イオン照射欠陥によるY系超伝導体の磁束ピンニング特性

Flux Pinning Performance in Y-Ba-Cu-O with Columnar Defects by Heavy Ion Irradiation

九州工業大学情報工学部電子情報工学科
木内 勝、 松下照男

Department of Computer Science and Electronics,
Kyushu Institute of Technology
Masaru Kiuchi and Teruo Matsushita

It was shown that columnar defects nucleated in high temperature superconductors by heavy ion irradiation work as strong pinning centers and enhance the irreversibility field in the high temperature region. In this study, the pinning characteristics of columnar defects are theoretically investigated for Y-Ba-Cu-O in the magnetic field parallel to both the defects and the c-axis. The normal core interaction is assumed for the elementary pinning force and the statistical summation of those forces is carried out for the estimation of the virtual pinning force density in the creep-free case. The critical current density under the flux creep and the irreversibility field are numerically calculated using the flux creep theory. The obtained irreversibility field agrees well with the experimental results on an Y-Ba-Cu-O single crystal. Discussion is given on the pinning efficiency by randomly distributed columnar defects.

1. はじめに

酸化物超伝導体の応用を可能にするためには臨界電流密度J_c特性の向上は必要不可欠である。しかし、高温及び高磁界領域における臨界電流特性は、まだ十分なピン力が得られていないために磁束クリープの影響を受け、大きく劣化している。しかし、この臨界電流特性は臨界温度や臨界磁界のような先天的なものではなく、強いピンを導入することにより改善されることが知られている。一方で、Y系超伝導体の単結晶にSnの重イオンを照射して生成された円柱状欠陥が強いピンとして作用

し、不可逆磁界が大幅に向上するという報告がなされた[1)]。この円柱状欠陥によってもたらされるピンニング特性の理論的考察はまだなされていない。ここでは理論的にピン力密度を求め、磁束クリープ下の臨界電流特性を磁束クリープ理論を用いて解析し、その照射による影響を検討する。

2. 理論

2.1 重イオン照射によるピン力密度

重イオン照射によって生成された円柱状欠陥は非超伝導アモルファス相となっていることから、そのピンニング機構は通常の非超伝導粒子と同様な常伝導核相互作用であると考えられる。したがって磁界 B を欠陥に平行に加えた場合の要素的ピン力 f_{p} は、欠陥の半径 R が a-b 平面内のコヒーレンス長 $\xi_{\parallel}$ よりも大きい場合、L を欠陥の縦方向の長さとして

$$f_{\mathrm{p}} \simeq \frac{\pi}{4\mu_0} B_{\mathrm{c}}^2 \xi_{\parallel} L \tag{1}$$

と表される。B_{c} は熱力学的臨界磁界である。また、イオン照射欠陥の濃度 N_{p} は磁束格子間と欠陥の間隔が等しくなる磁界 B_ϕ と欠陥と平行な方向の超伝導体の厚さ W を用いて $N_{\mathrm{p}} = B_\phi/\phi_0 W$ と表せる。ただし、ϕ_0 は磁束量子である。しかし、イオン照射欠陥はランダムに分布しており、すべての磁束線をピン止めしている訳ではない。ここでピン濃度 N_{p} と磁束線が欠陥と出会う確率の積で与えられる有効ピン濃度 N'_{p} を定義する。その磁束線が一個のピンと出会う確率は $B\pi R^2/\phi_0$ と評価できる。よって、有効ピン濃度 N'_{p} は

$$N'_{\mathrm{p}} = \frac{\pi R^2 B B_\phi}{W \phi_0^2} \tag{2}$$

となる。ここでクリープがないときの仮想的な巨視的なピン力密度を

$$F_{\mathrm{p0}} = J_{\mathrm{c0}} B = \eta N'_{\mathrm{p}} f_{\mathrm{p}} \tag{3}$$

と表し、有効ピンニング効率 η を定義する。以下、有効ピンニング効率 η を統計的平均から求める。

今、磁束系を Fig. 1 に示すような一つのピンを含む部分格子の集合と見なし、平均場近似を行う。一つの部分格子に着目したとき、部分格子内の磁束線はピンと相互作用し、一方で周囲の部分格子と弾性相互作用する。前者の相互作用は部分格子内に short range な歪みをもたらし、これに対応した、磁界に平行な線状ピン力を受けて磁束格子が変形するときのコンプライアンスは

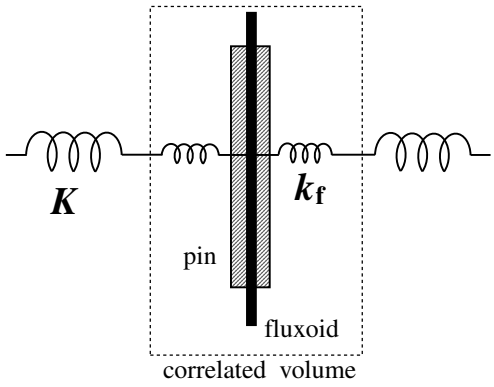


Fig. 1: Schematic view of a part of the fluxiod lattice in each of which a short range order exsits and one pinning interaction is contained.

$$G'(0) \simeq \frac{1}{4\pi L}\left[\frac{1}{2C_{11}}\log\left(\frac{4\pi BC_{11}}{\alpha_{\rm L}\phi_0}+1\right)+\frac{1}{2C_{66}}\log\left(\frac{4\pi BC_{66}}{\alpha_{\rm L}\phi_0}+1\right)\right] \tag{4}$$

と表される。C_{11} と C_{66} は一軸圧縮及び剪断についての弾性定数で、$\alpha_{\rm L}$ は Labusch パラメータである。C_{11} は C_{66} より常に大きく、また常伝導核相互作用のような強いピンの場合、$\alpha_{\rm L}\phi_0/4\pi B \gg C_{66}$ と予想される。よって、(4) 式は

$$G'(0) \simeq \frac{B}{2\alpha_{\rm L}\phi_0 L} \equiv k_{\rm f}^{-1} \tag{5}$$

で与えられ、$k_{\rm f}$ はバネ定数である。

一方、周囲の部分格子とのもっと long range にわたる弾性相互作用のバネ定数 K は Campbell の交流磁界の侵入距離 λ_0' を用いて

$$K \simeq \alpha_{\rm L} a_{\rm f} L \lambda_0' \tag{6}$$

で与えられる。ただし $a_{\rm f}$ は磁束格子間距離である。一般に磁束系の歪みは重ね合わせがきくのでコンプライアンスも各々の和で与えられ

$$k_{\rm f}'^{-1} = k_{\rm f}^{-1} + K^{-1} \tag{7}$$

となる [2]。また、$k_{\rm f}/K \simeq a_{\rm f}/\lambda_0' \ll 1$ の関係より $k_{\rm f}' \simeq k_{\rm f}$ が得られる。

ここで、Fig. 2 のような磁束線の変位に対してピン力が周期的に変化する Campbell の周期的ピン力を用いると [3]、ピン力密度は

$$F_{\rm p0} = N_{\rm p}' f_{\rm p} \frac{f_{\rm p} - f_{\rm pt}}{f_{\rm p} + f_{\rm pt}} \tag{8}$$

と表され、$f_{\rm pt} = k_{\rm f} a_{\rm f}/4$ は $f_{\rm p}$ の閾値を与える。また、ピン力密度は $F_{\rm p0} = \alpha_{\rm L} d_{\rm i}$ で表される。ここで、$d_{\rm i}$ は相互作用距離と呼ばれ、理論的に $d_{\rm i} = a_{\rm f}/2\pi$ と予想される [4]。(8) 式との連立方程式を $f_{\rm pt}$ について解くと

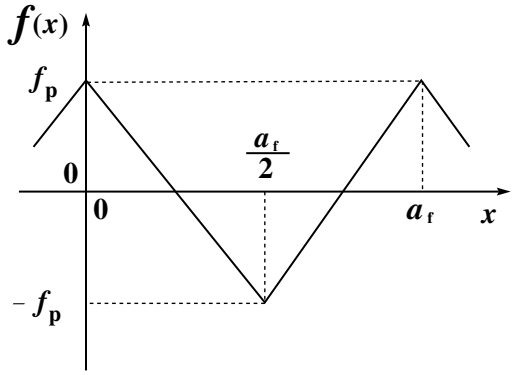


Fig. 2: Campbell's pinning model [3] on pinning force vs. displacement of fluxiods.

$$\frac{f_{\rm pt}}{f_{\rm p}} = \frac{-(s+1)+\sqrt{s^2+6s+1}}{2s} < 1 \tag{9}$$

が得られる。ここで $s = \phi_0/\pi^2 R^2 B_\phi$ である。この結果から $f_{\rm pt}$ は $f_{\rm p}$ を越えることはなく、磁束線の不安定性に基づくヒステリシス損失の特性を保つ一方で、実質的には閾値が存在しないことがわかる。よって、(3) 式と (8) 式の関係より有効ピンニング効率 η は

$$\eta = \frac{1 - f_{\rm pt}/f_{\rm p}}{1 + f_{\rm pt}/f_{\rm p}} \tag{10}$$

で与えられる。

2.2 磁束クリープ理論

有限の温度領域において臨界電流特性は磁束クリープの影響を顕著に受ける。ここでは磁束クリープモデルを用いて磁束クリープ影響下の臨界電流特性を評価する。磁束クリープ理論 [5] によればバルクな超伝導体のピンニング・ポテンシャルは仮想的な臨界電流密度 $J_{\rm c0} = F_{\rm p0}/B$ を用いて

$$U_0 = \frac{0.835 g^2 k_{\rm B} J_{\rm c0}^{1/2}}{(2\pi)^{3/2} B^{1/4}} \tag{11}$$

で与えられる。g^2 は磁束バンドル中の量子化磁束数である。ここでは仮想的な臨界電流密度 $J_{\rm c0}$ の温度及び磁界依存性を

$$J_{\rm c0} = A B_{\rm c2}^m(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_{\rm c}}\right)^2\right]^m B^{\gamma-1} \left(1 - \frac{B}{B_{\rm c2}}\right)^\delta \tag{12}$$

Table I: Superconducting and pinning parameters in Y-Ba-Cu-O single crystal used for calculation.

T_c (K)	$B_{c2\perp}(0)$ (T)	$B_c(0)$ (T)	$\rho_n(T_c)$ ($\mu\Omega$m)	$\xi_{\parallel}(0)$ (nm)	$AB_{c2}^m(0)$	m	γ	δ	ζ
91.2	80.5	1.0	2.0	2.02	2.28×10^{10}	1.5	1.0	2.0	2π

と仮定する。$AB_{c2}^m(0)$ 及び m、γ、δ はピンニング・パラメータである。今の場合、η は定数なので、(1)−(3) 式より $m = 3/2$、$\gamma = 1$ であり、高磁界での劣化を表す δ には 2 を仮定する。

以上のパラメータを定めることにより一次元のクリープ・モデルを用いて理論的に E-J 曲線を求め、臨界電流特性を評価することができる[6]。

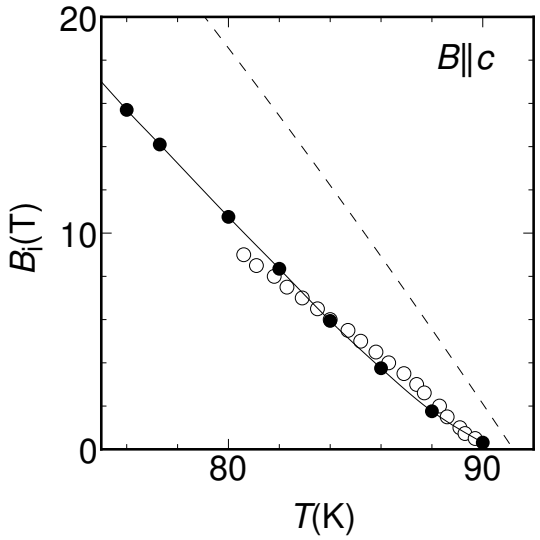
3. 結果および検討

ここでは $B_\phi = 5.0$ T の場合を考察する。また重イオン照射欠陥のサイズは $R = 2.5$ nm、$L \simeq W = 20$ μm [1] である。Y 系超伝導体の超伝導パラメータとして $B_{c2\perp}(0) = 80.5$ T 及び $B_c(0) = 1.0$ T、$T_c = 91.2$ K、$\xi_{\parallel}(0) = 2.02$ nm を仮定する。以上のパラメータを用いると有効ピンニング効率は $\eta = 0.79$ と評価され、0 K、1 T における仮想的な臨界電流密度は J_{c0}= 2.28×10^{10} A/m^2 となる。数値解析に使用したパラメータを Table I に示す。

はじめに、Civale らの実験結果 [1] と理論的に求めた不可逆磁界の比較を行う。Figure 3 に不可逆磁界 B_i の温度依存性を示す。理論的に求めた不可逆磁界 B_i は電界基準 $E_c = 1.0 \times 10^{-5}$ V/m の点から off-set 法によって定義した臨界電流密度 J_c が、1.0×10^5A/m^2 となる磁界で定義した。この結果から、ピン力の統計的加算理論と磁束クリープ理論から予想されるイオン照射欠陥のピンニング特性は実験結果と定性的及び定量的にも良く一致していると言える。

次に、77 K における仮想的なピン力密度 F_{p0} と磁束クリープ下でのピン力密度 F_p の結果を Fig. 4に示す。F_p の磁界依存性が実験結果と解析結果で多少異なることがわかる。この原因は、一つには解析に用いた磁束バンドルの値を 80 K 以下の温度領域で $g^2 = 2.3$ と一定にしたため不可逆磁界を過大評価していることが考えられる。また磁束線が欠陥に出会う確率が $B_\phi = 5$ T 以上の高磁界領域で飽和する傾向にあると予想され、このためピン力密度 F_p の磁界依存性が変化していることが考えられる。

このような定性的な違いはあるが、F_{p0} と F_p の違いはより顕著に表れ、その比は 5


20
10
0
80
90
B_i(T)
T(K)
$B \| c$

参考文献

1) L. Civale, A. D. Marwick, T. K. Worthington, M. A. Kirk, J. R. Thompson, L. Krusin-Elbaum, Y. Sun, J. R. Clem, F. Holtzberg: Phy. Rev. Lett. **67** (1991) 648.
2) T. Matsushita: Physica C **243** (1995) 312.
3) A. M. Campbell: Phil. Mag. **B37** (1978) 149.
4) A. M. Campbell, H. Kupfer, R. Meier-Hirmer: Proc. Int. Symp. on Flux Pinning and Electromagnetic Properties in Superconductors, Fukuoka (1985) 54.
5) T. Matsushita, T. Fujiyoshi, K. Toko, K. Yamafuji: Appl. Phys. Lett. **56** (1990) 2039.
6) T. Matsushita, N. Ihara: Adv, Superconductivity VI (Springer-Verlag, Tokyo) (1994) 507.