電子線ホログラフィーの 磁区構造解析への応用

外 村 彰

(株)日立製作所基礎研究所 ㊟350-03 埼玉県鳩山町

(1992年6月11日受理)

Applications of Electron Holography to Magnetic Domain Structure Analysis

Akira TONOMURA

Advanced Research Lab.,
Hitachi, Ltd., Hatoyama, Saitama 350-03

(Received June 11, 1992)

電子線ホログラフィーは電子の波動性を利用した二段階の結像法である。この手法により、物体で影響を受けた電子線の波面が光の波面に変換される。いったん光に変換されてしまえば、電子顕微鏡の中では困難だったことも光学技術を駆使して可能性が開ける。実例が干渉顕微鏡である。サンプルを透過した電子線の位相変化が等高線の形で表示される。サンプルが磁場の場合、等高線は磁力線に沿い、しかも一定の微小磁束 (h/e) ごとに現れる。この手法によって、強磁性薄膜や微粒子の磁区構造や超伝導体を貫く磁力線が詳細に定量的に観察できるようになった。

1. はじめに

電子線ホログラフィーによって、ミクロの磁場が、磁力線の形で、直接定量的に観察できるようになった。この手法では、まず電子線を観察対象に照射し、散乱電子線を干渉縞の形でフィルムに記録する。このホログラムにレーザー光をあてると、電子の像が光に置き変わって再現される。電子の波面の様子がそのまま光の波面に変換されるのである。ホログラフィーを考案したガボールの狙いは、電子レンズで避けることのできないレンズ収差を光学的に補正することにあった¹⁾。

このユニークな結像法も、発明当初は、あまり注目されなかった。ホログラフィーに必須の“波面の揃った波”が存在しなかったからである。1960年レーザー光が出現すると、ホログラフィーは光の分野で大きく発展を遂げるようになった²⁾。電子線ホログラフィーも事情は同じである。1978年われわれが開発した電界放射電子線によって、けた違いに干渉性が向上し、ようやく実用の域に足を踏み入れることができた³⁾。

2. 電子線ホログラフィー

2.1 ホログラムの作製

ホログラムを作製するには、パイプリズム⁴⁾の両側を通る電子線の片方に試料を入れ、干渉パターンを撮影すればよい(図1)。電子線の波長はきわめて短いので、当然、干渉縞の間隔も狭い。このため、通常、電子レンズで干渉パターンを拡大してフィルムに撮影したものをホログラムとしている。最近になって、レンズをまったく使わず投影だけで拡大する方式も報告されている⁵⁾。散乱電子の強度および位相の情報は、このホログラムの中に完全に記録される。

2.2 像再生

ホログラムにレーザー光をあてると、回折光の中に電子の像が光の像として拡大されて再現する。電子線の強度と共に位相も再生される。この像を写真に撮ってしまうと、電子顕微鏡像となり、試料を透過した電子線の強度分布が記録される。しかし、再生された光の像には、電子線の位相も再生されており、それを読み出すことも

図 1 電子線ホログラム作製の原理

図 2 干渉顕微鏡用の光学系

できる。光の干渉計を組合せればよい。その光学再生系の実例を図 2 に示す。レーザーから出た光をマッハ・ツェンダー干渉計で二つのビームに分け、ホログラムにあてる。ホログラムへの入射角をうまく調整して、一方のビームで生じた再生像ともう一方のビームの透過波（平面波）をカメラ面で重ね合わせる。こうして干渉顕微鏡像が得られる。ほかのビームは途中の絞りで遮ってしまうので、カメラ面に達することはない。

観察対象によっては、しばしば位相変化が小さすぎて詳細な位相分布が測定できないことがある。こうした場合には位相分布を増幅することができる。ホログラフィーならではの手法である。ホログラフィーでは、電子の波面とまったく同じ波面が再生されるが、それと同時に、波面が波の進行方向に対して逆を向いた波面が生じる。この振幅は、再生像の振幅の複素共役になっているので、共役像と呼ばれている。位相差増幅を行うには、2本のビームの入射角を変えて、一方のビームの再生像と他方のビームの共役像がカメラ面で重なり合うように調整すればよい。再生像と共役像の位相分布は正負逆転しているため、二つの像を干渉させれば、2倍の位相差増幅が行われる（図 3）。さらに高倍率の位相差増幅が必要な場合には、このプロセスを何度も繰返せばよい。実

図 3 位相差増幅の原理

際には、高次の回折光を利用することも併用して高い位相差増幅が行われている。

3. ミクロの磁場の観察

磁場を観察した場合には、干渉顕微鏡像は非常に直観的かつ定量的に解釈できる。得られた干渉縞は磁束の流れに沿っており、しかも隣あう干渉縞の間には一定の微小磁束 h/e (h : プランク定数, e : 電子の電荷) が流れている。

実例を見ればわかりやすい。パーマロイ薄膜中のネール磁壁を図 4 に示す⁷⁾。(a) は従来のローレンツ顕微鏡像である。黒い縞として磁壁が観察できる。この黒い縞を境に、磁力線が向きを変えていることを示している。干渉顕微鏡像 (b) を見ると、反対方向に向きを変えていく磁力線が手にとるように観察できる。磁壁に近づいたスピンはいっせいに回転し始め逆方向を向くが、このような磁壁はネール磁壁と呼ばれる。写真の干渉縞を見ただけでは磁力線の向きを決めることはできないと思われるかもしれない。干渉顕微鏡像は試料を透過した波面の等高線を示しているが、磁力線の向きは、波面がどちら側に傾いているかに対応している。このため、等高線だけから決めることはできず、再生光学系の参照波を傾けた干渉顕微鏡像 (Interferogram) から磁力線の向きが決められる⁶⁾。

ネール磁壁の場合よりも膜厚が厚く ($\sim 500 \text{ \AA}$) になると、面白い磁壁が生じる。こまかい磁性粉をまぶして光学顕微鏡で観察すると、1本の磁壁に交差した枕木のようなものが観察できる。枕木磁壁と呼ばれている。こうしたビッター観察だけから、30年も前に Goodenough らは、図 5 に示したようなスピン分布モデルを予測した⁸⁾。

この磁化分布を磁力線として見たらどのように見えるか？ 矢印をつないでみると磁壁部分は同心円状の磁力線が生じ、磁壁から離れるとしだいにまっすぐな磁力線

(a) ローレンツ顕微鏡像

(b) 干渉顕微鏡像

図 4 パーマロイ薄膜

模式図

ビッター図形

図 5 枕木磁壁の模式図

図 6 枕木磁壁の干渉顕微鏡像

となる。

実際に得られた干渉顕微鏡像を図6に示す。磁力線は上では右に、下では左に走っているが、磁壁に近づくとき波のようにうねり出し、ついに回転を始める。まさに予測されたとおりの磁力線である。

干渉顕微鏡像の干渉縞は磁場の流れに沿って現れ、かつ隣あう干渉縞の間には h/e という一定の磁束が含まれ

ている。このため、磁区観察のみならず、空間に分布している磁場をも観察できるはずである。磁性薄膜の磁区構造は、ローレンツ顕微鏡法で観察できたが、空間に局在する磁場は、ホログラフィー以外の実験手法では観察できない。つぎの例は磁気テープ内部の磁化パターンと同時に真空中にもれている磁場をも同時に観察した結果である⁹⁾。図7の写真は薄膜を上から見たものであるが、

図 7 磁気テープの干渉顕微鏡像

膜は途中で切れており下半分だけである。記録された磁化の方向は矢印で示してある。磁化された領域では磁力線は矢印の向きに沿って走っているが、境界領域でも磁力線の様子が詳しく観察できる。そこには、ちょうど正面衝突する水の流れのように、磁力線の渦巻く領域ができています。膜の端近くでは、磁力線は蛇行しながら膜の外に流れ出す様子が観察できる。

この磁気テープは連続膜であるが、磁気テープには磁性粉が用いられることが多いが、そうした磁性微粒子内部の磁区構造も観察できるようになった。図 8 は、コバルト微粒子の干渉顕微鏡像である。

この微粒子は不活性気体中でコバルトを蒸発させたときに生じる煙の粒子である。これらの粒子は、はっきりとした晶癖をもっているものが多く、この三角形のコバ

ルト微粒子の結晶構造は $\{111\}$ 表面と $\langle 110 \rangle$ 方向の辺を有している。図 8 (a) は、再生像であり、電子顕微鏡像と同等である。再生像内部には、コントラストの変化は見られない。ところが、2 倍位相増幅をした干渉顕微鏡像 (b) には、多くの干渉縞が観察できる。微粒子の内部のスピンの回転していく様子が一目瞭然に観察できるようになった。

ごく最近になって、磁束量子の姿をとらえることも可能になった¹⁰⁾。弱い磁場が、鉛薄膜に印加されたとき、マイスナー効果によって磁場は排除される。磁場が強くなると、細い糸となって膜を通過する。これは磁束量子と呼ばれる。超伝導のメカニズムや基本特性に深くかわっているにもかかわらず、サイズ (太さ $\sim 0.1 \mu\text{m}$)、磁束量 ($h/2e$) とともに、あまりにも小さいために直接観察す

(a) 再生像

(b) 干渉顕微鏡像

図 8 コバルト微粒子

(a) 超伝導薄膜の厚さ = 0.2 μm (b) 超伝導薄膜の厚さ = 1.0 μm

図9 磁束量子の干渉顕微鏡像 (2倍位相差増幅)

ることはできなかった。

この磁束量子に電子線をあてて干渉顕微鏡像として観察した結果が図9(a)である。2倍位相増幅をしているので、干渉縞1本がちょうど磁束量子1本に対応している。孤立した磁束量子のほかに、向きの違った磁束量子の対も見い出された。なぜ印加した磁場と反対向きの磁束量子ができたのか明確ではない。だが、ひとつの可能性として、コスタリッツ・サウレス理論が予言している磁束量子対が、冷却過程で凍結され、固定されて観測されたものと考えられる¹¹⁾。膜の厚さは0.1 μm であるが、厚さが1 μm に増すと磁束量子は束になって膜を通過する(図9(b))。これは厚さの変化によって超伝導膜の性質が変化したためである。

4. む す び

干渉性のよい電界放射電子線の出現によって電子線ホログラフィーの可能性が開かれたため、電子の波動関数の位相分布が1/100波長という高い精度で測定可能になった。電子顕微鏡では観察できなかったミクロの電磁場が定量的に干渉顕微鏡像として観察できるようになった。

電子線ホログラフィーの応用は、まだ緒についたところである。今後、先端技術から物理学の基礎知識に至る広範な分野で極限的計測ツールとして発展していくものと思う。

文 献

- 1) D. Gabor: Proc. R. Soc. London **A 197**, 454 (1949).
- 2) E. N. Leith and J. Upatnieks: J. Opt. Soc. Amer. **52**, 1123 (1962).
- 3) A. Tonomura, T. Matsuda, J. Endo, H. Todokoro and T. Komoda: J. Electron Microscopy **28**, 1 (1979).
- 4) G. Möllenstedt and H. Düker: Naturwissenschaften **42**, 41 (1955).
- 5) H. -W. Fink, W. Stocker and H. Schmid: Phys. Rev. Lett. **65**, 1204 (1990).
- 6) A. Tonomura, T. Matsuda, J. Endo, T. Arii and K. Mihama: Phys. Rev. Lett. **44**, 1430 (1980).
- 7) A. Tonomura, T. Matsuda, H. Tanabe, N. Osakabe, J. Endo, A. Fukuhara, K. Shinagawa and H. Fujiwara: Phys. Rev. **B 25**, 6799 (1982).
- 8) E. E. Huber, Jr., D. O. Smith and J. B. Goodenough: J. Appl. Phys. **29**, 6799 (1958).
- 9) N. Osakabe, K. Yoshida, Y. Horiuchi, T. Matsuda, H. Tanabe, T. Okuwaki, J. Endo, H. Fujiwara and A. Tonomura: Appl. Phys. Lett. **42**, 746 (1983).
- 10) T. Matsuda, S. Hasegawa, M. Igarashi, T. Kobayashi, M. Naito, H. Kajiyama, J. Endo, N. Osakabe, A. Tonomura and R. Aoki: Phys. Rev. Lett. **62**, 2519 (1989).
- 11) B. I. Halperin and D. R. Nelson: J. Low Temp. Phys. **36**, 599 (1979).