + \beta R_{\text{照射}}$ と重ねあわせて書くことができる (α と β は境界を挟む領域での, 未照射部分と照射部分の広さの比). その場合は, $R_{\text{未照射}}/R_{\text{境界}} = R_{\text{未照射}}/(\alpha R_{\text{未照射}} + \beta R_{\text{照射}})$ となり, $R_{\text{照射}}$ が $R_{\text{未照射}}$ よりも高温側でゼロに近づくため, $R_{\text{未照射}}/R_{\text{境界}}$ は $1/\alpha$ となる. 一方, 図 4(a) のように, 未照射領域の磁束が動きにくくなれば, $R_{\text{境界}}$ は粘性がない場合よりも小さくなり, 結果として $R_{\text{未照射}}/R_{\text{境界}}$ の比は $1/\alpha$ よりも大きくなると予想される. しかし, 実験結果は図 3 に示すように, 予想に反して, $R_{\text{未照射}}/R_{\text{境界}}$ が $1/\alpha$ よりも小さくなった. これは粘性の影響で $R_{\text{境界}}$ が大きくなったことを意味する. これより磁束の速度分布は, 図 4(b) のようになり, 照射領域の磁束が未照射領域の磁束に引きずられ動いていることがわかった. 照射領域で動いている部分の広さを δ' とすると, $1/\alpha$ と $R_{\text{未照射}}/R_{\text{境界}}$ の差から, δ' を見積もることができ, 4 T の時に $\delta' \sim 1 \mu\text{m}$, 9 T の時に $\delta' \sim 3.5 \mu\text{m}$ と求まった. このように粘性に関する長さスケールを直接的に出したのは, 本研究が初めてである.

References

- [1] M. P. A. Fisher, Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 1415.
- [2] D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, and D. A. Huse, Phys. Rev. B 43 (1991) 130.
- [3] R. H. Koch, V. Foglietti, W. J. Gallagher, G. Koren, A. Gupta, and M. P. A. Fisher. Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 1511.
- [4] D. R. Nelson and V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 2398.
- [5] D. R. Nelson and V. M. Vinokur, Phys. Rev. B 48 (1993) 13 060.
- [6] W. Jiang, N. -C. Yeh, D. S. Reed, U. Kriplani, D. A. Beam, M. Konczykowski, T. A. Tombrello, and F. Holtzberg, Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 550.