異なる二つの超電導体から成る多層膜の磁気特性

中山 佳典, 松下照男
(九工大・情報工)

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る。ここではそうした磁気特性を理解するために、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。

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、

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

で表される。ここで $F_{\rm n}(0)$ は磁界がないときの常電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^* は超電導電子の質量、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、

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

および

$$K(z) = a(1 + b\ \cos kz) \qquad (1)$$

の形を仮定する。ただし a、b は定数、$k = 2\pi/(d_{\rm NT}+d_{\rm N})$ であり、$a_{\rm f} = (2\phi_0/\sqrt{3}B)^{1/2}$ は磁束線間隔、ϕ_0 は磁束量子である。また、Nb、Nb-Ti の熱力学的臨界磁界 $B_{\rm c}$ はほぼ等しいことから、同一とし、各々のコヒーレンス長を $\xi_{\rm N}$、$\xi_{\rm NT}$ とする。重要性が小さい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し、空間平均を取ると、

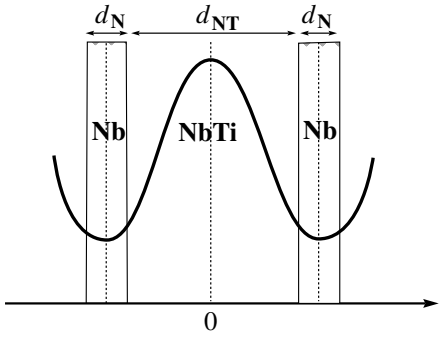

図 1　Nb と Nb-Ti の多層膜構造。

$$\begin{aligned}\langle F_{\rm s}(B) - F_{\rm n}(B)\rangle \ \simeq\ & \frac{B_{\rm c}^2 a}{\mu_0}\left[\left\{\frac{\xi_{\rm NT}^2 d_{\rm NT} + \xi_{\rm N}^2 d_{\rm N}}{d_{\rm NT}+d_{\rm N}} + \frac{b}{\pi}(\xi_{\rm NT}^2 - \xi_{\rm N}^2)\sin\left(\frac{\pi d_{\rm NT}}{d_{\rm NT}+d_{\rm N}}\right)\right\}\frac{7.26}{a_{\rm f}^2}\right. \\ & -1 + \frac{4\pi^2(\xi_{\rm NT}^2 d_{\rm NT} + \xi_{\rm N}^2 d_{\rm N})}{(d_{\rm NT}+d_{\rm N})^3} + \frac{4\pi b(\xi_{\rm N}^2 - \xi_{\rm NT}^2)}{(d_{\rm NT}+d_{\rm N})^2}\sin\left(\frac{\pi d_{\rm NT}}{d_{\rm NT}+d_{\rm N}}\right) \\ & \left.+\frac{8\pi\sqrt{1-b^2}}{(d_{\rm NT}+d_{\rm N})^2}\left[(\xi_{\rm N}^2 - \xi_{\rm NT}^2)\tan^{-1}\left\{\sqrt{\frac{1-b}{1+b}}\tan\left(\frac{\pi d_{\rm NT}}{2(d_{\rm NT}+d_{\rm N})}\right)\right\} - \frac{\pi}{2}\xi_{\rm N}^2\right]\right]\end{aligned}$$

これを 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、

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

となる。ここで、$B_{\rm c2}^{\rm NT}$ は Nb-Ti の上部臨界磁界である。