

低角度入射重イオンビームによる高温超伝導体への 照射欠陥形成とピン止め特性

Formation of irradiation defects and flux pinning properties in high- T_c superconductors irradiated with a low angle incidence heavy-ion beam

末吉 哲郎^{1),2)}, 榎畑 龍星²⁾, 入江 将大²⁾, 奥野 泰希³⁾, 石川 法人³⁾

Tetsuro SUEYOSHI, Ryusei Enokihata, Masahiro IRIE, Yasuki OKUNO, Norito ISHIKAWA

¹⁾九州産業大学 ²⁾熊本大学 ³⁾原子力機構

(概要)

高温超伝導体 c 軸配向 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 薄膜の膜面 (ab 面) に対して、 90° の垂直な方向 (c 軸に対して $\theta = 0^\circ$) から 10° の低角度 ($\theta = 80^\circ$) までの角度範囲で、 200 MeV の Xe イオン照射により線状格子欠陥を導入し、臨界電流密度 J_c の磁場角度依存性に与える影響について系統的に調べた。 c 軸方向と c 軸に対して 60° 以下の 3 方向に線状欠陥を導入した試料では、線状欠陥に特有の照射方向での J_c のピークは見られず、代わって c 軸方向を中心に広範囲の磁場方向にわたってブロードな J_c の増加を確認した。一方、 c 軸に対する交差角度 θ が $\pm 80^\circ$ となると、 c 軸方向を中心とした磁場方向では J_c はほとんど増加せず、代わって線状欠陥が導入された $\pm 80^\circ$ 方向に J_c のピークが現れ、磁場角度に対する J_c の振る舞いが大きく変化することを確認した。本研究では、更に c 軸に対して $\theta = 0^\circ, \pm 45^\circ, \pm 60^\circ, \pm 80^\circ$ の全ての方向に線状欠陥を導入した $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 薄膜を用意し、全磁場方向に対してほぼフラットな J_c の増加が現れることを確認した。

キーワード:

高温超伝導線材, 臨界電流密度, 縦磁場効果, 磁束ピンニング, 照射欠陥

1. 目的

結晶構造に異方性をもつ希土類系高温超伝導体 ($\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$) を用いた線材開発においては、全磁場方向にわたって高い臨界電流密度 J_c を示す特性が求められている。ここで、磁場中の J_c の改善には、超伝導体中に生じる量子化磁束の運動を阻止するピン止め点として、ナノサイズの結晶欠陥や不純物を人工的に導入することが用いられる。この中で、量子化磁束と同じ形状の線状のナノ結晶欠陥 (線状欠陥) は 1 次元ピンと呼ばれ、磁場方向が線状欠陥の向きと一致するとき、最も効率的に量子化磁束をピン止めできる¹⁾。このため、高温超伝導体に対する線状欠陥の導入は、一般に J_c が低い磁場方向である c 軸方向に対して行われ、現在では c 軸方向の磁場での J_c は実用レベルの値まで向上し、 ab 面方向の磁場での J_c を大きく上回るに至っている^{2,3)}。一方、 c 軸方向以外の、特に ab 面方向付近の磁場での J_c の改善については、積極的な試みがほとんどなされていないのが現状である。

本研究では、高温超伝導体 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 薄膜において、 c 軸方向の磁場に加えて c 軸方向以外の磁場方向での J_c の増加も図るために、 200 MeV の Xe イオンを用いて c 軸に対して $0^\circ, \pm\theta$ の 3 方向の交差したナノ線状欠陥を導入し、交差角 θ を ab 面に対して低角度まで変えたときの J_c の磁場角度依存性の振る舞いについて調べた。また、全磁場方向にわたってナノ線状欠陥による J_c の増加を得られるように、 c 軸方向から膜面に対して低角度の 10° までの 7 方向から 7 方向から $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 薄膜にナノ線状欠陥を導入し、その J_c の磁場角度依存性についても調べた。

2. 方法

c 軸配向の $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 薄膜は、 KrF エキシマレーザを用いたパルスレーザ蒸着法により SrTiO_3 基板上に作製した。試料の膜厚は、約 300 nm である。この薄膜を幅約 $40 \mu\text{m}$ 、長さ 1 mm のブリッジ状にフォトリソグラフィ加工した後、重イオン照射、そして臨界電流密度の測定を行った。

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 薄膜への重イオン照射は、原子力機構のタンデム加速器にて 200 MeV の Xe イオンを用いて行った。この照射において、電子的阻止能は試料表面で $S_e = 2.8 \text{ keV}/\text{\AA}$ であり、イオンのパス方向に沿って径が約 $5\sim 9 \text{ nm}$ の円柱状の格子欠陥を $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 薄膜内に形成されることが TEM 観察によって確認済

表 1 本研究で用いた試料.

| 試料 | 線状格子欠陥の導入形態 | θ | T_c [K] |
|--------------|-------------|---|-----------|
| Unirradiated | - | - | 89.7 |
| PR00 | Parallel | 0° | 89.6 |
| TR45 | Trimodal | $0^\circ, \pm 45^\circ$ | 89.3 |
| TR60 | Trimodal | $0^\circ, \pm 60^\circ$ | 89.4 |
| TR80 | Trimodal | $0^\circ, \pm 80^\circ$ | 88.9 |
| ML | Multimodal | $0^\circ, \pm 45^\circ, \pm 60^\circ, \pm 80^\circ$ | 89.1 |

みである⁴⁾. 薄膜の c 軸に対してナノ線状欠陥を様々な角度で導入するために, c 軸に対する入射角度を θ として照射を行い, 表1に示すような試料を用意した. 照射量は, 導入されたナノ線状欠陥と磁束線の密度が一致する磁場, マッチング磁場 B_ϕ に換算してトータル 1.5 T であり, 各方向にはトータルの照射量の導入方向の数で割った照射量となっている.

臨界電流密度 J_c は, 四端子法により電界基準 10^{-4} V/m を用いて定義した. J_c 特性の測定では, 磁場は電流方向と常に垂直に印加し, J_c の磁場角度依存性の測定では磁場と c 軸のなす角度を θ として評価した. ここで, 磁場の方向は照射方向が作る面内で変えて測定を行った.

3. 結果及び考察

図 1(a)に, c 軸方向と $\pm\theta$ の 3 つの入射角度にナノ線状欠陥を導入した $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 薄膜の 77 K, 0.3 T における J_c の磁場角度依存性を示す. $\theta = 0^\circ$ の試料では, ナノ線状欠陥の導入方向の $\theta = 0^\circ$ において急峻な J_c のピークが生じている. ナノ線状欠陥の導入方向の $\theta = 0^\circ$ に向かって J_c が増加し始める磁場角度 θ は図 1(a)から約 60° で, この角度は線状欠陥のトラップ角といわれ, 他の報告とほぼ一致している⁵⁾.

ナノ線状欠陥が 3 方向に分散すると, c 軸に対する交差角が $\pm 60^\circ$ までは c 軸を中心とした J_c のピークが現れ, その幅は交差角が広がるほどブロードになっている. 我々は以前 $\theta = \pm 60^\circ$ の 2 方向に交差した線状欠陥を含む高温超伝導薄膜において, その 2 方向に J_c のピークが生じ, c 軸方向では J_c は極小値を示すことを報告している⁴⁾. これに対し, $\theta = 0^\circ, \pm 60^\circ$ の 3 方向に交差した線状欠陥をもつ試料においては, ナノ線状欠陥を導入した 3 つの方向に独立した J_c のピークはなく, $\theta = -60^\circ \sim 60^\circ$ の広範囲の磁場方向でほぼ一定の J_c の増加が見られる. これは c 軸方向に導入した線状欠陥の影響が $\theta = 60^\circ$ まで及んでいるために, c 軸に対して $\pm 60^\circ$ まで傾いた線状欠陥のピン止めと相互作用し, その間の磁場方向での磁束ピン止めが増加していることに起因していると考えられる.

図 1(b)には, $\theta = 0^\circ, \pm 80^\circ$ の 3 方向の線状欠陥を含む $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 薄膜の J_c の磁場角度依存性を示す. c 軸に対する交差角度 θ が $\pm 80^\circ$ となると, c 軸方向を中心とした磁場方向では J_c はほとんど増加せず, 代わって $\pm 80^\circ$ 方向に J_c のピークが現れ, 磁場角度に対する J_c の振る舞いが図 1(a)と比較して大きく変化する. これは, c 軸方向に導入した線状欠陥のトラップ角度が 60° であるために, $\theta = \pm 80^\circ$ の交差した線状欠陥のピン止めとの相互作用が生じないことによるものと考えられる. ここで注目すべき点の一つは, c 軸方向に線状欠陥を導入しているにも関わらず, 線状欠陥のピン止めに特有の J_c のピークが $\theta = 0^\circ$ において見られていない. ただし, 未照射試料に比べると, $\theta = 0^\circ$ 付近にわずかに J_c の増加が見られる. この原因の一つとして,

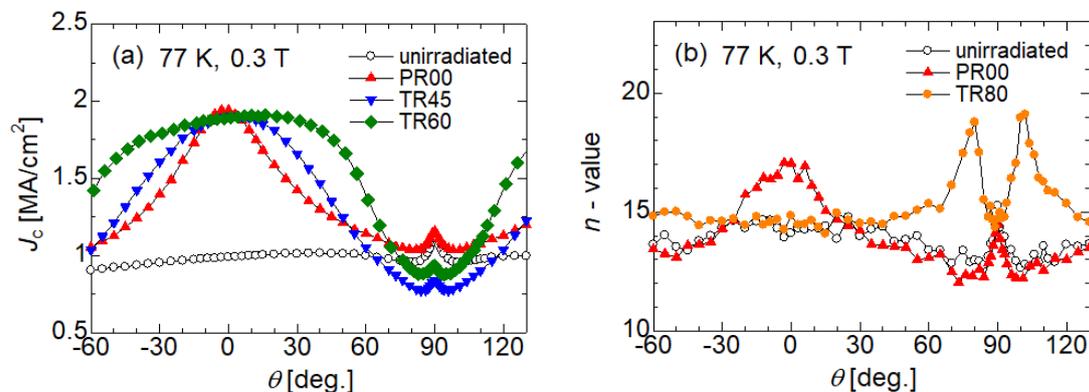


図 1. c 軸方向および c 軸に対して $\pm\theta$ の 3 つの角度で線状欠陥を導入した $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 薄膜の J_c の磁場角度依存性: (a) 交差角 $\theta \leq 60^\circ$ の線状欠陥を含む場合, (b) 交差角 $\theta = 80^\circ$ の線状欠陥を含む場合.

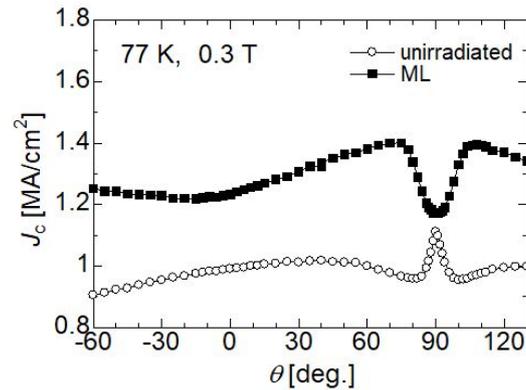


図 3. c 軸に対して $\theta = 0^\circ, \pm 45^\circ, \pm 60^\circ, \pm 80^\circ$ で線状格子欠陥を導入した $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 薄膜の J_c の磁場角度依存性。

磁場方向 $\theta = 0^\circ$ においては $\theta = \pm 80^\circ$ の線状欠陥が磁束のチャネルフローを引き起こし、 $\theta = 0^\circ$ の線状欠陥のピン止めを弱めている可能性がある⁹⁾。

図 1(b)において、もう一つの注目すべき点は、 $\theta = \pm 80^\circ$ 方向に現れている J_c のピークの大きさが、 c 軸方向のみに線状欠陥を導入した試料での $\theta = 0^\circ$ 方向の J_c の大きさとほぼ同じということである。これは、 ab 面方向付近の磁場においては、 c 軸方向に導入した線状欠陥が存在しているにも関わらず、 $\theta = \pm 80^\circ$ の線状欠陥のピン止めが支配的となっていることを示している。これは、 c 軸方向と ab 面方向の量子化磁束の構造の違いに起因していると考えられる⁷⁾。すなわち、 ab 面方向の量子化磁束は線張力が強いために、大きく傾いた線状欠陥の影響を受けにくいためと考えられる。

図 1(a), (b)の結果より、 $\theta = 0^\circ, \pm 45^\circ, \pm 60^\circ, \pm 80^\circ$ の 7 方向に線状欠陥を導入すれば、広範囲の磁場方向にわたって J_c の増加を期待できる。これらの 7 方向に線状欠陥を導入した $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 薄膜の J_c の磁場角度依存性を、図 2 に示す。 ab 面方向の $\theta = 90^\circ$ 近傍を除いて、未照射試料と比較して非常に広い磁場角度の範囲で J_c の増加を確認できる。ただし、未照射試料と比較した J_c の増加は、 c 軸方向付近でやや弱い。これは、 c 軸方向の量子化磁束の線張力が弱いため、 c 軸に対して大きく傾いた $\theta = \pm 80^\circ$ の交差した線状欠陥に沿ってチャネルフローが生じやすいためと考えられる。

以上の結果より、高温超伝導体の J_c を全磁場方向で増加させるための線状欠陥の導入指針としては、線状欠陥の傾きで変わるトラップ角度を考慮し、それぞれの傾きの線状欠陥の磁束ピン止めが相互作用するように導入する必要があることを確認した。一方、複数方向への線状欠陥の導入は、磁場方向によってはピン止めを弱める作用があること、また、期待ほどの J_c の増加を得られないことも示唆する結果を得た。後者は、試料を貫通する線状欠陥が、超伝導領域に対する体積分率を大きくし、超伝導電流の経路を妨げていることが考えられる。

4. 引用(参照)文献等

- [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, *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991) 648.
- [2] A. Tsuruta, Y. Yoshida, Y. Ichino, A. Ichinose, K. Matsumoto, and S. Awaji, *Supercond. Sci. Technol.* 27 (2014) 065001.
- [3] S. Miura, Y. Tsuchiya, Y. Yoshida, Y. Ichino, S. Awaji, K. Matsumoto, A. Ibi, T. Izumi, *Supercond. Sci. Technol.* 30 (2017) 084009.
- [4] T. Sueyoshi, Y. Furuki, T. Fujiyoshi, F. Mitsugi, T. Ikegami, A. Ichinose, N. Ishikawa, *Supercond. Sci. Technol.* 31 (2018) 125002.
- [5] T. Sueyoshi, T. Kotaki, Y. Furuki, Y. Uruguchi, T. Kai, T. Fujiyoshi, Y. Shimada, K. Yasuda, and N. Ishikawa, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 25 (2015) 6603004.
- [6] A. Petrean, L. Paulius, V. Tobos, H. Cronk, W. K. Kwok, *Physica C* 505 (2014) 65.
- [7] G. Blatter, M. V. Feigelman, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* 66 (1994) 1125.