

超伝導体の対破壊電流密度に関する理論的考察

Theoretical Investigation of Depairing Current Density in Superconductors

九工大情工 °木内勝, 松下照男

Kyushu Inst. Technol., °Masaru Kiuchi, Teruo Matsushita

E-mail: kiuchi@cse.kyutech.ac.jp

はじめに

超伝導体に流せる最大電流密度である対破壊電流密度は工学的にも興味があるが、最近の研究により、ピンニングによる最大臨界電流密度が Tinkham¹⁾による対破壊電流密度の理論値を超えることが明らかになった²⁾。しかしながら、単に磁束フロー状態に移行する臨界電流密度が対破壊電流密度を超えるというのは異常で、ここでは Tinkham による理論の問題点を明らかにする。

理論および検討

Tinkham が取り扱った G-L エネルギー密度は

$$\mathcal{F} = \alpha|\Psi|^2 + \frac{1}{2}\beta|\Psi|^4 + \frac{m^*j^2}{8e^2|\Psi|^2}$$

で与えられ、輸送電流の場合、最小にすべき Gibbs の自由エネルギー密度は

$$\mathcal{g} = \alpha|\Psi|^2 + \frac{1}{2}\beta|\Psi|^4 - \frac{m^*j^2}{8e^2|\Psi|^2}$$

として対破壊電流密度 $j'_d = (2/3)^{3/2}H_c/\lambda$ を導いた。したがって、変換の際のルジャンドル項は $-m^*j^2/4e^2|\Psi|^2$ であるが、これはベクトルポテンシャルを用いて $\mathbf{A} \cdot \mathbf{j}$ となっている。しかしながら、この項は $-\mathbf{A} \cdot \mathbf{j}$ であるべきで、正しくは

$$\mathcal{g} = \alpha|\Psi|^2 + \frac{1}{2}\beta|\Psi|^4 + \frac{3m^*j^2}{8e^2|\Psi|^2}$$

でなければならない。ここで $x = |\Psi|^2/|\Psi_\infty|^2$ および、 $y = \lambda j/H_c$ と規格化し、 \mathcal{g} を x に関して最小化し、

$$y^2 = \frac{2}{3}x^3 - \frac{2}{3}x^2$$

を得る。これより、 $|\Psi|^2$ は $|\Psi_\infty|^2$ よりも大きな値を取り、Tinkham の予想とは逆である。そして電流密度 y が増加するにつれて x は単調に 1 より増加する。したがって、対破壊電流密度は常伝導転移する点で与えられると考えられる。転移点においても外部変数の電流密度は不変なため、電磁量であるベクトルポテンシャルも不変である。このため、転移点は $\mathcal{F} = 0$ で与えられ

$$y^2 = -x^3 + 2x^2$$

となる。これと上の最小化条件より $x = 8/5$ の際に対破壊電流密度

$$j_d = 4 \left(\frac{2}{5}\right)^{3/2} \frac{H_c}{\lambda} \cong 1.012 \frac{H_c}{\lambda}$$

が得られる。これは Tinkham の値のみならず、London モデルの値 H_c/λ をも超える。このように対破壊電流密度が大きくなったのはオーダーパラメーターが大きくなることによって電流密度が増えるだけでなく、電流による運動エネルギーを大きく減少できるからである。一方、Tinkham の条件の $x = 2/3$, $y = (2/3)^{3/2}$ では G-L エネルギー密度は $(|\alpha||\Psi_\infty|^2)^{-1}\mathcal{F} = -2/9$ で、完全な超伝導状態であり、対破壊は生じていない。

ピンニングの最大電流密度が対破壊電流密度を下回ることが明らかになったので、今回の結果は妥当と言える。磁化電流の場合については当日発表する。

[文献]

1. M. Tinkham, Introduction to Superconductivity, 2nd ed. (McGraw-Hill 1996), pp. 123-126.
2. 木内勝, 松下照男, 2018 年第 79 回応用物理学会秋季学術講演会