異なる二つの超伝導体から成る多層膜の上部臨界磁界

Upper Critical Field of Multilayer Consisted of Two Different Superconductors

九工大・情報工　○中山佳典, 松下照男
Kyushu Inst. Tech.; Y. Nakayama, T. Matsushita

1. はじめに　Nb-Ti 極細多芯線に人工ピンとして層状の Nb を導入することによって、非常に高い臨界電流密度が得られた。一方で、近接効果により上部臨界磁界が低下しており、高磁界への応用において大きな問題となっている。このため両方の特性を考慮した最適なピンニング構造の決定が望まれ、それには超伝導特性を正しく理解する必要がある。ここではそうした目的の第一歩として Nb-Ti と Nb から成る多層膜の上部臨界磁界を Ginzburg-Landau 理論を用いて調べた。

2. 理論　Ginzburg-Landau 理論によると、磁界下での自由エネルギー密度は、

$$F_{\rm s}(B) = F_{\rm n}(0) + \alpha|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4 + \frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{\hbar^2}{2m^*}(\nabla|\Psi|)^2 + \frac{\mu_0}{2}\lambda^2\left(\frac{|\Psi_\infty|}{|\Psi|}\right)^2 \boldsymbol{J}^2 \tag{1}$$

で表される。ここで $F_{\rm n}(0)$ は磁界がないときの常伝導状態の自由エネルギー密度であり、Ψ はオーダーパラメータ、Ψ_∞ はその平衡値、m^* は超伝導電子の質量、λ は侵入深さ、$\boldsymbol{J}$ は電流密度、α と β は係数である。ここで Nb-Ti の厚さが $d_{\rm NT}$、Nb の厚さが $d_{\rm N}$ である図 1 のような多層膜構造を想定し、簡単のために、磁界が層に垂直であるとする。この方向を z 軸とする。上部臨界磁界周辺のオーダーパラメータの近似式として、

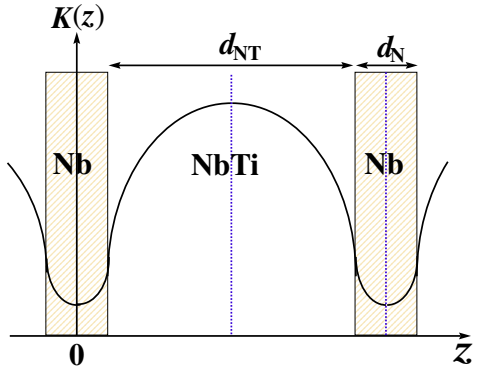

図 1.　Nb と Nb-Ti の多層膜構造。

$$\frac{|\Psi|^2}{|\Psi_\infty|^2} = K(z)\left\{1 - \frac{1}{3}\left[\cos\frac{2\pi}{a_{\rm f}}\left(\frac{2}{\sqrt{3}}x\right) + \cos\frac{2\pi}{a_{\rm f}}\left(\frac{x}{\sqrt{3}} + y\right) + \cos\frac{2\pi}{a_{\rm f}}\left(\frac{x}{\sqrt{3}} - y\right)\right]\right\} \tag{2}$$

および

$$K(z) = a\left(1 - b\,\cos\frac{z}{\xi_{\rm N}}\right); \qquad 0 \le z \le \frac{d_{\rm N}}{2}$$

$$K(z) = a' + b'\,\cos\frac{1}{\xi_{\rm NT}}\left(z - \frac{d_{\rm N} + d_{\rm NT}}{2}\right); \qquad \frac{d_{\rm N}}{2} \le z \le \frac{d_{\rm N} + d_{\rm NT}}{2} \tag{3}$$

の形を仮定する。ただし a、b は定数、$a_{\rm f} = (2\phi_0/\sqrt{3}B)^{1/2}$ は磁束線間隔、ϕ_0 は磁束量子、$\xi_{\rm NT}$ と $\xi_{\rm N}$ はそれぞれ Nb-Ti と Nb のコヒーレンス長である。なお、(3) 式はそれぞれの層厚がコヒーレンス長程度以下の場合によい近似であると考えられる。ここでは Nb と Nb-Ti の熱力学的臨界磁界 $B_{\rm c}$ がほぼ等しいことから同一であるとし、$|\Psi|^2$ と $\xi^2(\partial|\Psi|^2/\partial z)$ が境界面 $z = d_{\rm N}/2$ で連続であるという de Gennes の境界条件を用い a' と b' を決定した。対応する磁束密度の構造が変化しないことから定数となる磁界のエネルギーを無視し、又、$|\Psi|^4$ に比例する小さい項を無視する。(1) 式のエネルギー密度の空間平均を b に関して最小にすると、エネルギー密度は a に比例する。

よってエネルギー密度が 0 となる $a_{\rm f}$ の値から上部臨界磁界が導かれる。$d_{\rm N}$、$d_{\rm NT}$ が $\xi_{\rm N}$、$\xi_{\rm NT}$ に比べて十分薄い場合、

$$B_{\rm c2} = B_{\rm c2}^{\rm NT} \cdot \frac{1 + d_{\rm N}/d_{\rm NT}}{1 + d_{\rm N}\xi_{\rm N}^2/d_{\rm NT}\xi_{\rm NT}^2} \qquad (4)$$

となる。ここで、$B_{\rm c2}^{\rm NT}$ は Nb-Ti の上部臨界磁界である。図 2 は $T = 4.2$ K、$\xi^2{}_{\rm N}/\xi^2{}_{\rm NT} = 10.5$、$d_{\rm N}/d_{\rm NT} = 0.25$、$\xi_{\rm N} = 17.3$nm のときの上部臨界磁界 $B_{\rm c2}$ の厚さ依存性である。$B_{\rm c2}$ は薄い極限で (4) 式で与えられる値となり、厚みが増加するにつれ増加し、Nb-Ti のバルク値に漸近する。ただし、層厚が厚くなった場合には (3) 式による近似は正しくなく、別の近似を用いる必要がある。

結果及び検討　Ginzburg-Landau 理論を用いて超伝導の上部臨界磁界を求め、Takahashi-Tachiki の微視理論 [1] との比較を行った。現在の仮定ではコヒーレンス長の比 $\xi_{\rm N}^2/\xi_{\rm NT}^2$ は、$D_{\rm N}$、$D_{\rm S}$ を二つの超伝導体の拡散定数として、その比 $D_{\rm N}/D_{\rm S}$ に等しい。$d_{\rm N} = d_{\rm NT} = 0.75\xi_{\rm N}(0)$ の場合の $D_{\rm N}/D_{\rm S}$ の様々な値に対する Takahashi-Tachiki の理論と本研究の結果をそれぞれ図 3 、図 4 に示す。
両者は定性的にほぼ一致する。定量的に見ると高温領域で一致するが、低温領域ではある程度の差が見られる。これは、オーダーパラメータの近似式から生ずる誤差であると考えられる。図 5 は、$T/T_{\rm c} = 0.7$ のときの上部臨界磁界の $D_{\rm N}/D_{\rm S}$ 依存性であり、実線は Ginzburg-Landau 理論の近似解による、また破線は Takahashi-Tachiki の微視理論によるものである。以上の比較から、適当なオーダーパラメータの近似式を与えると、Ginzburg-Landau 理論を用いた方が比較的簡単に超伝導状態を記述することができることが分かる。

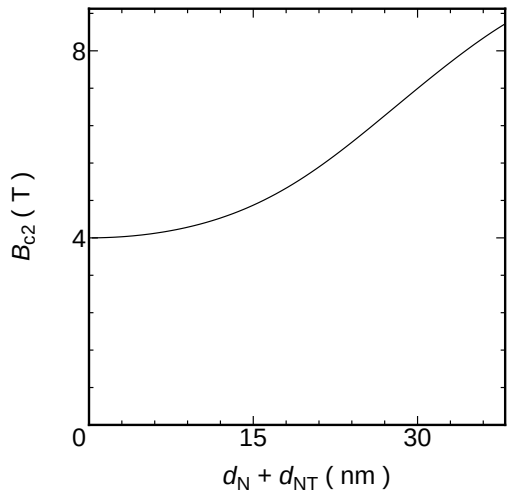

図 2.　上部臨界磁界の厚さ依存性

図 3.　上部臨界磁界の温度依存性 [1]

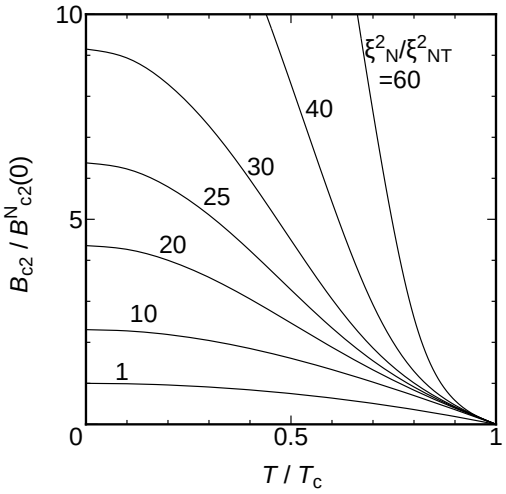

図 4.　上部臨界磁界の温度依存性

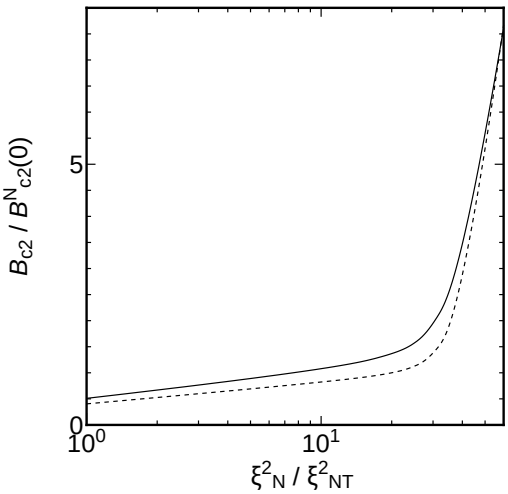

図 5. $T/T_{\rm c} = 0.7$ での上部臨界磁界の $D_{\rm N}/D_{\rm S}$ 依存性

【参考文献】

1) S. Takahashi and M. Tachiki, *Phys. Rev. B* **33** (1986) 4620.