

LEEM 用エネルギーフィルタの開発

嘉藤 誠・境 悠治

日本電子株式会社 ☎ 196-8558 東京都昭島市武蔵野 3-1-2

(1998 年 3 月 30 日受理)

Development of an Energy Filter for LEEM

Makoto KATO and Yuji SAKAI

JEOL Ltd.

3-1-2 Musashino, Akishima, Tokyo 196-8558

(Received March 30, 1998)

Low energy electron microscopy (LEEM) is a powerful tool for the study of surface structure, and incorporation of an imaging energy filter in a LEEM instrument offers numerous new possibilities that increase the amount of information. We have developed an energy-filtering LEEM instrument, where a Wien filter was adopted for energy selection. One of the advantages of the Wien filter is its straight optic axis, which is exceptional among energy filters. Owing to this nature, tuning of optical conditions for energy-filtering imaging is greatly simplified. However, no successful result for the production of an imaging Wien filter had been reported; this fact may be due to the lack of consideration to aberrations in the process of practical design. This article describes the electron optical work we have done for the realization of an imaging Wien filter.

1. はじめに

低エネルギー電子顕微鏡法 (LEEM: Low-Energy Electron Microscopy) は、表面状態、およびその時間的变化の研究のための有力な観察手法である。LEEM のアイデア自体は古くからあったものの、実用化は比較的最近になって Bauer らによって行われた^{1, 2)}。LEEM は、試料に数 eV から 100 eV 程度の低速電子を照射し、反射電子を拡大レンズ系によって結像させるものである。この照射電子のエネルギー領域は低速電子線回折 (LEED) で用いられるものと同じであり、波長は結晶の格子間隔と同程度となる。このような電子は表面の数原子層の構造に敏感となり、とくに弾性散乱で回折された電子は多くの表面状態の情報を与える。回折スポットの一部を選択してそれらを結像に参加させれば、特定の表面構造を反映した 2 次元的なイメージが得られる。これは透過電子顕微鏡法 (TEM) で用いられる、明視野像、暗視野像の手法に対応するものである。

通常の LEEM において問題となるのは、弾性散乱電子の担う情報が低エネルギー側の 2 次電子によってぼかされることである。とくに、2 次電子のために結像に与かる電子のエネルギー幅が非常に大きくなり、色収差によって空間分解能が損なわれる。そこで、弾性散乱電子のみを結像に参加させることが望まれるわけである。これは、エネルギーフィルタ、それも結像レンズとしての機能を兼ね備えたものの導入が必要となる。エネルギーフィルタによればさらに、非弾性散乱電子の中のプラズモンのような励起現象、あるいは各元素に特有のスペクトル領域のみをフィルタした像を得ることができる。TEM においては、この手法は EF (Energy Filtering) -TEM の名で呼ばれており、LEEM に対しては EF-LEEM と呼ぶのが適当であろう。

我々の開発した EF-LEEM の装置では、エネルギーフィルタとしてウィーンフィルタを採用している。ウィーンフィルタは、光軸が直線であるという決定的な長所を持ちながら、最近まで結像の収差を減らす努力が十分に行われていなかった。このためイメージングに関しても、試みはあったものの成功例は報告されず、また電子分光

でよく用いられる静電半球型アナライザなどと比較検討されることもほとんどなかった。本装置は、収差の低減によって、ウィーンフィルタによるイメージングの可能性を初めて実証したものである。

本稿では、装置の構成を簡単に述べた後、イメージングの可能なウィーンフィルタの開発を目標として我々が行ってきた仕事を、主として電子光学の視点から述べる。

2. 装置の概要

開発した EF-LEEM 装置の構成を Fig. 1 に示す。この装置は 2 つのウィーンフィルタを備えており、1 つはイメージングフィルタとしてのものである。もう 1 つは、照射電子と反射電子の振り分けのためのビームセパレータとして用いられている。Bauer らの、単に磁場のみによって振り分ける方式では¹⁾、磁場の変化によって両方向のビームが影響を受けてしまう。ウィーンフィルタの原理は後に詳しく述べるが、基本的には互いに直行する電場と磁場からなり、入射電子に対しては両者の力が同方向となって偏向作用を及ぼし、反対方向の結像電子に対してはそれらは相殺してビームは直進する。これにより照射側と結像側の調整が独立になるだけでなく、さらに結像系の光軸が直線になるという利点がある。

LEEM は表面構造に敏感な低速電子を用いるが、波長が長いことによって回折効果が大きくなり、空間分解能の点で不利になる。しかし、分解能を決める別の要因であるレンズ系の収差は、低速であることを逆に利用して小さくできる。すなわち、試料を高圧に浮かせて試料表面に強い電場をつくり、反射電子を直ちに加速する。これによって回折効果が減じることはないが、低速電子を

強電場で引き込むのでビームの開き角が激減し、収差の発生が抑えられる。これにさらに集束のためのレンズ場を追加した系はカソードレンズと呼ばれ、光電子顕微鏡などの対物レンズとして用いられてきたものである³⁾。LEEM の場合は、この電場によって入射電子は試料面の直前で減速されることになる。カソードレンズでは、試料それ自体がレンズ電極の一部を構成することとなり、光学条件の調整が微妙になるのは避けられない。

本装置では引き出し電圧 10 kV のカソードレンズを用いており、初期エネルギー 10 eV の電子に対しての球面収差係数 Cs と色収差係数 Cc はそれぞれ 0.058 mm と 0.006 mm、理論分解能は 17 nm である⁴⁾。このような低速電子に対しても、収差係数が小さいことにより分解能の低下は最小限に押さえられている。通常の TEM、あるいはインレンズ SEM の対物レンズの Cs と Cc が 1 mm 前後であることを考えれば、収差の小ささがわかるであろう。たとえば低加速 SEM においても、通常の対物レンズを用いて 10 eV の照射電子で像を見るのは全く不可能である。

3. イメージングウィーンフィルタの開発

3.1 ウィーンフィルタについて

ウィーンフィルタは、Fig. 2 (a) のように互いに直行する電場と磁場からなる。ある特定のエネルギーを持った電子は電磁場の力が逆方向に釣り合って直進し、それ以外の電子は偏向されてスリットなどで除去される。ウィーンフィルタの最大の利点は、光軸が直線であることである。これによって、従来エネルギーフィルタを含む装置で多くの時間を費やしていた光学条件の調整が非常

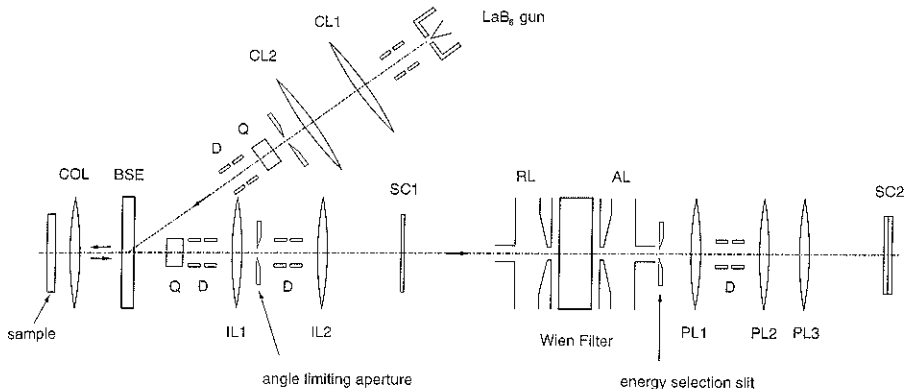


Fig. 1 Total configuration of the instrument for energy-filtering LEEM. COL: cathode objective lens, BSE: beam separator (Wien filter), CL 1-2: condenser lenses of the illumination system, IL 1-2: intermediate lenses, RL: retardation lens, AL: acceleration lens, PL 1-3: projector lenses, SC 1: removable intermediate screen, SC 2: final screen, D: double-stage deflection systems, Q: quadrupole stigmators.

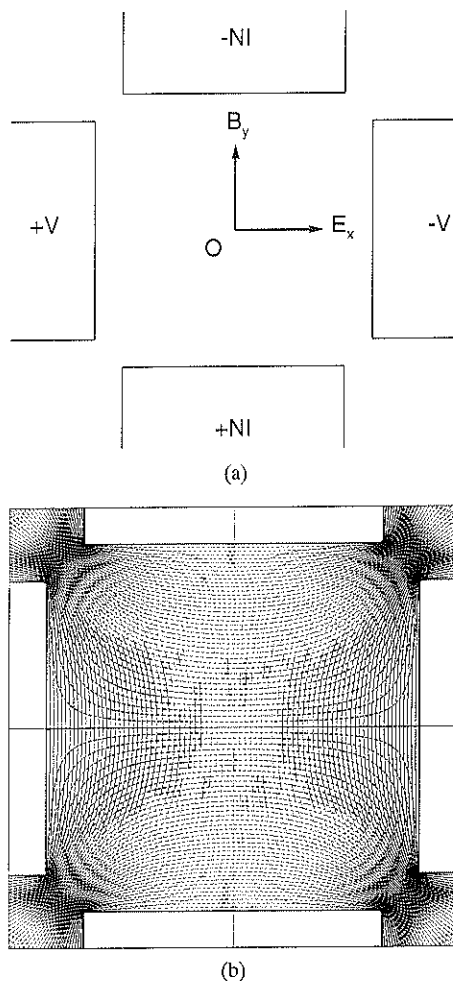


Fig. 2 (a) Wien filter with simple arrangement of electrodes and magnetic poles. (b) Contours of electrostatic potential (solid curves) and magnetic scalar potential (broken curves).

に容易になる。電子顕微鏡に適用する際には、フィルタをオフにした状態から始めて、徐々にフィルタの強度を強くしながらビームの状態を観察できる。これが可能なのはウィーンフィルタだけであり、LEEMのような調整の微妙な装置では最大のメリットとなる。

ウィーンフィルタは例えば、静電半球型のような電場のみのアナライザをまず考え、それに磁場を重ねて、曲がった光軸を直線に戻したものとみなすことができる⁹⁾。しかしこの磁場によって、電場だけのときのエネルギー分散も一部打ち消され、光軸の長さで規格化した分散長は静電半球型より $\sqrt{2}$ の因子だけ小さくなる。分散長をかせぐためには、フィルタ長を大きくするのも一法であるが、電子を減速して入射させる方が有効である。

本装置のウィーンフィルタの機械長は 40 mm であり、10 keV のビームを 200 eV 前後に減速する。これによって、0.6 eV までの分解能が得られている⁶⁾。

また、ウィーンフィルタは電場を用いるために、放電の問題によって高加速の装置には適用できない。もし減速を行う場合には、フィルタ内の電場は弱くなるものの、減速領域での放電が代わりに問題となる。この問題は EF-TEM で最初に用いられた Castaing-Henry 型フィルタでも同様で⁷⁾、ビームのエネルギーの上限は 80 から 100 keV の程度であった。このため現在では、オメガフィルタに代表される磁場のみのフィルタが EF-TEM で主流になっているわけである。

一般に、電子分光系でもっとも影響の大きな収差は、アナライザへの入射角の何乗かに比例してボケをつくる、開口収差と呼ばれるものである。軸対称レンズの球面収差はこれの特別な場合である。開口収差は、分光装置としての感度とエネルギー分解能の関係を決定する要因となる。イメージングの場合も、開口収差が支配的になることには違いがない。ただしこの場合は、感度と分解能だけでなく、単色結像 (isochromatic imaging) と呼ばれるものにも影響する⁷⁾。これは、視野の各点に集束する電子のエネルギーが同一であることを意味し、開口収差が存在するとこれが保証されなくなる。既に触れた Castaing-Henry 型フィルタでは、大きな 2 次開口収差のために、単色結像性を保ったまま視野を広げることができないという問題があった⁷⁾。

さて、ウィーンフィルタは基本的には直交する電場と磁場から成るが、現実問題として、電場と磁場を厳密に直交させることは容易ではない。単純に平行電極と平行磁極を向かい合わせたのでは、Fig. 2 (b) に示したように場が直交するのは光軸上のみであり、ある開き角、あるいはある広がりをもって入射するビームに対しては非常に大きな収差が発生する。しかしながら実は、もし厳密に直交する電磁場がつくれたとしても、それが理想の状態ではないのである。これは、有限の開き角で入射するビームに対しての、結像レンズとしての収差を考慮して初めて明らかになる。以下で、電磁場の分布と収差との関係を調べていくことにする。

3.2 ウィーンフィルタの場合

まずウィーンフィルタ中の電磁場の表し方を決めておく。本来これは三次元的な表示が必要のはずであるが、端の効果、すなわちフリンジ場が収差に及ぼす影響は本質的でないことが既に示されている⁹⁾。ただしこれは、電場と磁場の、光軸すなわち z 軸方向の分布が一致していることが前提であり、さもなければ、電子は偏向作用を受けて光軸から離れ、その結果大きな収差が発生する。

そこで設計の際は、まず光軸に垂直な断面、 xy 平面内の電磁場の分布を最適化し、さらに、フリッジ場を一致させるための端の形状を考えるという手順になる。

まず xy 平面内の電磁場の分布を、極座標を用いて次のように表わす。

$$\begin{cases} \Phi(r, \theta) = -E_1 r \cos \theta - E_2 r^2 \cos 2\theta - E_3 r^3 \cos 3\theta - E_4 r^4 \cos 4\theta - \cdots \\ \Psi(r, \theta) = -B_1 r \sin \theta - B_2 r^2 \sin 2\theta - B_3 r^3 \sin 3\theta - B_4 r^4 \sin 4\theta - \cdots \end{cases} \quad (1)$$

ここで、 Φ は静電ポテンシャル、 Ψ は磁気スカラーポテンシャルであり、それぞれを θ 方向にフーリエ展開で表わしている。 E_1 , B_1 は電場と磁場の一様場成分である。残りの高調波成分は、一様場からのずれを表わす。2 次の収差に対しては 4 極子成分 E_2 , B_2 および 6 極子成分 E_3 , B_3 まだが寄与し、3 次収差に対しては 8 極子成分 E_4 , B_4 まだが寄与する。以下で便利のように、これらのフーリエ係数を無次元化して、次のようなパラメタで表わす⁹⁾。

$$\begin{aligned} e_2 &= \frac{E_2}{E_1} R_0, & b_2 &= \frac{B_2}{B_1} R_0 \\ e_3 &= \frac{E_3}{E_1} R_0^2, & b_3 &= \frac{B_3}{B_1} R_0^2 \\ e_4 &= \frac{E_4}{E_1} R_0^3, & b_4 &= \frac{B_4}{B_1} R_0^3 \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 $R_0 = L/(\pi\sqrt{2})$, L はフィルタ長である。

上のような電磁場がもつ、レンズとしての収差の表式を導く手順は、電子光学において標準的なものである⁹⁾。すなわち、まず電子の軌道を生成するようなラグランジュ関数（あるいはハミルトン関数）を作る。これは、通常の力学で用いられるような時間をパラメタにしたものではなく、時間を消去して光軸の z 座標をパラメタにとったものである。こうする理由は、我々が注目すべきものは電子軌道の形であり、時間変化ではないということによる。つぎに、ラグランジュ関数を電子の座標 $x(z)$, $y(z)$ と傾き $x'(z)$, $y'(z)$ に関して摂動展開し、最低次の項から 1 次（近軸）軌道方程式、次の摂動項から 2 次以降の収差を導く。以下では導出過程は省略し、結果のみを記すことにする。

3.3 1 次軌道方程式

1 次の軌道方程式は、非斉次の線形 2 階微分方程式として、次のように与えられる。

$$\begin{cases} x'' + \frac{1}{\phi_0} \left[\frac{1}{4\phi_0} E_1^2 + E_2 - v_0 B_2 \right] x = -\frac{1}{2\phi_0} (E_1 - v_0 B_1) \\ y'' - \frac{1}{\phi_0} (E_2 - v_0 B_2) y = 0 \end{cases} \quad (3)$$

ここで、 v_0 はフィルタに入射するときの電子の速度、 ϕ_0 は v_0 に対応する加速電圧である。 x 座標の方程式の右辺の非斉次項は偏向力に対応し、ウィーンフィルタのエネルギー分散作用を表わしている。これからわかるように、

$$E_1 = v_0 B_1 \quad (4)$$

をみたす速度をもった電子に対しては、光軸に沿って入射した場合はそのまま直進する。これがウィーン条件と呼ばれるものである。このとき、4 極子成分 E_2 と B_2 の大きさを適当に選べば x , y 方向ともに調和振動の方程式の形になり、光軸から離れた電子はその座標に比例して光軸に引き戻す力が働く、すなわちレンズとしての作用をもつことになる。もし 4 極子成分が存在しなければ、 y 方向は集束作用を持たず、電子は y 方向にそのまま直進してしまうこともわかる。イメージングのためには軸対称のレンズ作用をもたなければならない。すなわち、両方向の軌道方程式は右辺を除いて一致すべきであり、この条件は次式となる。

$$E_2 - v_0 B_2 = -\frac{1}{8\phi_0} E_1^2 \quad (5)$$

これはスティグマティック条件と呼ばれる。先に定義したパラメタを用いると次のように表わされる。

$$e_2 - b_2 = -\frac{1}{4} \quad (6)$$

スティグマティック条件をみたすためには、電場あるいは磁場の少なくとも一方に 4 重極成分をもたせることが必要である。Fig. 2 (a) のような構造で考えると、電極と磁極に適当な電圧を重ねさせることにより、電場の 4 極成分 $E_2 r^2 \cos \theta$ は簡単につくることができる。一方、磁場の 4 極成分 $B_2 r^2 \sin 2\theta$ を発生させるには $\theta = \pm 45^\circ$ および $\pm 135^\circ$ の方向に磁極がなければならず、簡単な構造にはなりえない。

3.4 2 次の収差係数

以下では、ウィーンフィルタのもつ収差のうち開口収差のみを問題とする。一般に、開口収差は次の形で表わされる。

$$\Delta u = \sum_{p+q=n} C(pq) u'^p \bar{u}'^q \quad (7)$$

ここで、 $u' = \alpha_0 + i\beta_0$, α_0 , β_0 はそれぞれ x 方向と y 方向の電子の入射角であり、 $\Delta u = \Delta x + i\Delta y$ はウィーンフィルタの出口での収差である。 $C(pq)$ が開口収差係数であり、 $n = p + q$ はその次数である。まず、ウィーンフィルタの 2 次の開口収差係数は次のように与えられる⁹⁾。

$$C(20) = -\frac{2R_0}{3}(3 + 4b_2)$$

$$C(11) = -\frac{4R_0}{3}(3+4b_2)$$

$$C(02) = -8R_0(b_2+2(e_3-b_3)) \quad (8)$$

ここで、 e_2 はスティグマティック条件を用いて消去してある。これからすぐ導かれるように、上の収差がすべて消える条件として次式が得られる。

$$e_2 = -1, \quad b_2 = -\frac{3}{4}, \quad e_3 - b_3 = \frac{3}{8} \quad (9)$$

これはRoseによって求められたものであり¹⁰⁾、以下ではRoseの条件と呼ぶ。ただしRoseは、収差係数を求めることなしに、3次のラグランジュ関数が消える条件からこれを直接導いている。

Roseの条件のうち、6極子成分に対しての条件は、(スティグマティック条件のための4極子成分を除いて考えた)電場と磁場の分布は一様場が理想なのではないことをいっている。6極子成分は一様場からの歪みの度合いを表わし、この成分の大きさは、Fig 2 (a)のような構成でも電極と磁極の形状を工夫すれば制御できる。しかし、磁場の4極成分はそのような構造ではつくれないわけである。Roseは、自身の求めた2次収差の補正条件を実現するために多極子型のウィーンフィルタを提案しており¹⁰⁾、Tang¹¹⁾も同時期にこの構造を示唆している。これは、同じ形の極を円周上にならべ、それぞれにコイルを巻いて、独立の電圧と励磁をかけられるようにしたものである。

多極子型ウィーンフィルタは構造および制御が複雑になるため、本装置では現在のところ、基本的な4極構成の範囲内で電極と磁極の形状の最適化を図ったものを採

用している。したがって、磁場の4極成分がつかれないために2次収差が残存している。上の収差係数の表式においては $b_2=0$ となり、よって $e_3-b_3=0$ をみたすことが最適化の際の目標となる。この条件 $e_3=b_3$ は、各点で電場と磁場が直交すべきことをいっている。ただし、これは必ずしも両方の場が一樣であることを意味せず、直交曲線座標における座標の等高線のごとくに両者が各点でそれぞれ直交すればよい⁹⁾。Fig. 3は設計例であり、図の α_E と α_B をうまく選んで、この直交条件を軸外の広い領域で満たさせることができる⁹⁾。

本装置のウィーンフィルタは、この直交条件を満たす設計によって、イメージングを可能としたものである。しかし、2次収差が完全に消去されていないことから、先に述べた単色結像条件が満たされない、つまり視野の場所によって選択するエネルギーが異なるという現象が起きる。本装置では、エネルギー分解能を2eVにしたときに許される視野の大きさは、試料面上で20 μm の程度であった。フィルタ像のエネルギー分解能を高く、あるいは視野を広く取るためには、開口収差を更に補正する必要がある。

3.5 3次の収差係数

前節では、ウィーンフィルタの2次収差を補正するためのRoseの条件を述べたが、これを厳密に実現するには多極子型の構造が理想なわけである。このタイプのウィーンフィルタの優位さは、収差補正の考察を3次まで進めることによって、さらに明白となる。

一般に、収差係数の公式は物面から像面までの積分の形となり、通常はこれを数値積分することで評価する。しかし、積分を解析的に実行して、前節の2次収差係数のような陽の形に表わすまでには、かなりの手計算を要する。3次の収差係数の表式を導くための計算量はさらに膨大である。このような計算のためには、数式処理システムの利用が効果的であり、最近ではPC上でも大規模の処理が可能になっている。ここではこの1つであるMathematicaを用いて、ラグランジュ関数の摂動展開から始めて、3次までの全ての収差係数を導くまでの処理を行った。3次の開口収差係数の表式に対しての結果は次のようである⁴⁾。

$$C(30) = \frac{\pi R_0}{24\sqrt{2}}(3+4b_2)(3+40b_2+60(e_3-b_3))$$

$$-\frac{\pi R_0}{8\sqrt{2}}(3+20b_2+12e_3)$$

$$C(21) = \frac{\pi R_0}{6\sqrt{2}}(21+66b_2+140b_2^2+360b_2(e_3-b_3))$$

$$+360(e_3-b_3)^2 - \frac{\pi R_0}{2\sqrt{2}}(5+6b_2+6b_2^2)$$

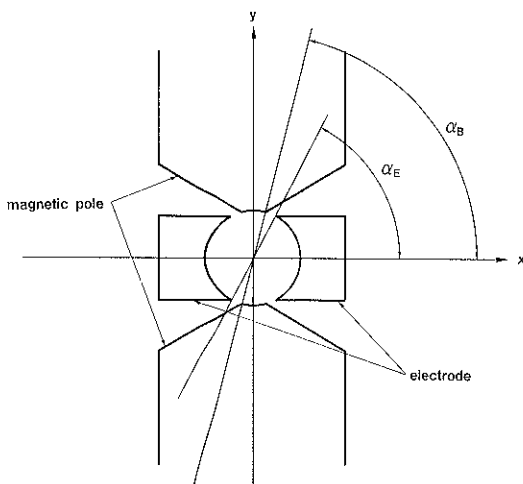


Fig. 3 Configuration of the Wien filter with freedoms for the minimization of second-order aperture aberration coefficients.

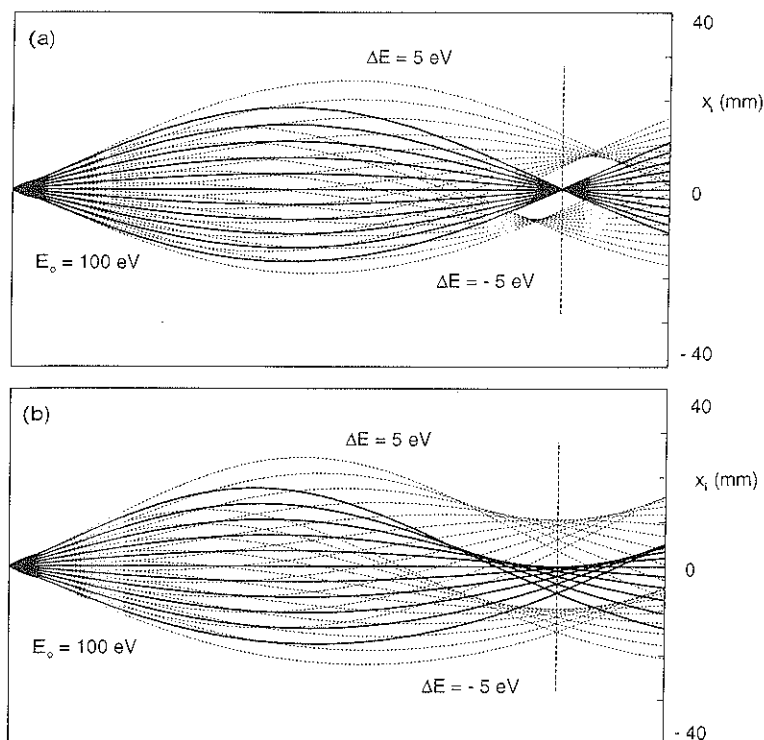


Fig. 4 (a) Trajectories for three different energies in the Wien filter whose aperture aberration in x direction is eliminated up to third order. (b) Corresponding result for the CHA. Maximum entrance angle is $\pm 10^\circ$.

$$\begin{aligned}
 C(12) &= \frac{\pi R_0}{8\sqrt{2}} (3+4b_2)(3+40b_2+60(e_3-b_3)) \\
 &\quad - \frac{3\pi R_0}{8\sqrt{2}} (3+20b_2+12e_3) \\
 C(03) &= \frac{\pi R_0}{\sqrt{2}} (3+10b_2)(b_2+2(e_3-b_3)) \\
 &\quad - \frac{3\pi R_0}{\sqrt{2}} (b_2+b_2^2+2e_3+4(e_4-b_4)) \quad (10)
 \end{aligned}$$

次に行うべきことは、Rose の条件のもとで、さらに 3 次の収差係数を補正する条件を捜すことである。数値計算を行った結果、上の 3 次の開口収差係数を全て消す条件は存在しないが、エネルギー分散方向 (x 方向) の収差のみなら 0 にできることがわかった。これは次の条件で与えられる。

$$\begin{aligned}
 e_2 &= -1, \quad b_2 = -\frac{3}{4}, \quad e_3 = 0.563, \quad b_3 = 0.188, \\
 e_4 - b_4 &= -0.180 \quad (11)
 \end{aligned}$$

イメージングの場合、分散方向のみの非対称な補正を行うことで不都合が生じると思われるかもしれないが、エネルギー選別像には直接は影響しない。イメージングの

際はフィルタの入口には回折面が振り込まれ³⁾、このような収差の影響は、出口にできる共役な回折像が y 方向にボケるという現象になる。

3 次までの開口収差を補正した際の、フィルタ内の分散方向の軌道を Fig. 4 (a) に示す。この場合の入射角 $\pm 10^\circ$ のときの像面でのボケは、1 mm 以内に抑えられる。2 次収差までを補正する Rose の条件の下では、このボケは数倍大きくなる。Fig. 4 (b) は、比較のために静電半球型アナライザの場合を示す (光軸を直線に引き伸ばして描いている)。静電半球型は、2 次の開口収差によって大きなボケを作るけれども、異なるエネルギーのビームに対してボケの程度が変わらない。これは、エネルギー分光の際の多重検出に対する適合性を示すものである。一方ウィーンフィルタは、単色結像条件の下でのイメージング、およびシングルチャンネルで高感度が得られる分光系としての適性を持っているといえる。

上に述べた 3 次の補正条件を満たすためには、8 極以上の構造が要求される。多極子構造は制御は複雑になるものの、構造の対称性から、フリッジ場が電場と磁場でずれる理由がない。したがって、既に述べたような、入

口と出口で電子が偏向されるという心配がない。さらに、工作精度の不十分なことで生じる現象の多くは、各極にかかる電圧と励磁の微調整によって補正できるはずである。原理上は、極の位置がずれることは、内径に沿ったポテンシャルのフーリエ成分の発生と等価であり¹²⁾、これを打ち消す成分を重畳してやればよいわけである。

4. お わ り に

イメージングに適したウィーンフィルタの開発に関して、主として収差補正の観点から述べさせていただいた。最後に述べた3次収差の補正条件は、EF-LEEMに対してだけではなく、高感度エネルギーアナライザとしてのウィーンフィルタの優位性を示すものである。他の種類のアナライザ、たとえば静電半球型アナライザでは、その2次収差係数は光軸半径だけで決まってしまう、補正のための有効な手段がない。他の種類でもこれと同様の事情である。これに対しウィーンフィルタは、電磁場の分布に関しての自由度を用いてフィルタ自身の収差を補正できるのである。

収差補正は、言うまでもなく、Scherzerの定理以来の電子光学における永遠のテーマである。最近の収差補正の研究では、SEMでは4極子と8極子レンズの系¹³⁾、TEMでは6極子レンズ系¹⁴⁾が、それぞれ有力となっている。とくにSEMに対しては、最近になって実験レベルでの成功例が初めて報告された¹⁵⁾。多極子レンズの研究開発は、今後の電子光学の分野においてひとつの主流になることは間違いない。本稿で述べた多極子型ウィーンフィルタも、この流れに乗ることで技術を共有し、低収差のアナライザを有する新規性のある装置開発に貢献することを期待したい。

本稿で述べた装置による実験データをあげる余裕がなかった。通常のLEEMとしての応用は文献15)に述べ

られており、これはSi(111)表面の相転移を動的に観察したものである。また、既に引用したが、励起源として準安定原子を用いたMEEM (Metastable Electron Emission Microscope) としての応用は文献⁶⁾、またウィーンフィルタを用いたエネルギー選別像の観察例は、LEEMおよびMEEMに対して文献16)で報告されている。

文 献

- 1) W. Teliaps and E. Bauer: *Ultramicroscopy* **17**, 57 (1985).
- 2) E. Bauer: *Rep. Prog. Phys.* **57**, 895 (1994).
- 3) O.H. Griffith and W. Engel: *Ultramicroscopy* **36**, 1 (1991).
- 4) M. Kato: Dissertation, the University of Tokyo (1997).
- 5) M. Kato and K. Tsuno: *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A* **298**, 296 (1990).
- 6) Y. Harada, S. Yamamoto, M. Aoki, S. Masuda, T. Ichinokawa, M. Kato and Y. Sakai: *Nature* **372**, 657 (1994).
- 7) H. Rose and D. Krah: "Energy-Filtering Transmission Electron Microscopy", ed. by L. Reimer (Springer, Berlin, 1995) Chap. 2.
- 8) M.R. Scheinfein: *Optik* **82**, 99 (1989).
- 9) P.W. Hawkes and E. Kasper: "Principles of Electron Optics, Vol.1" (Academic, New York, 1989).
- 10) H. Rose: *Optik* **77**, 26 (1987).
- 11) T.T. Tang: *Optik* **74**, 51 (1986).
- 12) P.A. Sturrock: *Phil. Trans. Roy. Soc. London A* **243**, 387 (1951).
- 13) J. Zach and M. Haider: *Optik* **98**, 112 (1995).
- 14) M. Haider, G. Braunshausen and E. Schwan: *Optik* **99**, 167 (1995).
- 15) Y. Sakai, M. Kato, S. Masuda, Y. Harada and T. Ichinokawa: *Surf. Sci.* **336**, 295 (1995).
- 16) S. Yamamoto, S. Masuda, H. Yasufuku, N. Ueno, Y. Harada, T. Ichinokawa, M. Kato and Y. Sakai: *J. Appl. Phys.* **82**, 2954 (1997).