

# ■ 磁気顕微鏡によって巨大磁束渦糸を捉える — 2次元超伝導体の磁束渦糸 —

ナノセンシング磁気顕微鏡研究グループ ■ 西 尾 太 一 郎 ■

## Imaging of the Pearl Vortex in a Two-dimensional Superconductor by Scanning SQUID Microscopy

Taichiro NISHIO

Research Group for Nanosensing SQUID Microscopy

We present the evidence for the Pearl vortex in two-dimensional amorphous MoGe superconducting films observed with a scanning SQUID microscope. The Pearl length  $\Lambda$  is determined by numerical fitting of the field distribution of the vortex derived from an anisotropic London model. It is found that  $\Lambda$  increases with decreasing the film thickness and obeys the relation  $\Lambda = 2\lambda^2/d$ , in accordance with Pearl's prediction.

### 1. はじめに

弱い外部磁場中で温度を下げていき、物質を超伝導状態にすると物質から磁束が排除されることは、マイスナー効果としてよく知られている。強い磁場をかけたときの超伝導体の振る舞いは2通りあり、1つはある外部磁場  $H_c$  まで完全マイスナー効果が続き、 $H_c$  で突然超伝導状態が壊れ、常伝導状態に転移するもので、このような振る舞いをする超伝導体を第1種超伝導体という。もう1つは第2種超伝導体と呼ばれる超伝導体で見られるもので、完全マイスナー効果を示す領域が狭く、外部磁場  $H_{c1}$  (下部臨界磁場という) で磁場の超伝導体への侵入が始まり、上部臨界磁場  $H_{c2}$  で常伝導状態に転移する。 $H_{c1}$  と  $H_{c2}$  の間の領域は混合状態と呼ばれ、超伝導状態と磁場の侵入した常伝導部分とが共存している。この領域において、磁場は量子化された磁束渦糸となって超伝導体へ侵入する。その構造

は図1のようにになっている。超伝導体は電子対の波動関数  $\Psi(r)$  の空間的広がりを表すコヒーレンス長  $\xi$  にわたり、自発的に超伝導状態を壊すことで、その領域に磁束を侵入させている。磁束はロンドン磁場侵入長  $\lambda$  の範囲まで染み出しており (この領域に全磁束の大

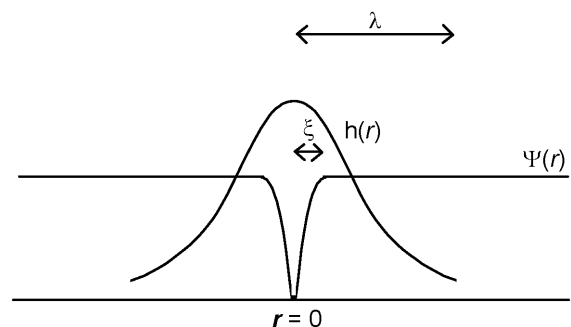


図1 磁束渦糸の構造。

きを  $\phi_0 (=2.07 \times 10^{-15} \text{ Tm}^2)$  に保たせるように超伝導電流が流れる)、結果として、図1で見られるような磁場分布  $h(r)$  になる。

ところで、一般的に磁力線の空間分布は磁気双極子を考慮して導かれる。渦糸の磁力線分布の計算結果を見てみると(図2)<sup>1)</sup>、双極子による磁力線の回り込みのため、超伝導体の表面から深さ  $\lambda$  程度まで渦糸を中心として、磁力線は左右に拡がっていることがわかる。注目すべきことは超伝導体の厚さが  $\lambda$  より小さくなると、その表面効果がバルクの性質として残る、つまり厚い膜に比べて有効的な磁場侵入長が増大することである。Pearl は40年前にこの結果を理論的に導き出し、次の関係式を明らかにした<sup>2)</sup>。

$$\Lambda = \frac{2\lambda^2}{d}$$

$d$  は超伝導体の厚さで、 $\Lambda$  は有効的な磁場侵入長を表し、Pearl 長と呼ばれる。 $\Lambda$  の範囲で渦糸の磁場の強さは  $1/r$  の関数でゆるやかに発散する(厚い超伝導体では  $\ln(r/\lambda)$  で発散する)。そのため、渦糸間の相互作用は長距離範囲で有効であり、磁束状態の特性が厚い

膜と比べて異なる。このため典型的な渦糸である Abrikosov 渦糸に対して、薄い膜における渦糸を Pearl 渦糸と呼ぶこともある。

さて、Pearl 渦糸の特徴的な量である Pearl 長を測定することは非常に困難であり、我々が知る限りこれを観測した例はまだ無い(それどころか Pearl 渦糸像を観測したという報告もない)。磁場侵入長を測る手段としては、磁化率の変化を精密測定すること、または、 $H_{c1}$  を磁化測定から求める方法がある。どちらの方法も結果を解釈する際に Abrikosov 渦糸の特性を仮定するため、Pearl 渦糸の磁場侵入長を見積もるには適さない。新しいミュオンスピン回転測定法<sup>3)</sup> は結果の解釈に複雑さが伴い、上の関係式を検証しようというこの研究の主旨には、やはり適さない。単純ではあるが、渦糸の空間的な磁場分布を走査型プローブで直接観測する以外に手は無い。そこで、我々は薄い膜 ( $d > \lambda$ ) に生じる渦糸の空間的な磁場分布を走査型磁気顕微鏡によって測定することにより、 $\Lambda$  を見積もることを試みた。

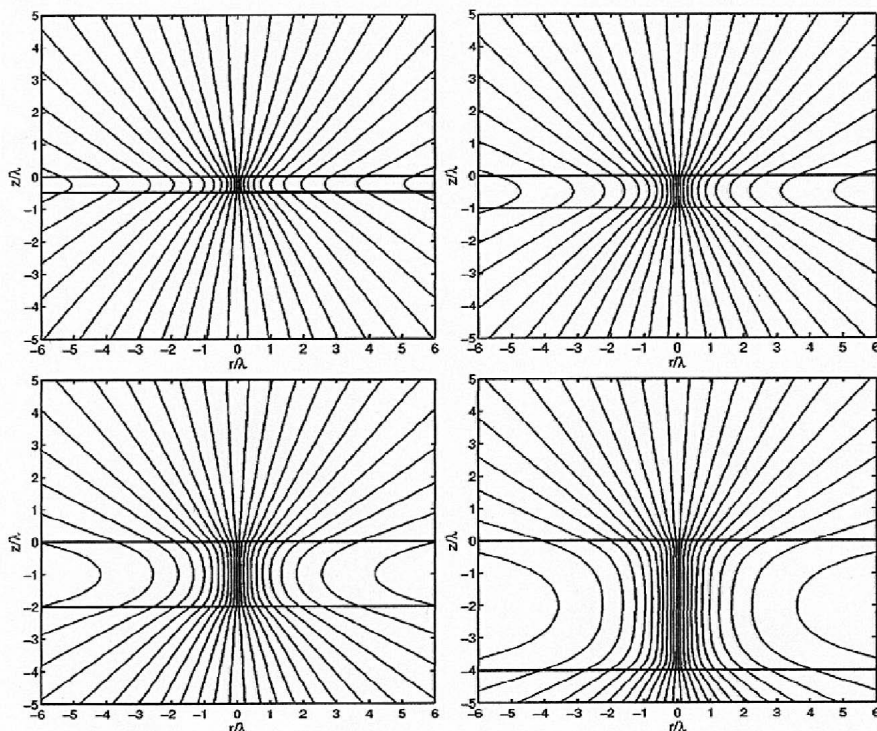


図2 薄膜内外の磁力線の分布 [1]。2つの横線は薄膜の境界を示す。横軸、縦軸とも  $\lambda$  でスケールされている。

## 2. 走査型磁気顕微鏡と試料

現在、試料表面の磁場分布を測定する手段は少なからず存在する<sup>4)</sup>。どの手段も長所と短所があり、実験目的によりそれらは使い分けられている。その中で走査型磁気顕微鏡は空間分解能がそれ程高くはないものの、最も高い磁気感度をもっており、データーの定量性が問題になる実験の場合、最も適している。使用した走査型磁気顕微鏡装置(SQM2000)は当グループとエスアイアイナノテクノロジー(株)によって共同開発された。装置の詳しい解説は参考文献<sup>4)</sup>にあるとおりであるが、特徴としては磁気センサーと試料台の冷却機構が独立しているため、試料温度を2.2~100Kまで変化させることができる(センサーの温度は常に4 Kに保たれる)。また検出コイルを層状にすることによりコイルの形状からくる磁場分布の不正を取り除いた。検出コイルの直径は10  $\mu\text{m}$  で、後で示すように超伝導体表面から~4  $\mu\text{m}$  離れた位置で、コイルを走査して磁場分布を測定した。センサーの感度は5  $\mu\phi_0 / (\text{Hz})^{1/2}$  で、最高空間分解能は2.5  $\mu\text{m}$  であり、世界で最も高い。これを生かして微小超伝導体の磁束状態の研究がこの装置により行われてきた(例えば5, 6)。

磁気顕微鏡の観測対象となる試料として、アモルファスの MoGe 薄膜を使用した。この超伝導薄膜は比較的高い超伝導転移温度  $T_c$  (~6 K) と比較的長い磁場侵入長  $\lambda$  (0 Kで550nm)<sup>7)</sup> をもち、磁気顕微鏡の冷却機構と空間分解能を考慮すると(例えば膜厚が100nmのとき、関係式から  $\Lambda$  は6  $\mu\text{m}$  となる)、観測対象としては最適である。我々はスパッター装置により Si 基板の上に膜厚の異なる5種類の膜( $d=30, 55, 100, 200, 400\text{nm}$ )を作製した。厚さは成長時間を変えることで制御した。

## 3. 異方的ロンドンモデルと実験結果

実験結果から  $\Lambda$  を決めるには、理論モデルから導き出された磁場分布との比較が必要である。超伝導体表面における渦糸の磁場分布であれば、ロンドン方程式を使って容易に計算することができるが<sup>8)</sup>、本研究の場合、超伝導体から少し離れた位置での磁場分布を求めなければならない。しかしながら、

最近のイメージング技術の発達に伴い、理論にも進展があり、理論モデルが構築されている。我々は Kogan らによって示されたモデル<sup>9,10)</sup>を使って、以下に示すとおりに超伝導体外側における渦糸の磁場分布を求めた。

まず、超伝導体の外では  $\text{curl } \mathbf{h} = \text{div } \mathbf{h} = 0$  であるので、薄膜の外でスカラーポテンシャル  $\Phi$  を定義できる。 $\Phi$  は次を満たす。

$$\mathbf{h} = \nabla \Phi, \quad \nabla^2 \Phi = 0$$

$z=0$  に薄膜が置かれているとして、 $z \rightarrow \infty$  で0に向かうような  $\Phi$  の一般解は次のとおりである。

$$\Phi(\mathbf{r}, z) = \int \frac{d^2 k}{(2\pi)^2} \Phi(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - kz}$$

ここで  $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ 、 $\mathbf{r} = (x, y)$ 、 $k = |\mathbf{k}|$  である。 $\Phi(\mathbf{k})$  は  $\Phi(\mathbf{r}, z=0)$  の2次元フーリエ変換である。ロンドン方程式または薄膜の境界条件から次の関係式が求められる。

$$\Phi(\mathbf{k}) = - \frac{\phi_0}{k(1 + k\Lambda)}$$

この3つの式から  $\mathbf{h}$  の  $z$  成分である  $h_z$  を求めた。 $h_z$  は簡単な式では表せず、数値的な解であるが、 $z$  (超伝導体表面からセンサーの距離) と  $\Lambda$  を2つのパラメーターと考えて実験データーと合わせる事ができる。

図3の(a)及び(b)は膜厚が400nmと30nmの膜

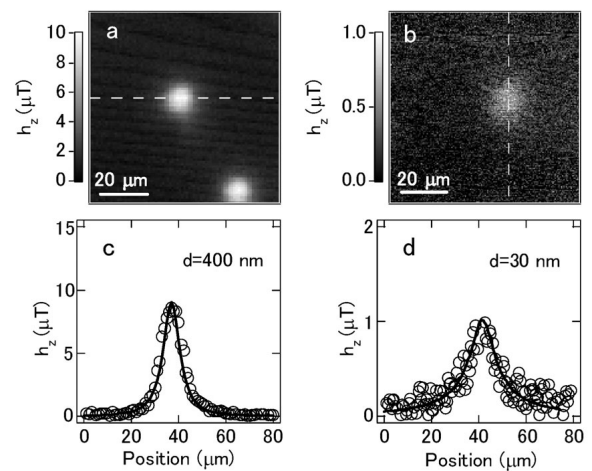


図3 磁気顕微鏡によって捉えられた Pearl 渦糸像 (a, b)。上図の点線部分における磁場のプロファイルに対するフィッティング結果 (c, d)。

に磁場  $1 \mu\text{T}$  を印加したとき生じた渦糸の磁気的な像である。特徴的であるのは、膜厚が薄い場合、渦糸の中心点での磁束密度の値が厚い場合に比べて低くなることである。図3の(a)と(b)を比べるとその値は約10倍違っている。点線に沿った磁場分布の断面を調べてみると図3(c)及び(d)のようになる。数値計算を断面図に合わせてみると、それらはよく一致する。パラメーターの値は図3(c)の場合  $\Lambda$  が  $3.9 \mu\text{m}$ 、図3(d)では  $52 \mu\text{m}$  であり、 $z$  は両方ともほぼ  $4 \mu\text{m}$  である。この結果から、膜厚が薄い場合に磁束密度が低くなるのは、 $\Lambda$  が大きくなったためであり(磁束密度のピークの半値幅は  $\Lambda$  を示しているわけではない)、磁束密度の大きさは  $\Lambda$  に強く依存することがわかった。磁気顕微鏡の空間分解能がそれほど良くないにもかかわらず、 $\Lambda$  を決められるのはこのため(つまり高い磁気感度のため)である。

残りの薄膜でも同じような手順を踏んで  $\Lambda$  を求め、それらを膜厚に対してプロットし、その結果を Pearl の式と比較すると、図4で見られるようによく一致している。このとき  $\lambda(4.5\text{K})$  の値は二流体モデル  $\lambda(T) = \lambda(0)(1 - (T/T_c)^4)^{-1/2}$  から求めた。実はすべての超伝導

体で、二流体モデルが成り立つかどうかは自明ではない<sup>8)</sup>。そこで、我々は  $\Lambda$  の温度変化を測定することにより、Pearl 渦糸において二流体モデルが適用できるかどうかを確かめた。成り立っている場合、 $\Lambda = 2\lambda^2/d$  に二流体モデルの式を代入して、次の関係式が得られる。

$$\Lambda(T) = \frac{\Lambda(0)}{1 - (T/T_c)^4}$$

図5において測定結果と上の式との比較を示した。 $\Lambda$  は上記のとおり fitting によって決められ、関係式において  $\lambda(0\text{K}) = 550\text{nm}$ <sup>7)</sup>、 $T_c = 5.7\text{K}$  (磁化測定から得られた)が代入された。観測された  $\Lambda$  の温度変化は上記の関係式とよく合っており、Pearl 渦糸においても二流体モデルが成り立っていることを示している。これにより二流体モデルから計算した  $\lambda(4.5\text{K})$  の値は信頼できるものであることがわかり、図4で示された観測値と理論式との比較は正当性をもつことが確認された。したがって、我々は磁気顕微鏡によって Pearl 渦糸の像を捉えることに成功し、Pearl の関係式  $\Lambda = 2\lambda^2/d$  が成り立つことを実験的に証明することができた。

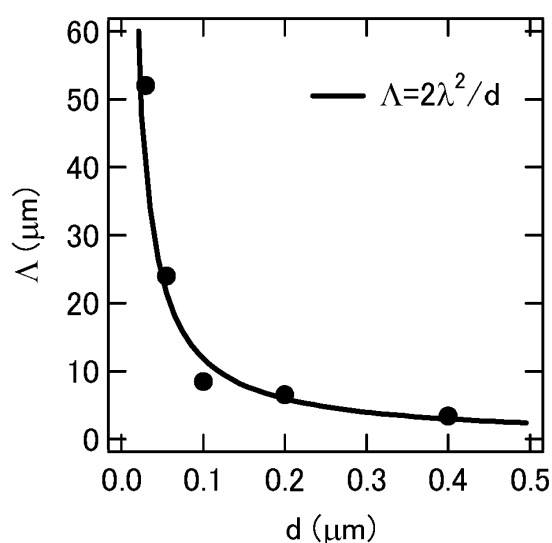


図4 観測された  $\Lambda$  の膜厚依存性と  $4.5\text{K}$  における Pearl の式との比較。

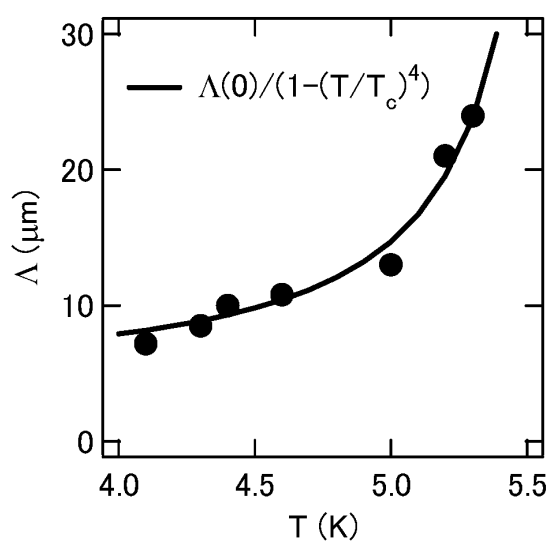


図5 観測された  $\Lambda$  の温度依存性と二流体モデルにおける式との比較。

## おわりに

我々は Pearl 渦糸の存在を検証する目的で、薄い薄膜において出現する渦糸の磁気像を観測し、理論による磁場分布のフィッティングから  $\Lambda$  を見積もった。そして、膜厚に対する系統的な見積もりにより、 $\Lambda = 2\lambda^2/d$  の関係が成り立っていることを実験的に示し、Pearl 渦糸の実在を示した。

$d = 30\text{nm}$  の薄膜において渦糸の構造が  $\sim 100\ \mu\text{m}$  にも及んでいることは実に驚くべきことである。また、本稿では触れていないが、 $d = 400\text{nm}$  の薄膜では渦糸間の距離が  $20\ \mu\text{m}$  もある三角格子状態を観測した。これらは Abrikosov 渦糸では到底観測されることのない現象である。

現在、磁束渦糸の研究は基礎的なものから渦糸の制御などの応用研究へシフトしつつある。本研究は、基礎的なものであるが、今後の応用研究などに役立てば幸いである。

本研究は小久保伸人氏(筑波大学 数理物質科学研究科)との共同研究である。

## 参考文献

- 1) G. Carneiro and E. H. Brandt, Phys. Rev. B **61**, 6370 (2000).
- 2) J. Pearl, Appl. Phys. Lett. **5**, 65 (1964).
- 3) Y. J. Uemura et al., Phys. Rev. B **38**, 909 (1988).
- 4) 鈴木淳市, 門脇和男, 畑慶明, 岡安悟, 西尾太一郎, 掛谷一弘, 小田原成計, 永田篤士, 中山哲, 茅根一夫, 低温工学 **38**, 485 (2003).
- 5) Y. Hata, et al., Physica C **388-389**, 719 (2003).
- 6) T. Nishio, S. Okayasu, J. Suzuki, and K. Kadowaki, Physica C **412-414**, 379 (2004).
- 7) B. L. T. Plourde, D. J. Van Harlingen, N. Saha, R. Besseling, M. B. S. Hesselberth, and P. H. Kes, Phys. Rev. B **66**, 054529 (2001).
- 8) M. Tinkham, Introduction to Superconductivity, 2nd Ed. (McGraw-Hill, New York, 1996).
- 9) V. G. Kogan, A. Yu. Simonov, and M. Ledvij, Phys. Rev. B **48**, 392 (1993).
- 10) V. G. Kogan, V. V. Dobrovitski, J. R. Clem, Y. Mawatari, and R. G. Mints, Phys. Rev. B **63**, 144501 (2001).

