

報告番号 甲第 473 号

薄膜レンズによるプローブフォーミングレンズの 球面収差補正の研究

花 井 孝 明

薄膜レンズによるプローブフォーミングレンズの
球面収差補正の研究

名古屋大学図書	
和	941651

花井 孝明

目 次

第1章 緒 論

- §1-1 本研究の目的 ----- 1
- §1-2 各章の概要 ----- 6

第2章 電子レンズの球面収差とその補正

- §2-1 電子フォーク装置における球面収差補正の意義 11
- §2-2 球面収差補正法 ----- 19
- §2-3 薄膜レンズの構造および動作 ----- 25

第3章 薄膜レンズの球面収差補正特性の計算

- §3-1 序 言 ----- 32
- §3-2 球面収差係数の導出 ----- 32
- §3-3 薄膜レンズとフォークフォーミングレンズの
組み合わせレンズの特性 ----- 41
- §3-4 結 言 ----- 54

第4章 電子フォークの電子流密度分布の計算と

フォーク径の測定

- §4-1 序 言 ----- 57
- §4-2 波面光学的手法を用いた電子流密度分布の計算 58
- §4-3 フォーク径測定法 ----- 64
- §4-4 フォーク径測定精度の検討 ----- 73
 - 4-4-1 小さなフォーク径の測定 ----- 73
 - 4-4-2 大きなフォーク径まで含めた
広い範囲の測定 ----- 79

§ 4-5	結 言	-----	91
第5章	球面収差補正による電子プロダの改善		
§ 5-1	序 言	-----	94
§ 5-2	実験方法	-----	95
§ 5-3	予備実験と検討	-----	99
§ 5-4	陰影像を用いた収差の解析	-----	108
§ 5-5	薄膜レンズ法の効果	-----	121
§ 5-6	結 言	-----	128
第6章	走査型および走査透過型電子顕微鏡への 薄膜レンズの応用		
§ 6-1	序 言	-----	131
§ 6-2	走査型電子顕微鏡 (SEM) への応用	-----	131
6-2-1	実験方法と SEM 像の観察	-----	131
6-2-2	像コントラストの計算による 観察結果の検討	-----	134
6-2-3	薄膜レンズの適用限界についての検討		142
6-2-4	結 言	-----	144
§ 6-3	走査透過型電子顕微鏡 (STEM) への応用	-----	145
6-3-1	STEM 像の観察	-----	145
6-3-2	観察結果の検討	-----	147
6-3-3	結 言	-----	150
第7章	結 論	-----	153
	謝 辞		

第1章 緒論

§ 1-1 本研究の目的

電子ビームを細く絞った電子プローブを試料に照射し、電子と試料との種々の相互作用を利用して試料の構造や物性を調べたり、試料を加工したりする装置は、電子プローブ装置と総称される。加速された電子は可視光と比べて格段に短い de-Broglie 波長を持つため不確定性原理に基づく位置の揺らぎが小さく、またその制御は電界または磁界レンズおよび電磁偏向器を用いて容易に行うことができるので、微細なプローブを試料の任意の位置につくることが可能である。

このような特徴を持つ電子プローブ装置は、現在広い分野で多くの応用を見出している。Knoll¹⁾と von Ardenne²⁾によって最初に開発された走査型電子顕微鏡 (Scanning Electron Microscope、以後 SEM と略す。) は代表的な電子プローブ装置であり、試料の表面構造の観察に適しているので、医学、生物学、材料科学などの分野で広く用いられている。また、SEM の一種で透過電子を信号として利用する走査透過型電子顕微鏡 (Scanning Transmission Electron Microscope、STEM) は、高輝度の電子銃の開発により、³⁾ 通常型の電子顕微鏡 (Conventional Transmission Electron Microscope、CTEM) に迫る高い分解能を持つまでにはなっている。⁴⁾

さらに、X線マイクロアナライザー、⁵⁾ 電子エネルギー損失

分光器⁶⁾等の電子プローブを利用した微小領域の分析器は、SEMの研究段階で発展させられた電子ビーム走査や信号検出の技術を取り入れて急速に応用分野を広げ、局在した微量成分の定性、定量分析に威力を発揮している。また、近年めざましい発展を遂げてきているLSI技術の分野においても、サブミクロン領域の高い集積度を達成するための電子ビーム描画技術⁷⁾、およびSEMの電位コントラスト⁸⁾を利用したデバイス検査法の研究、開発が盛んに行われている。

これらの電子プローブ装置における電子プローブの径は、装置の基本的性能に関わる重要な因子である。すなわち、SEMやSTEMの解像度、各種分析装置における最小の分析領域、電子ビーム描画装置で描ける最小の線幅等のいわゆる空間分解能は、究極的にプローブ径によって制限される。特に、近年の技術の進歩により、従来これら装置の空間分解能を制限していた機械的振動、電気回路の不安定、真空度の不十分さに起因する試料汚染⁹⁾が十分許容できる水準にまで改善された結果、電子プローブ装置の空間分解能をさらに向上させるためには、電子プローブ径の減少が不可欠となってきている。

プローブ径を決定する最大の要因は、電子ビームを細く絞って電子プローブをつくる電子レンズ(プローブフォーミングレンズ)の球面収差である。電子レンズの球面収差は光学レンズのそれと比べて格段に大きく、球面収差によるプローブの広がりを抑えるためには通常電子レンズに小さな絞りを挿入して開口

角を制限する。このため、たとえば写真用光学レンズでは焦点距離と口径との比すなわちF値が1.2程度のものまで存在するのに対して、電子レンズではF値は50以上であることが普通である。Abbeの定理によれば、開口角を制限することによる電子の回折に起因するフロアの広がり⁹⁾は電子波長にF値をかけた値程度であるので、電子レンズを用いて実現できる最小のフロア径の理論的限界は、球面収差の存在のために、電子波長の約50倍に悪化していることとなる。さらに、小さな絞りを挿入することにより、フロア内の電子流はF値の2乗に反比例して減少し、必要な量の電子を試料に照射するためには、長時間の露出が必要となる。これは時間の損失となるだけでなく、装置の時間的安定度の限界を超えて、実効的なフロア径を増大させる要因となる。

このように電子レンズの球面収差が電子フロア装置の性能を支配しているのは、その補正が困難なためである。光学レンズでは、正の球面収差を持つ凸レンズと負の球面収差を持つ凹レンズとを組み合わせることにより球面収差の補正を実現しているが、電子レンズではかたまり一般的に条件のもとで球面収差が常に正の符号を持つことが証明されており、⁹⁾ 球面収差の補正のためには非常に特殊な電子レンズや電子光学系を工夫しなければならぬ。これまでに99くの補正法が提案され、^{10, 11)} そのうちのいくつかは現在も研究が進行中であるが、それぞれに欠点があって実用化には至っていない。

- オ、球面収差が正の符号を持つ条件の枠内でできるだけ球面収差を低減するために、種々の形状の電子レンズの球面収差特性が調べられてきた。¹²⁻¹⁴⁾ その結果、磁界レンズを強励磁で用いたときに最もよい特性が得られること、磁気材料の磁気飽和のために実現できる最小の球面収差が制限されることが明らかになった。強励磁磁界レンズはコンデンサーオブジェクトレンズ^{15,16)} の形で現在広く用いられており、さらに強い励磁を達成するために、超電導現象を利用した磁界レンズの研究も行われている。^{17,18)}

しかしながら、このような強励磁による球面収差の低減も現在ではすでに限界近くまで達しており、これ以上の大幅な改善は期待できない。その上、実際のプローブフォーミングレンズの設計にあたっては、球面収差だけに着目してレンズ特性を決めるのは現実的でない。電子プローブ装置においては、大きな試料を取り扱ったり、試料から発生する種々の信号を検出したりするために、プローブフォーミングレンズと試料との距離をわざわざワーキングディスタンスを大きくとることが多く、この場合プローブフォーミングレンズは弱い励磁で焦点距離の長いレンズとして使用することになる。つまり、このような場合には球面収差に関しては不利な状態をレンズを使いこなすを得ない。

以上述べてきたように、プローブフォーミングレンズの球面収差は電子プローブ装置の性能を制限する最大の要因であり、その低減あるいは補正が重要な課題となっている。通常の電子

レンズの球面収差の低減はずでに飽和状態に達しており、将来的にも大幅な改善は期待できないので、電子プローブ装置の飛躍的な性能向上のためには、特殊な電子光学系を用いて球面収差補正を実現する以外はない。

本研究は、種々の補正法の中で実用化の可能性の高い薄膜レンズを用いてプローブフォーミングレンズの球面収差を補正し、電子プローブ装置の性能を向上させることを目的とした基礎的研究である。薄膜レンズは、Scherzer¹⁹⁾によって提案された電子ビームの行路上に導電性薄膜を導入した特殊な静電レンズであり、本研究で用いるのはMaruseら²⁰⁾によって改良された形のものである。この形の薄膜レンズは構造が簡単でしかも強い補正力を持つという特長を有するが、その実用化のためには明らかにされねばならない問題がいくつか残されている。

まず第1は、プローブフォーミングレンズに薄膜レンズを適用したときの球面収差補正特性に対して、薄膜レンズの形状がどのように影響するかを調べ、薄膜レンズの設計の指針を与えることである。

第2は、薄膜レンズが電子プローブの大きさにどのように寄与するかを調べることである。これまでに99くの補正法が提案され、そのうちのいくつかに対しては実際に球面収差の減少が実験的に示されたにもかかわらず、現在まで実用化された方法が皆無であることの最大の理由は、球面収差補正のために導入した特殊な電子光学系が球面収差以外の収差を持ち込み、その

結果これらの特殊な電子光学系を導入しない場合よりもかえってプロ-ブが広がることである。したがって薄膜レンズが球面収差補正効果を持つことを示すだけでは不十分であり、直接プロ-ブの大玉さの変化を調べることが重要である。

第3に、薄膜レンズが実際の電子プロ-ブ装置に対してどのような効果をもたらすかを検討する必要がある。薄膜レンズは、電子の行路上に薄膜を導入することによって球面収差の補正を可能にしているので、薄膜による電子の散乱が避けられたい。したがって、すべての電子プロ-ブ装置に対して薄膜レンズが効果的であるかどうかは疑問であり、どのような場合に薄膜レンズが適しているかを検討しなければならぬ。

本研究はこれらの問題点を明らかにすることを目的とし、論文は次節に示すような章の構成から成る。

§1-2 各章の概要

本論文の各章の内容は次の通りである。

第2章では本論文の内容に関する基本的事項を述べ、問題点を明らかにする。まず、電子プロ-ブ装置における電子レンズの球面収差補正の意義を述べる。次に、他の研究者によりこれまでに提案されてきた種々の補正法を紹介してその比較検討を行うとともに、球面収差補正の研究の現状を述べる。最後に、本研究で採用した薄膜レンズの構造と本研究以前に確認されていたその動作特性を説明し、他の補正法に対する特長を述べる。

第3章では、電子プローグ装置に適用する際の薄膜レンズの電子光学的特性を数値計算によって調べ、球面収差補正が可能であることを示すとともに、薄膜レンズの設計のための基礎的データを与える。そのために、まず電子レンズの3次および5次の球面収差係数を電算機を用いた数値計算に適した形で導く。次に、プローグフォーミングレンズとして用いる磁界レンズに薄膜レンズを組み合わせて補正したときの球面収差係数を計算する。さらに、薄膜レンズ各部の寸法が補正特性に与える影響について検討し、良好な特性を示す薄膜レンズの設計の指針を与える。

第4章では、第5章で行うプローグフォーミングレンズの補正実験に必要な、プローグ径測定法と測定結果の定量的評価の手法を確立する。はじめに、プローグ径を計算するのに必要とされる、5次までの球面収差を考慮したプローグ電子流密度の計算のための式を導出し、プローグ径の定量的検討の方法を述べる。次に、従来測定不可能であった微小なプローグ径を測定する新しい手法を示す。この手法を用いてプローグ収束角に対するプローグ径の変化を測定し、計算された電子流密度分布から求めたプローグ径と比較することにより、測定の精度および限界について検討する。

第5章では、第3章での計算結果に基づいて行った、薄膜レンズによるプローグフォーミングレンズの補正実験について述べる。第4章で確立した測定法を用いて、薄膜レンズを動作さ

せることによるフロー径の変化を調べる。また、第4章で導いた式を用いてフロー径を計算し、測定結果の定量的評価を行う。さらに、フローフォーミングレンズ系の回転対称からのずれに起因する収差を測定する新しい方法を提案し、この方法を用いて球面収差補正後に残る非回転対称な収差の解析を行うことにより、薄膜レンズの工作精度のフロー径への影響を検討する。

第6章では、薄膜レンズが実際の電子フロー装置にどのような影響を及ぼすかを検討するため、例としてSEMおよびSTEMに薄膜レンズを適用し、その効果を調べる。

第7章では、本論文を総括し、今後の課題を述べる。

なお、参考文献は各章ごとに1)、2)、...の通し番号を付して示し、各章末に列挙する。

第1章の参考文献

- 1) Knoll, M. : Z. Techn. Phys., 11, 467 (1935)
- 2) von Ardenne, M. : Z. Techn. Phys., 19, 407 (1938)
- 3) Crewe, A. V., Wall, J. and Welter, L. M. : J. Appl. Phys., 39, 5861 (1968)
- 4) Crewe, A. V. and Wall, J. : Optik, 30, 461 (1970)
- 5) Castaing, R. and Guinier, A. : Proc. 1st Int. Conf. Electron Microscopy, Delft, 1949, P. 60
- 6) Hillier, J and Barker, R. F. : J. Appl. Phys., 15, 663

(1944)

- 7) Munro, E. : in Septier, A. (Ed.), *Advances in Electronics and Electron Physics*, Suppl. 13 B, Academic Press, New York, London, Toronto, Sydney, San Francisco, 1980, p.73
- 8) Everhart, T. E., Smith, K. C. A., Wells, O. C. and Oatley, C. W. : *Proc. 4th Int. Conf. Electron Microscopy*, Berlin, 1958, Vol. 1, p. 269
- 9) Scherzer, O. : *Z. Phys.*, 101, 593 (1936)
- 10) Septier, A. : in Barer, R. and Cosslett, V. E. (Ed.), *Advances in Optical and Electron Microscopy*, 1, Academic Press, London and New York, 1966, p.204
- 11) Hawkes, P. W. : in Septier, A. (Ed.), *Advances in Electronics and Electron Physics*, Suppl. 13 A, Academic Press, New York, London, Toronto, Sydney, San Francisco, 1980, p. 109
- 12) Glaser, W. : *Z. Phys.*, 117, 215 (1941)
- 13) Liebmann, G. : *Proc. Phys. Soc.*, 64B, 972 (1951)
- 14) Kamminga, W., Verster, J. L. and Francken, J. C. : *Optik*, 28, 442 (1968 / 1969)
- 15) Riecke, W. D. : *Optik*, 19, 169 (1962)
- 16) Ruska, E. : *Proc. 5th Int. Cong. Electron Microscopy*, Philadelphia, 1962, Vol. 1, A1
- 17) Hardy, D. F. : in Barer, R. and Cosslett, V. E. (Ed.),

Advances in Optical and Electron Microscopy, 5, Academic Press, London and New York, 1973, p. 201

- 18) Hawkes, P. W. and Valdrè, U. : J. Phys. E, 10, 309 (1977)
- 19) Scherzer, O. : Optik, 2, 114 (1947)
- 20) Maruse, S., Hiratake, S. and Ichihashi, M. : Jpn. J. Appl. Phys., 9, 1549 (1970)

第2章 電子レンズの球面収差とその補正

§ 2-1 電子プローブ装置における球面収差補正の意義

電子プローブ装置の基本的性能の一つである空間分解能が究極的に電子プローブ径によって制限され、できるだけ小さくプローブを得ることが電子プローブ装置においてプローブをつくる電子光学系の使命であることは、すでに第1章で述べた。本節ではプローブ径と球面収差との関係を概説し、電子プローブ装置の性能向上に対する球面収差補正の必要性について論ずる。

プローブ径を決定する要因としては次のものが考えられる。

- (1) 電子の回折
- (2) 電子銃の輝度
- (3) プローブをつくる電子レンズの幾何収差
- (4) 色収差
- (5) 機械的工作精度やレンズ間の軸調整の限界に起因する収差
- (6) 機械的振動、外部じょう乱磁界

これらのうち、(6)の機械的振動および外部じょう乱磁界は、試料上でのプローブの動揺のため実効的にプローブが広がる効果を与える。実際の装置の設計にあたってはこの問題に十分注意を払う必要があるが、一般にその影響は問題のたい程度まで低減することが可能であるので、ここでは考えないことにする。

(1)は電子の波動性による不可避の要因である。回折による

フローグの広がりとは、点電子源に対する Airy 回折パターンの中の最初の零点の直径として定義され、レンズの像側の半開口角、すなわちフローグ収束角が α であり、電子波長が λ のとき、回折によるフローグ直径 d_d は

$$d_d = \frac{1.22 \lambda}{\alpha} \quad (2-1)$$

で与えられる。

次に、(2) はフローグ電子流密度が電子銃の電子光学的輝度によって決まり、フローグ電流の増加によって必然的にフローグ径が増大する現象である。ここでいう電子光学的輝度とは、電子ビームの単位面積内を通り、単位立体角内に放射される電子流である。いま、フローグ内での電子ビームの輝度が電子銃の輝度 B_G に等しいものとし、フローグ電流を I_0 、フローグ直径を d_0 とすれば

$$B_G = \frac{I_0}{\pi (d_0/2)^2 \pi \alpha^2}$$

すなわち

$$d_0 = \frac{2}{\pi} \left(\frac{I_0}{B_G} \right)^{1/2} \frac{1}{\alpha} \quad (2-2)$$

が成り立つ。ここで α は小さいものとして、立体角を $\pi \alpha^2$ とし $T=0$ 。(2-2) 式で与えられる d_0 をフローグのガウス径とよぶ。

(2-1) および (2-2) 式から、回折によるフローグ径とフローグのガウス径とは、ともにフローグ収束角 α に反比例する

ことが分る。したがって、通常はフロー電流と電子銃の輝度および電子波長の値によって d_d か d_o のどちらか一方のみを考慮すればよいことになる。一般的傾向としては d_o が支配的であることが多く、回折の影響が問題となるのは高輝度の電界放出電子銃¹⁾を用いた場合に限られる。

(3) の電子レンズの幾何収差には、球面収差以外にコマ収差、歪像収差などのいわゆる軸外収差がある。軸外収差は、電子フローを軸外に振り出すことによって生ずるので、フローを試料上の広い範囲で走査する電子ビーム描画装置などでは重大な影響をもたらす。しかしながら、軸外収差は、フローの偏向角に応じて焦点を調節する動的補正²⁾によって除くことが可能であり、また高い空間分解能を必要とする場合には一般にフローの走査幅は大きくないことが普通であるので、軸外収差はフロー径に対する究極的な制限とはならない。

電子レンズの幾何収差のなかで本質的に重要なものは球面収差である。球面収差は試料上でのフローの位置に関係なく光軸上の電子線に対しても起こる収差であり、しかも軸外収差のように偏向系の適当な制御によって補正することができない。球面収差は図 2-1 に示すように近軸電子線とレンズの外縁部を通る電子線に対するレンズの像面位置が異なる現象であり、近軸電子線に対する像面(ガウス像面)における球面収差によるぼけの半径 δr は、フロー収束角 α の奇数次のべき級数の形に書かれる。

$$\delta r = C_{s3} \alpha^3 + C_{s5} \alpha^5 + \dots \quad (2-3)$$

ここで C_{s3} 、 C_{s5} はそれぞれ 3 次と 5 次の球面収差係数とよばれる。一般に、球面収差を抑えるため非常に小さな絞りでプロローグ収束角を制限するので、3 次の項だけを考えることが多い。球面収差に起因するプロローグの広がり ds は、ビームの最小断面（最小錯乱円）の直径 ds で表わされ、(2-3) 式で 3 次の球面収差だけと考慮した場合には、

$$ds = \frac{1}{2} C_{s3} \alpha^3 \quad (2-4)$$

となる。

(4) の色収差は、加速電圧やレニズ電流の変動、および電子が陰極から放出されるときの初速度分布によるエネルギーの広がりのために、実効的にレニズの焦点距離が変動する現象であ

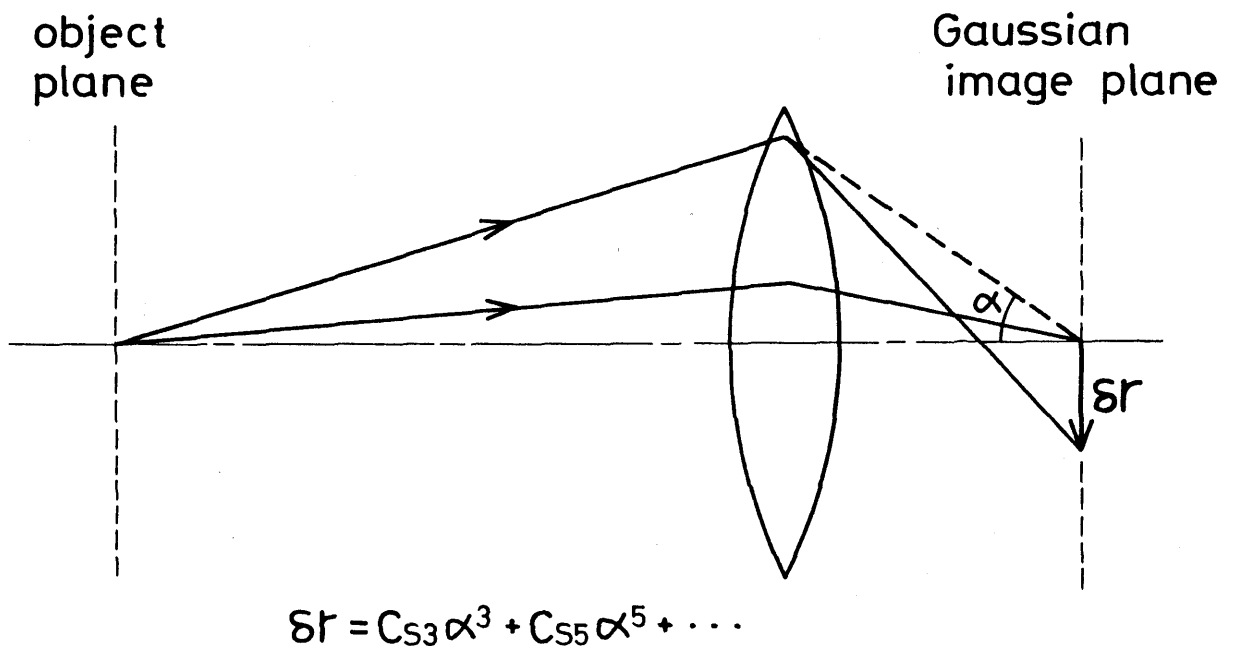


図 2-1 電子レニズの球面収差

る。いま、電子のエネルギー-広がり、電圧換算値と加速電圧の変動に含めて考えたときの加速電圧の変動率を $\Delta V_a / V_a$ 、レンズ電流の変動率を $\Delta I_l / I_l$ 、実効的焦点距離の変動を Δf_c とすれば、色収差に起因するフロー-ブの広がり、直径 d_c は

$$d_c = 2 \Delta f_c \alpha = 2 C_c \left(\frac{\Delta V_a}{V_a} - 2 \frac{\Delta I_l}{I_l} \right) \quad (2-5)$$

と書ける。³⁾ ここで C_c は色収差係数である。

(5) の工作精度や軸調整の限界などの機械的欠陥によって生ずる収差のうち、最も頻繁に現われるのは2回対称軸上非点収差である。しかし、この収差は2組の4極レンズから成る非点補正器の注意深い調整により十分の精度で補正が可能であるので、ここでは考慮しない。また、それ以外の機械的欠陥による収差は、通常用いるようなフロー-ブ収束角においては無視できるほど小さい。球面収差補正を行ったときには、このような収差が問題となることがあるが、それについては第5章で論ずることとし、ここでは取り扱わない。

さて、以上のさまざまな要因を同時に考慮してフロー-ブ径を求める際、通常はこれらの要因が互いに独立事象であるとして、それぞれの要因によるフロー-ブ径の2乗和の平方根をとる。⁴⁾

(2-1)、(2-2)、(2-4)および(2-5)で与えられるフロー-ブ径の寄与を合わせるとフロー-ブ径 d_g はしたがって

$$d_g^2 = d_a^2 + d_o^2 + d_s^2 + d_c^2 \quad (2-6)$$

によって求められる。

以上述べてきた手法は、おのこのの要因によるフોક-フોક径の基準が統一されておらぬが、このようにして求められF=フોક-フોક径の物理的意味は曖昧であるので、正確な定量的評価のFためには第4章で述べるように電流密度分布についての議論が必要である。しかし(2-6)式は、個々の要因の寄与の大小やフોક-フોક収束角とフોક-フોક径との関係と考察するFためには極めて便利な式である。

Everhart⁵⁾は(2-6)式から、作図によって最小のフોક-フોક径とそれを与える最適Fフોક-フોક収束角を求めする方法を示した。例として、典型的なSEMに対する諸定数を代入して計算した結果を図2-2に示す。横軸にフોક-フોક収束角 α を、縦軸にフોક-フોક径 d_p をとり、

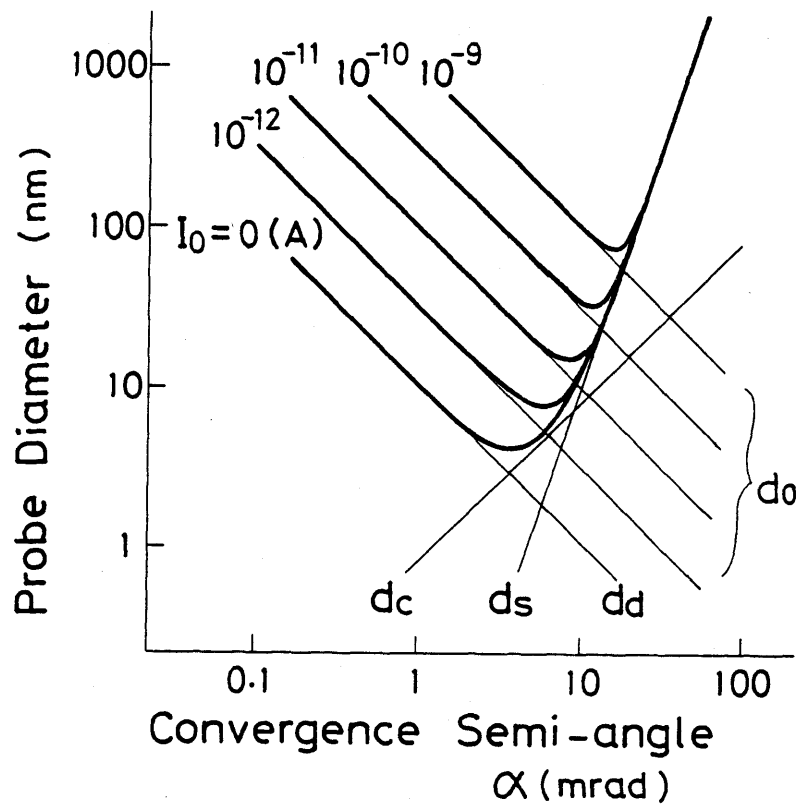


図2-2 フોક-フોક収束角とフોક-フોક径の関係

$$\left(\begin{array}{l} V_a = 20 \text{ kV}, \lambda = 0.0086 \text{ nm}, C_{s3} = 20 \text{ mm}, \\ C_c = 8 \text{ mm}, B_f = 4 \times 10^4 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{strad}, \\ \Delta V_a = 2 \text{ V} \end{array} \right)$$

フોક-フોક電流をパラメータとする曲線群で全フોક-フોક径 d_p を表

わしてある。プロード収束角が小さい時にはプロード径は d_0 あるいは d_d によって決まる。プロード電流が十分小さければ d_d が d_0 より大きくなり、これがプロード径の限界を定める。 d_d の直線に $I_0 = 0$ と記してあるのはこの意味である。

一方、プロード収束角の大きいときにはプロード径は d_s あるいは d_c によって決まる。 d_s と d_c は共にプロード収束角に伴って増大し、これは d_d および d_0 の変化とは逆であるので、ある最適のプロード収束角で最小のプロード径が得られることとなる。最小のプロード径が球面収差と色収差のどちらで決まるかはプロード電流の値に依存する。大きいプロード電流が必要で最適のプロード収束角が大きいときには d_s 、これが小さいときには d_c がそれぞれ支配的である。装置の種類、試料の性質等によって異なるが、実用的なプロード電流は一般に $10^{-11} \sim 10^{-9} \text{ A}$ が標準的であるので、この図の場合には、プロード径は球面収差とプロード電流によって決まる。

球面収差と色収差との大小関係は、この他に、加速電圧や用いる電子銃の影響も受ける。加速電圧が高い場合には (2-5) 式の $\Delta V_a / V_a$ の値が小さくなるので、比較的高い加速電圧で用いる STEM やエネルギー損失分光器においては、色収差の影響は図 2-2 に示した SEM の場合よりさらに小さくなる。また、電界放出電子銃を用いるときには、輝度の増大によってほとんどの場合に $d_0 \ll d_d$ が成り立つとともに、電子の初速度のばらつきが通常の熱陰極電子銃より小さくなり、色収差も無視でき

る。したがって、電界放出電子銃を用いるときには、球面収差と回折が最小のプロード径を決める。

このように場合によってプロード径に寄与する要因は異なるが、球面収差はすべての場合にプロード径に対する制限となる。したがって、より小さいプロード径を実現し、電子プロード装置の基本的性能を改善するためには、球面収差の小さいレンズあるいは通常のレンズの球面収差を補正するためのレンズを作ることが必要不可欠である。しかるに Scherzer⁶⁾ は、通常の電子レンズ、すなわち

- (1) 電子の行路上に空間電荷あるいは電流が存在せず、
- (2) 軸上電位 $\psi(z)$ 、軸上電界 $E(z)$ および $E(z)/\psi(z)$ が連続で、
- (3) 時間的に不変で、
- (4) 回転対称な電磁界を持つ、

という条件を満たす電子レンズの球面収差は常に正の符号を持つ、すなわち凸レンズに対する球面収差であることと証明し、球面収差が不可避であることと指摘している。その後この条件の範囲内で、できるだけ小さい球面収差係数を持つレンズを得ようとする研究が盛んに行われてきたが、この観点からの球面収差の改善には限界があり、将来的にも球面収差の格段の減少は望めない。

以上の事実から考えて、Scherzer の条件からはずれた特殊な電子レンズを考案し、それ自体をプロードフォーミングレンズとするかあるいは通常の電子レンズの球面収差を補正する以

外には、フログ径の減少は実現できない。すなわち球面収差補正以外の方法では、電子フログ装置の本質的な改良は期待できないと考えられる。

§2-2 球面収差補正法

球面収差補正のためには、前節で述べた球面収差が正の符号を持つ条件のうち、少なくとも一つを破る必要がある。これまでに多くの研究者がこの問題に取り組んでいるが、^{7,8)} ここではそのうちの代表的なものについて比較検討を行い、補正の可能性について議論する。

これまでに提案された種々の補正法を、補正の原理によって分類すれば次のようにまとめることができる。

(1) 適当な分布を持った空間電荷を光軸付近に導入する。この方法は Gabor⁹⁾ によって最初に理論的検討が行われ、補正に必要な電荷分布が与えられた。その後、実験的検討が Haufe¹⁰⁾、Le Poole¹¹⁾ によって行われている。

(2) 光軸近傍に超電導体を導入し、永久電流による磁界を利用する。Marton¹²⁾ は磁界レンズ内の軸上に第2種の超電導体を置き、レンズの外縁部を通る電子線に対して収束力を弱めるように電流を流して補正が行えることを指摘した。Dekkersら¹³⁾ は超電導体のゾーンプレートを試作し、簡単な実験を行っている。

以上の二つの方法は、球面収差が正である条件の(1)を破る

ものである。同条件の(2)を破る方法としては、次の三つが挙げられる。

(3) 軸上電極を持つ同軸レンズを用いて、軸上電界の不連続を生じさせる。軸上の電位零の細長い電極と適当な電位を与えた円筒状の電極とを対にした同軸レンズを、3個直列に並べたレンズ系による補正が、Gabor¹⁴⁾によって提案されている。

(4) 電子ビームを反射、結像させる電子ミラーを通常の磁界レンズと組み合わせる。軸上電界と軸上電位との比 $\psi'(z)/\psi(z)$ の特異点の存在のために電子ミラーは負の球面収差を生じ、これを磁界レンズ中に重ねて置いたときに球面収差が補正できることをRamberg¹⁵⁾が指摘している。その後Kasper¹⁶⁾は、静電ミラーと磁界レンズの系に入射する電子とこれから射出する電子とを振り分けることにより、全入射電子流が有効に利用できることを示している。

(5) 軸上電界の不連続を生じさせるために、光軸に垂直な導電性薄膜を持つ薄膜レンズまたは導電性の格子を持つガーゼレンズを用いる。ガーゼレンズは薄膜レンズの薄膜による電子の散乱を軽減する目的で考案されたものであるが、格子の穴の部分で電界の乱れが生じ、¹⁷⁾ そのための収差が球面収差補正と無意味にあることが明らかにされているので、ここでは薄膜レンズのみを取り上げる。Scherzer¹⁸⁾が最初に提案した薄膜レンズは、通常の静電アインツェルレンズの中央電極に薄膜を張った形のものであった。その後、Gianola¹⁹⁾は平行な2枚の薄膜

のみを使ったレンズを理論的に取り扱い、また Wittels²⁰⁾ はアイニツェルレンズの両端の電極に2枚の薄膜を張ったレンズの特性を実験的に調べている。さらに Maruse²¹⁾ は、円孔を持つ平板電極に接近して薄膜を置いたときの、円孔付近に生ずる発散電界を利用して薄膜レンズを開発し、実際に球面収差の減少を実験的に示している。

(6) パルス化した電子ビームを高周波レンズで収束させる。すなわち高周波パルス化した電子ビームにおいて、大きな角度の電子ほど走行距離が長くレンズへの到着時刻が遅れることを利用して、電子ビームのパルスの周期に同調してレンズの強さを変化させる。この方法の原理と特性の理論的検討は、Komptner²²⁾、Zworykin²³⁾、Schenzer¹⁸⁾ によって行われたが、数GHz以上の高周波電界を必要とするという技術的困難のため、実験的検討は理論の発表以来しばらくの間行われなかった。近年になって、電子回路技術の進歩によりこのような高周波電界が比較的容易に発生、制御できるようになったため、再びこの方法に関する報告が散見されるようになってきている。Vaidya²⁴⁾ は、2個のマイクロ波共振空洞を電子ビームのパルス化と電子レンズの両方に用いることを提案し、実際に球面収差係数の測定も行っている。

(7) 非回転対称な電磁界を持つレンズの組み合わせにより球面収差を補正し、しかも最終的に円形の断面を持つ電子ビームをつくる。この方法に対しては多くの計算および実験が報告さ

れているが、そのほとんどは Scherzer¹⁸⁾ が提案した4極と8極のレンズの組み合わせレンズに関するものである。この型のレンズの研究は、現在もミカゴ大学²⁵⁾ とゲルムニウタット工科大学²⁶⁾ において、それぞれ独自の設計により進められている。他の型の非回転対称レンズとしては、比較的最近に於いて提案された6極レンズ²⁷⁾、交差レンズ²⁸⁾の研究が続けられている。

以上述べた補正法の他に、電子顕微鏡像に対する補正としてホログラフィーを用いた波面再生の手法²⁹⁾があるが、この方法は電子ビームに対する直接的な補正ではなく、CTEMによる像観察に対する補正法としては有力ではあるが、電子プロダ装置には応用できない。

このように、通常の電子レンズにおける球面収差の不可避性の証明以来50年近くの間、球面収差補正は電子光学の分野において常に中心的な課題の一つとして研究され続けてきた。それにもかかわらず、これまでに提案されたどの補正法もそれぞれ固有の欠点を持ち、実用化に至ったものは皆無である。以下に上述の補正法のおのおのについて問題点を指摘し、その将来における実現の可能性を検討する。

(1)の空間電荷を利用する方法についての研究は比較的数が少なく、この方法を排除する決定的な反証は提出されていない。しかし、理論的に与えられた空間電荷分布を安定に保持することは難しく、また入射電子と空間電荷との相互作用によって

ロープが広がることも分っており、実用化は困難であると考えられる。

(2)の超電導による補正も非常に困難である。すなわち、単純な形の超電導体(たとえば軸上の細い線)で補正できる電子ビームの角度範囲は狭く、この範囲を広げようとするれば、複雑な構造の超電導体(たとえばゾープレート)が必要となり、工作精度の要求が実現可能な限界を越える。

(3)の同軸レンズは近軸電子線が利用できるという決定的な欠点と有し、さらに電極の工作精度に対する要求も厳しい。前述の3個の同軸レンズによる補正以外に、工作精度の点で有利な2個の同軸レンズを使った補正³⁰⁾も検討されているが、この場合には補正可能な電子ビームの角度範囲が非常に狭くなることが分っている。このように同軸レンズによる補正は実現の見込みがないと考えられ、これに関する実験も全く行われていない。

(4)の電子ミラーでは、電子速度が零となる点近傍での乱れ磁界の影響や電子間のクーロニ相互作用が重大な障害となることが考えられ、同軸レンズと同様に実験的検討は行われていない。

(5)の薄膜レンズは、他の補正法にみられる技術的な困難や制約が少なく、実用化の可能性が高い補正法である。しかし、ScherzerおよびGianolaの提案した薄膜レンズは補正のために非常に高い電圧を電極間に加えねばならず、静電力による薄

膜の破損が避けられないため実現は難しい。これらに比べれば Wittels の薄膜レンズは比較的強い補正力を持つが、強励磁の磁界レンズのようでは焦点距離の短いレンズの補正にはまだ不十分である。またこのような2枚の薄膜を用いる薄膜レンズは、薄膜で散乱される電子が増加するという欠点を持つ。これに対し Maruse らの薄膜レンズは補正力が非常に強い。一般に補正力の強さの目安として、3次の球面収差係数を焦点距離の4乗で除した値が用いられ、³¹⁾ この値が負で絶対値が大きいほど補正力の強いレンズであるといえるが、この値で比較すると Maruse らの薄膜レンズは Wittels のそれと比べて $1/200 \sim 1/300$ の印加電圧で同程度の補正効果を得られることが分っている。

(6) の高周波レンズに関する実験的検討はまだ始められただけであり、研究成果も少ないのでその評価は難しい。用いるマイクロ波共振空洞の改善等の技術的進歩により将来実用化される可能性はあるが、高周波レンズでは2次の収差の影響が無視できず、³²⁾ さらに電子をパルス化する際の電子の損失の問題もあって、現在のところ実用化の見通しは立っていない。

(7) の非回転対称レンズのうち主に研究されてきた4極-8極組み合わせレンズは、通常多くのレンズ要素を含み、それらの間の軸合わせの精度やレンズ電流の安定度に対する要求は非常に厳しい。非回転対称レンズが、常に球面収差補正法の主流として研究が続けられてきたにもかかわらず、現在に至るまで通常の電子レンズの性能をほるのに下回っている最大の理由は、

その余りにも複雑な構成のために軸合わせ等の精度の要求が限界を越え、それによって非回転対称なレンズ系に特有の二次の収差が大きくなることである。特に磁路のヒステリシスによる軸のずれ³³⁾に対しては解決法がなく、この形のレンズの実用化は疑問視されるようになってきている。レンズの枚数を減らして軸合わせの精度の要求を軽減することと目的とした6極レンズはかたりの注目を集め、理論計算が盛んに行われている^{34,35)}が、実験的検討は今のところ行われていない。現時点では6極レンズの実用性を否定するに足る根拠はないが、6極レンズを用いた補正系の設計の一例²⁷⁾を見る限りでは、軸合わせの許容誤差は依然としてかなり厳しく、実用化は難しいと考えられる。

以上述べてきたように、種々の球面収差補正法のほかで、薄膜レンズについては決定的な否定事項がなく、また技術的困難も少ない。特に本研究で取り上げられたMaruseらによって改良された形の薄膜レンズは、強い補正力を持ち、さらに次節において詳述するように他の補正法に見られない多くの長点を有しており、極めて実用性の高い補正法であると考えられる。次節では、その構造、長点および問題点を論ずる。

§2-3 薄膜レンズの構造および動作

本研究において用いる薄膜レンズの基本的構成を図2-3に示す。薄膜レンズは、導電性薄膜と円孔を持つ金属平板とを2

枚の電極とする
 静電レンズであ
 る。導電性薄膜
 と円孔平板電極
 とを一定の間隔
 で平行に保つた
 め、その間に絶
 縁膜をはさんだ
 カンダイツチ構
 造とする。この

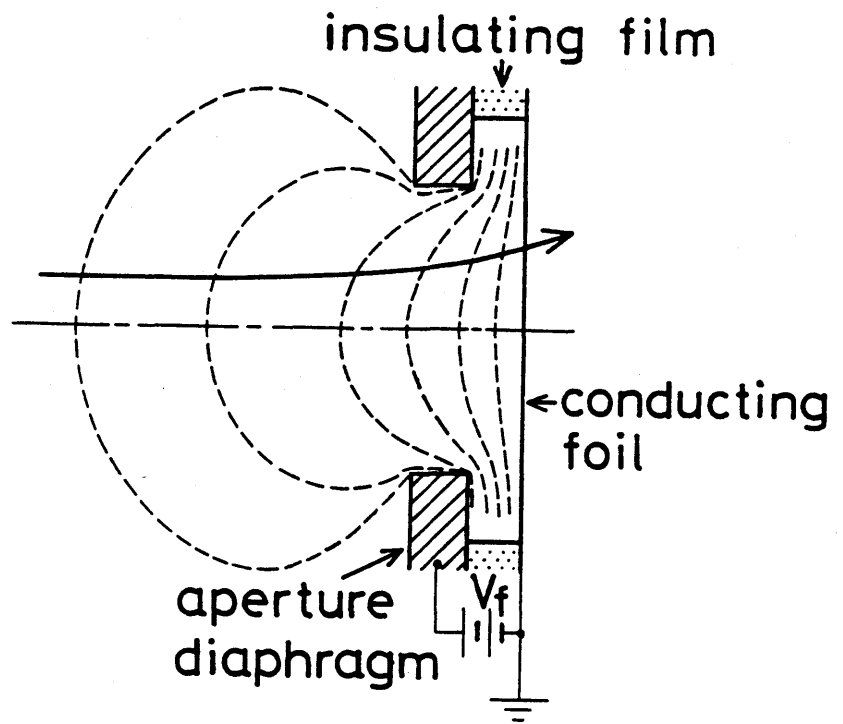


図 2-3 薄膜レンズの構成と電位分布
 点線は等電位面を表わす。

二枚の電極間に、
 円孔平板電極が
 導電性薄膜に対

して正の電位になるように電圧を印加すると、円孔からの漏れ電界により図の点線で示すような電位分布が形成される。図の左側から入射する電子が発散することは、等電位面の形状から定性的に理解することが出来る。光学レンズからの類推により、このような凹レンズとして動作する電子レンズは負の球面収差を持つことが期待されるが、このことは Ichihashi ら³⁶⁾により実験的に確かめられた。さらに Ichihashi ら³¹⁾ は励磁の弱い磁界レンズの球面収差を薄膜レンズを用いて補正したときの特性を、薄肉レンズ近似を使って解析し、実験結果を説明している。Hibino ら³⁷⁾ は、より厳密な理論的検討を行うために、

3次と5次の球面収差係数を数値的に計算するための式を導出し、この式を用いて求めた球面収差が実験結果とよく一致することを示した。さらに Hibino ら³⁸⁾ は、電子顕微鏡の対物レンズとして用いられるような、球面収差係数が小さくなるように強く励磁した磁界レンズの球面収差を補正する実験を行い、100 mrad 程度までの大きな開口角にわたって補正が可能であることを見出した。

Kuzuya ら³⁹⁾ は、薄膜レンズを CTEM に適用することを目的として CTEM 対物レンズに対する補正特性を計算し、CTEM 用薄膜レンズを用いて CTEM の分解能を向上させる可能性を示した。また、Hibino ら⁴⁰⁾ は、薄膜レンズを実際に CTEM に組み込んで動作させたときの球面収差を、結晶試料の明視野および暗視野像から測定し、CTEM において球面収差補正が可能であることを実験的に示した。

以上述べてきたように、本研究以前に行われた一連の研究により、薄膜レンズが凹レンズとして動作し、その負の球面収差によって通常の電子レンズの正の球面収差を補正できることが明らかにされていた。このような薄膜レンズの構造や動作を他の補正法と比較した場合、薄膜レンズの特長として次のような事項が挙げられる。

(1) 構造の簡単さ。前節で論じた種々の補正用デバイスでは、そのほとんど全てが非常に複雑な構造を有し、その構造の複雑さのためには実用化が困難なものも多数あったことを考えれば、極

めて簡単な構造を持つ薄膜レンズが他の補正法に比べて有利であることは明らかである。

(2) 実際の装置への装着および調整の容易さ。薄膜レンズは他の大がかりな装置による補正と違って、通常の電子フロー装置の電子光学系をほとんど変更することなく組み込むことができるので、応用範囲が広く、経費の点でも有利である。また、回転対称な形状と構造の簡単さのために軸合わせも比較的容易である。

(3) 補正できる開口角の広さ。同軸レンズや超電導体による補正の場合のように、特定の狭い範囲のビームだけを補正するのではなく、近軸電子線から大きな開口角のビーム全体にわたっての補正が可能である。

(4) 理論的検討の容易さ。構造の簡単さと回転対称性により、理論的取り扱いが比較的容易であり、最適な補正特性を持つ薄膜レンズの設計を行うことがそれほど困難でない。

このように、薄膜レンズは他の補正法にたいしての特長を多く有し、実用性も高い。しかしながら、前章で述べたようにその実用化のためには、より詳細な補正特性の検討により薄膜レンズ形状の最適化を行うこと、フロー径への寄与を直接的に調べること、薄膜による電子の散乱の影響を検討することが重要である。次章以下に、これらを検討、解決するために行った数値計算と実験について順に述べる。

第2章の参考文献

- 1) Crewe, A. V., Eggenberger, D. N., Wall, J. and Welter, L. M.:
Rev. Sci. Instrum., 39, 576 (1968)
- 2) Crewe, A. V. and Parker, N. W.: Optik, 46, 183 (1976)
- 3) Haine, M. E. and Cosslett, V. E.: The Electron Microscope,
E. & F. N. Spon Ltd., London, 1961, Chap. 1, p. 1
- 4) Oatley, C. W., Nixon, W. C. and Pease, R. F. W.: in
Marton, L. (Ed.), Advances in Electronics and Electron Physics,
Academic Press, New York and London, 1965, p. 181
- 5) Everhart, T. E.: Ph. D. Thesis, Cambridge University
(1958)
- 6) Scherzer, O.: Z. Physik, 101, 593 (1936)
- 7) Septier, A.: in Barer, R. and Cosslett, V. E. (Ed.),
Advances in Optical and Electron Microscopy, 1, Academic
Press, London and New York, 1966, p. 204
- 8) Hawkes, P. W.: in Septier, A. (Ed.), Advances in
Electronics and Electron Physics, Suppl. 13A, Academic Press,
New York, London, Toronto, Sydney, San Francisco, 1980,
p. 109
- 9) Gabor, D.: Proc. Roy. Soc. Lond., 183A, 436 (1945)
- 10) Haufe, G.: Optik, 15, 521 (1958)
- 11) Le Poole, J. B.: Proc. 5th Eur. Cong. Electron Microscopy,
Manchester, 1972, p. 130

- 12) Marton, L. : Rev. Sci. Instr., 38, 130 (1967)
- 13) Dekkers, N. H. and Le Poole, J. B. : Proc. 4th Eur. Reg. Conf. Electron Microscopy, Rome, 1968, p. 167
- 14) Gabor, D. : Nature, 158, 198 (1946)
- 15) Ramberg, E. G. : J. Appl. Phys., 20, 183 (1949)
- 16) Kasper, E. : Optik, 28, 55 (1968)
- 17) Verster, J. L. : Philips Res. Rept., 18, 465 (1963)
- 18) Scherzer, O. : Optik, 2, 114 (1947)
- 19) Gianola, V. F. : Proc. Phys. Soc., 63B, 1037 (1950)
- 20) Wittels, N. D. : J. Vac. Sci. Technol., 12, 1165 (1975)
- 21) Maruse, S., Hiratake, S. and Ichihashi, M. : Jpn. J. Appl. Phys., 9, 1549 (1970)
- 22) Kompfner, R. : Phil. Mag., 32, 410 (1941)
- 23) Zworykin, V. K., Morton, G. A., Ramberg, E. G., Hillier, J. and Vance, A. W. : Electron Optics and the Electron Microscope, Wiley, New York, 1945, Chap. 17, p. 603
- 24) Vaidya, N. C. and Hawkes, P. W. : Proc. 7th Int. Cong. Electron Microscopy, Grenoble, 1970, Vol. 2, p. 19
- 25) Thomson, M. G. R. : Optik, 34, 528 (1972)
- 26) Rose, H. : Optik, 34, 285 (1971)
- 27) Beck, V. D. : Optik, 53, 241 (1979)
- 28) Baranova, L. A., Petrov, I. A. and Yavor, S. Ya. : Proc. 9th Int. Cong. Electron Microscopy, Toronto, 1978, Vol. 1, p. 28

- 29) Tonomura, A., Matsuda, T. and Endo, J. : Jpn. Appl. Phys., 18, 9 (1979)
- 30) Dungey, J. W. and Hull, C. R. : Proc. Phys. Soc., 59B, 828 (1947)
- 31) Ichihashi, M. and Maruse, S. : J. Electron Microscopy, 22, 321 (1973)
- 32) Matsuda, J. and Ura, K. : Optik, 40, 284 (1974)
- 33) Beck, V. D. : Proc. 35th Ann. Meeting EMSA, Boston, 1977, p.90
- 34) Rose, H. : Nucl. Instr. Methods, 187, 187 (1981)
- 35) Crewe, A. V. : Optik, 60, 271 (1982)
- 36) Ichihashi, M. and Maruse, S. : J. Electron Microscopy, 20, 167 (1971)
- 37) Hibino, M. and Maruse, S. : J. Electron Microscopy, 25, 229 (1976)
- 38) Hibino, M., Sugiyama, S., Hanai, T. and Maruse, S. : J. Electron Microscopy, 27, 259 (1978)
- 39) Kuzuya, M., Hanai, T., Hibino, M. and Maruse, S. : J. Electron Microscopy, 31, 18 (1981)
- 40) Hibino, M., Kuzuya, M. and Maruse, S. : Jpn. J. Appl. Phys., 20, 781 (1981)

第3章 薄膜レンズの球面収差補正特性の計算

§3-1 序言

フローゴフォーミングレンズの球面収差補正用薄膜レンズの設計、および補正実験の結果の定量的評価のためには、薄膜レンズとフローゴフォーミングレンズの組み合わせレンズの球面収差係数を計算により求めることが不可欠である。

本章ではまず、そのために必要な球面収差係数の式を、電算機を用いる数値計算に適した形で導く。通常、3次の球面収差だけを議論すれば十分であることが多いが、補正の実際的な効果を論ずる際には、3次の球面収差の次に重要な収差である5次の球面収差が、3次の球面収差を補正したときにどの程度の大きさを与えるかを知ることが必要である。したがって、本研究において3次だけでなく5次の球面収差係数の導出も行う。

次に、導いた式を用いて実際に実験に用いるフローゴフォーミングレンズに対する薄膜レンズの球面収差補正特性を計算し、補正の可能性を検討する。さらに、薄膜レンズの実用化の制限とされる考えられる薄膜に加わる静電カと、3次の球面収差補正時の5次の球面収差係数の大きさに注目して、最適な薄膜レンズ寸法の検討を行う。

§3-2 球面収差係数の導出

薄膜レンズは通常のレンズと同様に回転対称な形状をもつ

で、その電子光学的特性の解析には回転対称レンズに対する理論が適用できる。したがって収差は試料面における電子の軸からの距離とプロード収束角についての奇数次のべき級数の形に書くことができ、通常のレンズではその最低次の3次の収差のみを考える。

ある種の電子プロード装置、たとえば電子ビーム描画装置や低倍率で用いたときのSEMにおいては、電子ビームを軸外に大きく偏向させるので、3次の幾何収差のうち球面収差以外の収差すなわち歪像収差、非点収差、像面弯曲の収差、コマ収差が問題となる。これらのいわゆる軸外収差に対する薄膜レンズの寄与も興味ある問題であるが、軸外収差はプロード偏向系の動的補正¹⁾によって除くことが可能であるのでここでは取り扱わない。

そこで幾何収差としては球面収差のみを考えるわけであるが、3次の球面収差を補正した後に残る収差を評価するために3次と5次の球面収差係数を計算する式の導出を行う。また、色収差に対する薄膜レンズの効果も数値計算によって検討を行ったが、薄膜レンズとプロードフォーミングレンズの組み合わせでレンズにおいて薄膜レンズを動作させても、色収差係数はほとんど変化せず、非常に弱い補正効果しか生じないことが分った。したがって、以下の議論において色収差に対する薄膜レンズの寄与は取り扱わない。

さて3次の球面収差係数を計算するための式は、古くからこ

まごまご形で導出されてきた。²⁻⁴⁾しかし、通常の電子レンズにおいて3次の収差のみの議論で十分であるため、5次の球面収差係数の式に関する報告は少ない。Hibinoら⁵⁾は逐次近似法を用いて3次と5次の球面収差係数の式を導いているが、この式は非常に多くの項を含み、また電位について6次まで、磁束密度について4次までのすべての導関数を使っているので、実際に数値計算を行う際の計算時間および記憶容量の大きさの点で不利である。

Munroら⁶⁾は3次の球面収差係数を与える式と、部分積分によって電位と磁束密度の奇数次の導関数を含まない簡単形式に変形できることを示している。ここでは、部分積分を用いてHibinoらの式を変形し、より数値計算に適した形式の3次と5次の球面収差係数を導く。⁷⁾

円筒座標系 (r, θ, z) における軌道方程式は回転対称系では θ を含まない次の形で表わされる。

$$2\gamma r'' = \left(\frac{\partial \gamma}{\partial r} - r' \frac{\partial \gamma}{\partial z} \right) (1 + r'^2) \quad (3-1)$$

ここで

$$\gamma(r, z) = \varphi(r, z) - \frac{\eta}{2} |A(r, z)|^2 \quad (3-2)$$

であり、 φ は電位、 A はベクトルポテンシアル、 η は電子の電荷対質量の比を表わし、 γ ライムは z に関する微分を表わす。

(3-1) 式を近似的に解いて電子軌道 $r(z)$ を求めるために、(3-2) 式を r のべき級数に展開して (3-1) 式に代入すると、べき級数

とどこまで打ち切るかによって1次、3次、5次の軌道方程式として次式が得られる。

$$r'' + \frac{\Phi'}{2\Phi} r' + \frac{1}{4\Phi} \left(\Phi'' + \frac{\eta B^2}{2} \right) r = 0 \quad (3-3)$$

$$= F_3 \quad (3-4)$$

$$= F_5 \quad (3-5)$$

ここで Φ は軸上電位、 B は軸上磁束密度であり、 F_3 と F_5 はそれぞれ r および r' についての3次の項と5次の項を表わす。電位は電子速度零のとき零となるようにとっている。

1次軌道方程式(3-3)は近軸方程式ともよばれる、その解は近軸軌道とよばれる収差のない軌道である。球面収差は図3-1に示すように物面において軸上から出発した電子線に対する収差であるから、近軸軌道として物面 $z=z_0$ において軸上から出発

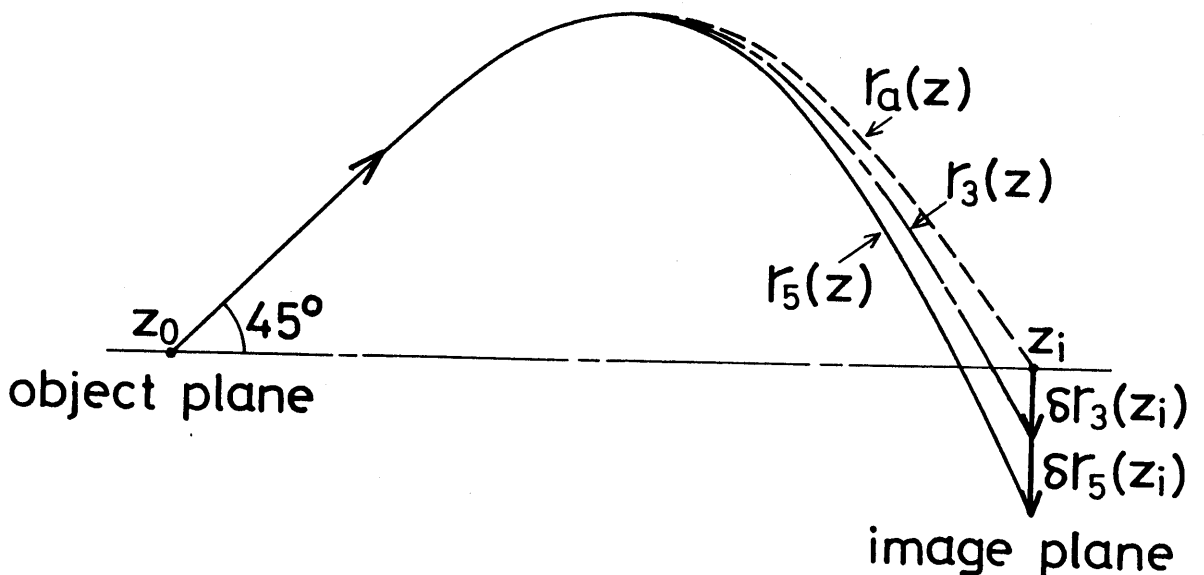


図3-1 近軸軌道 $r_a(z)$ に対する3次と5次の軌道
 $r_3(z)$, $r_5(z)$

する軌道を選ぶ。物面での軌道の値を便宜的に1とする。すなわち境界条件

$$r_a(z_0) = 0, \quad r_a'(z_0) = 1 \quad (3-6)$$

を満たす近軸軌道 $r_a(z)$ を考える。

(3-6) 式の境界条件のもとで (3-3) 式を解いて $r_a(z)$ を求め、これを (3-4) 式の右辺に代入する。この方程式の解 $r_3(z)$ を3次の軌道とよび、3次の球面収差 $\delta r_3(z)$ と

$$\delta r_3(z) = r_3(z) - r_a(z) \quad (3-7)$$

によって定義する。同様にして $r_3(z)$ を (3-5) 式の右辺に代入し、その解 $r_5(z)$ を用いて5次の球面収差 $\delta r_5(z)$ と

$$\delta r_5(z) = r_5(z) - r_3(z) \quad (3-8)$$

のように定義する。さらに、3次および5次の球面収差係数 C_{s3} と C_{s5} は、 Γ の傾角を α として次式によって定義する。

$$\delta r_3(z_i) = -C_{s3} \alpha^3 \quad (3-9)$$

$$\delta r_5(z_i) = -C_{s5} \alpha^5 \quad (3-10)$$

ここで $z = z_i$ はガウス像面すなわち近軸軌道に対する像面である。

以上の手順により Hibino ら⁵⁾ が得た結果を次に示す。

$$C_{s3} = \frac{1}{\{r_a'(z_i)\}^4} \int_{z_0}^{z_i} \left(\frac{\Phi}{\Phi_i}\right)^{1/2} F_{33} r_a dz \quad (3-11)$$

$$C_{s5} = C_{s3} + \frac{1}{\{r_a'(z_i)\}^6} \int_{z_0}^{z_i} \left(\frac{\Phi}{\Phi_i}\right)^{1/2} (F_{35} + F_{55}) r_a dz \quad (3-12)$$

ここで Φ はガウス像面における軸上電位であり、 F_{33} は F_3 の r に近軸軌道 r_a を、 F_{35} は F_3 の r に 3 次の軌道 r_3 を、 F_{55} は F_5 の r に r_a を代入して得られる関数である。これらを書き下す。次のようにする。

$$F_{33} = -S_7 r_a^3 - S_3 r_a^2 r_a' + S_2 r_a r_a'^2 + S_1 r_a'^3 \quad (3-13)$$

$$F_{35} = -3S_7 r_a^2 \delta r_3 - S_3 (r_a^2 \delta r_3)' + S_2 (2r_a \delta r_3' - r_a' \delta r_3) r_a' + 3S_1 r_a'^2 \delta r_3' \quad (3-14)$$

$$F_{55} = (-3S_2 S_4 + S_2^3 + S_6) r_a^5 - (S_1 S_4 + S_2 S_3 - S_5) r_a^4 r_a' - S_7 r_a^3 r_a'^2 - S_3 r_a^2 r_a'^3 \quad (3-15)$$

$T = T''$

$$S_1 = \frac{\Phi'}{2\Phi}, \quad S_2 = \frac{1}{4\Phi} \left(\Phi'' + \frac{\eta B^2}{2} \right),$$

$$S_3 = \frac{1}{8\Phi} \left(\Phi^{(3)} + \eta B B' \right) - S_1 S_2,$$

$$S_4 = \frac{1}{64\Phi} \left(\Phi^{(4)} + 2\eta B B'' \right),$$

$$S_5 = \frac{1}{128\Phi} \left\{ \Phi^{(5)} + 2\eta (B B''')' \right\},$$

$$S_6 = \frac{1}{768\Phi} \left(\Phi^{(6)} + \frac{9\eta}{2} B''^2 + 3\eta B B^{(4)} \right),$$

$$S_7 = 2S_4 - S_2^2 \quad (3-16)$$

である。また $T = \delta r_3(z)$ は (3-7) 式および

$$r_3'' + \frac{\Phi'}{2\Phi} r_3' + \frac{1}{4\Phi} \left(\Phi'' + \frac{\eta B^2}{2} \right) r_3 = F_{33} \quad (3-17)$$

より、定数変化法を用いて

$$\delta r_3(z) = r_a(z) \int_{z_0}^z \left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right)^{1/2} F_{33} r_b dz - r_b(z) \int_{z_0}^z \left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right)^{1/2} F_{33} r_a dz \quad (3-18)$$

と積分の形に書くことが出来る。ただし、 Φ_0 は物面での軸上電位であり、 $r_b(z)$ は近軸方程式の解で境界条件

$$r_b(z_0) = 1, \quad r_b'(z_0) = 0 \quad (3-19)$$

を満つ軌道である。

さて、(3-11)および(3-12)式をより簡単な形にするためこれらと部分積分する。まず(3-11)式は

$$C_{S3} = \frac{1}{\{r_a'(z_i)\}^4 \sqrt{\Phi_i}} \left[-\frac{1}{2} \sqrt{\Phi} (S_2 r_a^3 r_a' + r_a r_a'^3) \right]_{z_0}^{z_i} + \frac{1}{\{r_a'(z_i)\}^4} \int_{z_0}^{z_i} \left(\frac{\Phi}{\Phi_i}\right)^{1/2} G_{33} dz \quad (3-20)$$

となる。ここで

$$G_{33} = R_2 r_a^4 + R_1 r_a^2 r_a'^2 + \frac{1}{2} r_a'^4 \quad (3-21)$$

$T=T''$ とし

$$R_1 = \frac{1}{4\Phi} \left(\Phi'' + \frac{\eta B^2}{2} \right), \\ R_2 = \frac{R_1^2}{2} - \frac{1}{32\Phi} \left(\Phi^{(4)} + 2\eta B B'' \right) \quad (3-22)$$

である。計算の過程で生ずる r_a'' の項は(3-3)式を用いて消去している。また、かうす像面は、物面において軸上から出発した電子の近軸軌道が再び軸と交わる面であり、

$$r_a(z_i) = 0 \quad (3-23)$$

である。したがって (3-6) 式と (3-23) 式から (3-20) 式の第 1 項は零となり、結局

$$C_{S3} = \frac{1}{\{r'_a(z_i)\}^4} \int_{z_0}^{z_i} \left(\frac{\Phi}{\Phi_i}\right)^{1/2} G_{33} dz \quad (3-24)$$

が得られる。

次に (3-12) 式を部分積分すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} C_{S5} = C_{S3} &+ \frac{1}{\{r'_a(z_i)\}^6 \sqrt{\Phi_i}} \left[\sqrt{\Phi} \left\{ -\frac{1}{2} S_2 (r_a \delta r_3)' r_a \right. \right. \\ &- \frac{3}{2} r_a'^2 r_a \delta r_3' + \frac{1}{8} (4S_4 - S_2^2) r_a^5 r_a' \\ &\left. \left. + \frac{1}{4} S_2 r_a^3 r_a'^3 + \frac{3}{8} r_a r_a'^5 \right\} \right]_{z_0}^{z_i} \\ &+ \frac{1}{\{r'_a(z_i)\}^6} \int_{z_0}^{z_i} \left(\frac{\Phi}{\Phi_i}\right)^{1/2} (G_{35} + G_{55}) dz \quad (3-25) \end{aligned}$$

== 2 ==

$$\begin{aligned} G_{35} = 3R_2 r_a^3 \delta r_3 + \frac{3R_1}{2} r_a r_a' (r_a \delta r_3)' \\ + \frac{3}{2} r_a'^3 \delta r_3' \quad (3-26) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G_{55} = \left(R_3 + \frac{3R_1 R_2}{4}\right) r_a^6 + \frac{3R_2}{4} r_a^4 r_a'^2 \\ - \frac{3R_1}{8} r_a^2 r_a'^4 - \frac{3}{8} r_a'^6 \quad (3-27) \end{aligned}$$

T = T' L

$$R_3 = \frac{1}{768 \Phi} \left(\Phi^{(6)} + \frac{9\eta B''^2}{2} + 3\eta B B^{(4)} \right) \quad (3-28)$$

である。計算の過程で生ずる r'' の項は (3-17) 式を用いて消去している。(3-6) 式と (3-23) 式の境界条件を用いれば、(3-25) 式は

$$C_{55} = C_{53} + \frac{1}{\{r_a'(z_i)\}_b} \int_{z_0}^{z_i} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right)^{1/2} (G_{35} + G_{55}) dz \quad (3-29)$$

となる。さらに、 $\delta r_3(z)$ を求めるための (3-18) 式も部分積分で

$$\begin{aligned} \delta r_3(z) = & r_a(z) \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right)^{1/2} (S_2 r_a^2 r_a' r_b + r_a'^3 r_b) \right]_{z_0}^z \\ & - r_b(z) \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right)^{1/2} (S_2 r_a^3 r_a' + r_a'^3 r_a) \right]_{z_0}^z \\ & + r_a(z) \int_{z_0}^z \left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right)^{1/2} G_{33} dz - r_b(z) \int_{z_0}^z \left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right)^{1/2} \bar{G}_{33} dz \quad (3-30) \end{aligned}$$

と書き直すことが出来る。ここで

$$\bar{G}_{33} = R_2 r_a^3 r_b + R_1 r_a r_a' (r_a r_b)' + \frac{1}{2} r_a'^3 r_b' \quad (3-31)$$

である。(3-6) 式と (3-19) 式の境界条件を (3-30) 式に代入し整理すれば、

$$\begin{aligned} \delta r_3(z) = & -\frac{1}{2} r_a(z) + r_a(z) \int_{z_0}^z \left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right)^{1/2} G_{33} dz \\ & - r_b(z) \int_{z_0}^z \left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right)^{1/2} \bar{G}_{33} dz \quad (3-32) \end{aligned}$$

が得られる。

ここで導いた球面収差係数の式 (3-24) および (3-29) 式は Φ と B の奇数次の導関数を含まない。また、含まれる関数の形は (3-13) ~ (3-16) 式と比べて簡単であり、しかも同じ関数を繰り返し使う形の式であるので、電算機を用いる計算に適している。

次節において、この式に薄膜レンズの軸上電位分布とプロ-
ブフォーミングレンズの軸上磁束密度分布を代入することによ
り、薄膜レンズとプロ-ブフォーミングレンズとの組み合わせ
レンズの球面収差の特性を計算し、薄膜レンズの寸法が補正特
性に与える影響を議論する。

§3-3 薄膜レンズとプロ-ブフォーミングレンズの 組み合わせレンズの特性

本研究において球面収差補正実験に用いるプロ-ブフォーミ
ング用磁界レンズのポールピースと薄膜レンズの構造および配
置を、断面図によって図3-2に示す。磁界レンズのポールピ
ースは、強励磁プロ-ブフォーミングレンズ用に設計されたもの
で、穴直径は上ネが $D_1 = 10 \text{ mm}$ 、下ネが $D_2 = 2 \text{ mm}$ であり、
磁極間隔 $S = 11 \text{ mm}$ である。薄膜レンズは、径 $2R$ の円孔をも
つ厚さ t の平板電極と導電性薄膜との間に、厚さ d の絶縁膜を
はこんだ構造をとっている。実際にレンズ作用があるのは、平
板電極の円孔のわずかに上ネから導電性薄膜にかけての狭い範囲
であり、その上ネを覆う、平板電極と同電位の金属円筒は、平
板電極の円孔近傍での電界の乱れを防ぐためのものである。薄
膜レンズとプロ-ブフォーミングレンズの磁極間の中心との距
離を L で表わす。

さて、前節で述べたように、プロ-ブフォーミングレンズと
薄膜レンズとの組み合わせレンズ（以後、単に組み合わせレン

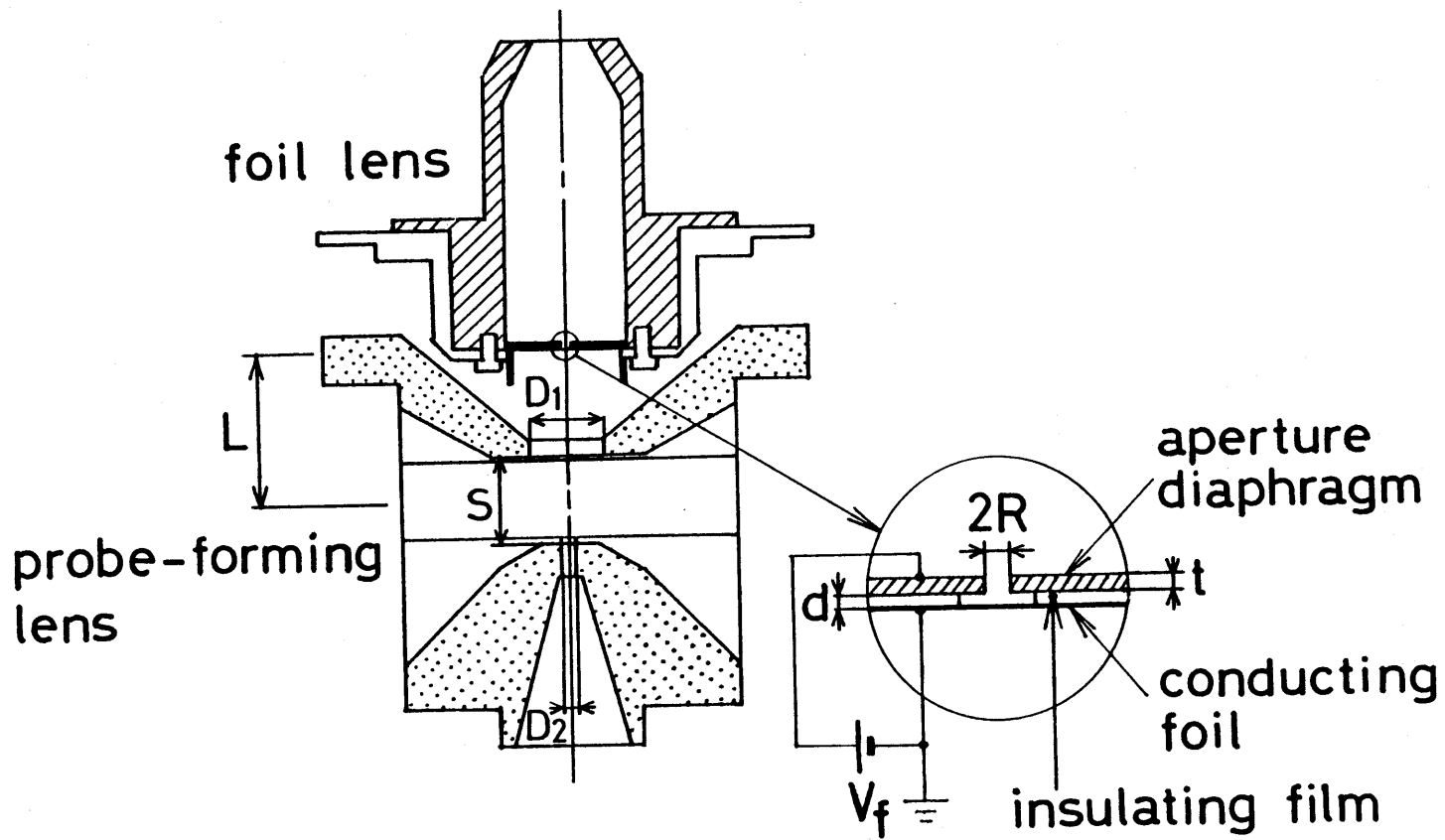


図3-2 薄膜レンズとプローブフォーミングレンズの構造と配置

ズとよぶ)の球面収差係数を求めるためには、プロ-グフォーミングレンズの軸上磁束密度分布と薄膜レンズの軸上電位分布とを知る必要がある。これらは計算機シミュレーションによって数値的に求めることもできるが、高次微分を求める際の桁落ち誤差を考えると、むしろ解析的近似による近似が有利である。

薄膜レンズの軸上電位分布の近似式は、Ichihashiら⁸⁾がPlokeの方法⁹⁾を使って導いている。薄膜レンズの寸法が $R \gg t$ かつ $R \gg d$ を満たすとき、薄膜レンズの軸上電位分布 $\Phi_f(z)$ は

$$\begin{aligned} \frac{\Phi_f(z)}{V_f} = & \frac{R}{2d} \left\{ \sqrt{\left(\frac{d}{R} - \frac{z}{R}\right)^2 + 1} - \sqrt{\left(\frac{d}{R} + \frac{z}{R}\right)^2 + 1} \right\} \\ & - \frac{t}{2(d+t/2)} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\left(d/R + t/2R - z/R\right)^2 + 1}} \right. \\ & \left. - \frac{1}{\sqrt{\left(d/R + t/2R + z/R\right)^2 + 1}} \right\} \quad (3-33) \end{aligned}$$

で与えられる。ただし、導電性薄膜の位置を $z=0$ とし、その電位を零、内孔平板電極の電位を V_f とした。この式によって計算される電位分布は、Laplace方程式を電算機を用いて解いた結果と最大数%の誤差で一致することが、Hibinoら⁵⁾によって示されている。

プロ-グフォーミングレンズの軸上磁束密度分布は、ホール素子を用いた磁束計で測定し、これを解析的近似した。ポールピースは上下非対称であるので、軸上磁束密度分布もまた非対称であるが、プロ-グフォーミングレンズの像点位置、すなわち試料を置く位置は上側と下側の磁極のちょうど中間に

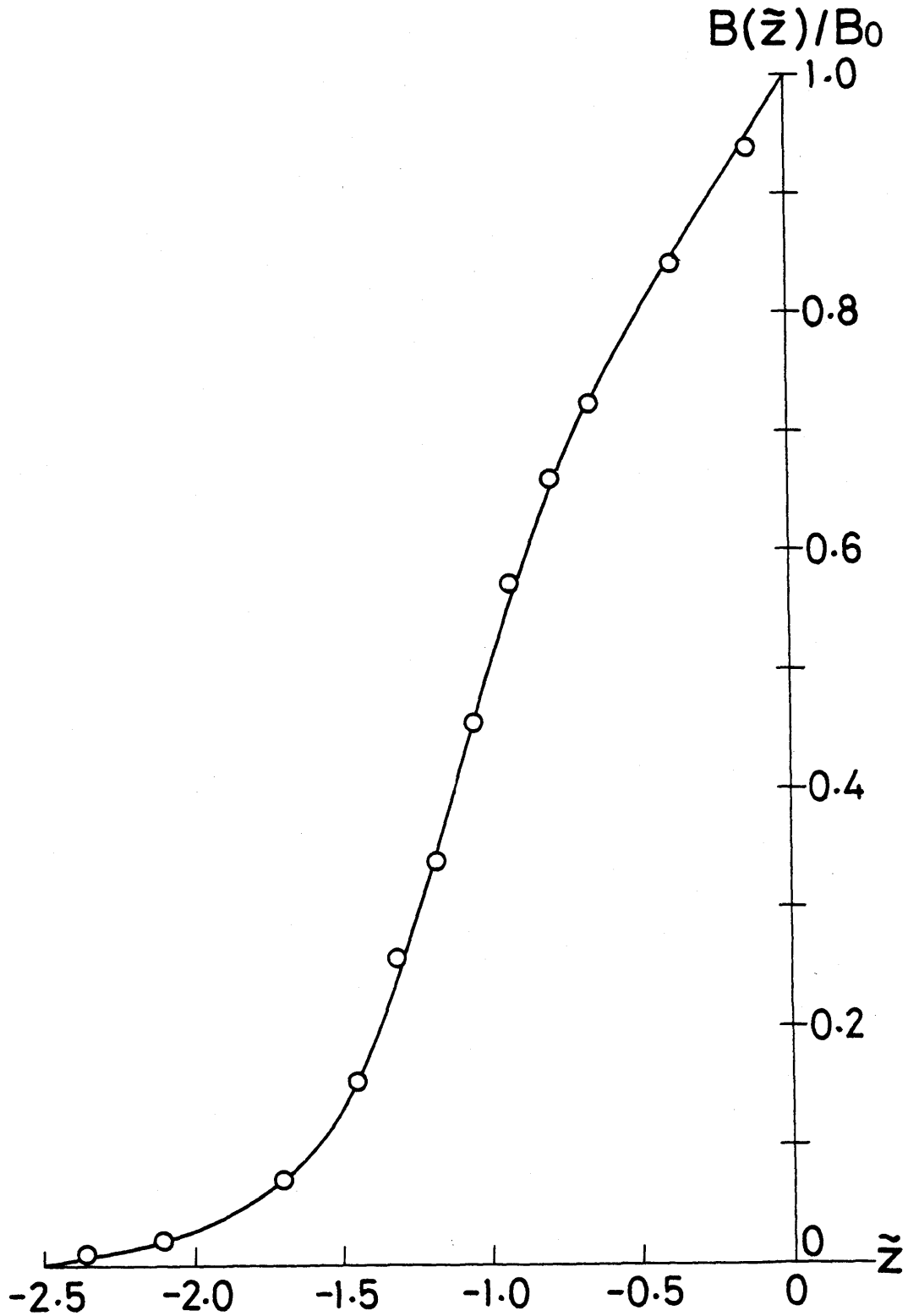


図3-3 7°ローブフォーミングレンズの
軸上磁束密度分布

○印は測定値、実線はその近似式の曲線を表わす。

あり、試料後方の磁界はプロージをつくることに関与しないので、試料前方磁界のみに対して近似式を求めればよい。種々の関数を測定結果にあてはめることにより、次のような近似式を得た。

$$B(\tilde{z})/B_0 = (1 - \tanh p\tilde{z})^2 \exp(-q\tilde{z}^{9/2}) + u_1 \exp\{-v_1(\tilde{z} - w_1)^2\} + u_2 \exp\{-v_2(\tilde{z} - w_2)^2\} \quad (3-34)$$

この式で、 \tilde{z} は軸上磁束密度分布の半値幅 z_h を単位とした軸方向の座標、すなわち

$$\tilde{z} = z / z_h \quad (3-35)$$

であり、 B_0 は $\tilde{z} = 0$ での軸上磁束密度の値である。また $T = T_0$ とし、 $\tilde{z} = 0$ は磁極間の中心の2mm後方にとり $T = T_0$ 。また $T = T_0$ 、諸定数の値は次の通りである。

$$\begin{cases} P = 0.2 \\ q = 0.253 \end{cases} \begin{cases} u_1 = 0.0452 \\ v_1 = 9.9 \\ w_1 = 1.72 \end{cases} \begin{cases} u_2 = 0.0115 \\ v_2 = 15 \\ w_2 = 2.18 \end{cases} \quad (3-36)$$

図3-3に軸上磁束密度の測定値と(3-34)式の曲線を示す。○印で示した測定値は、上式によってよい近似で表わされていることが分る。

補正特性の計算は、プロージフォーミングレンズの励磁を一定にし、プロージ電流とプロージ収束角が変化しないような条件のもとで、薄膜レンズに印加する電圧を変えて行った。このとき(2-2)式から明らかのように、プロージのガウス径も一定

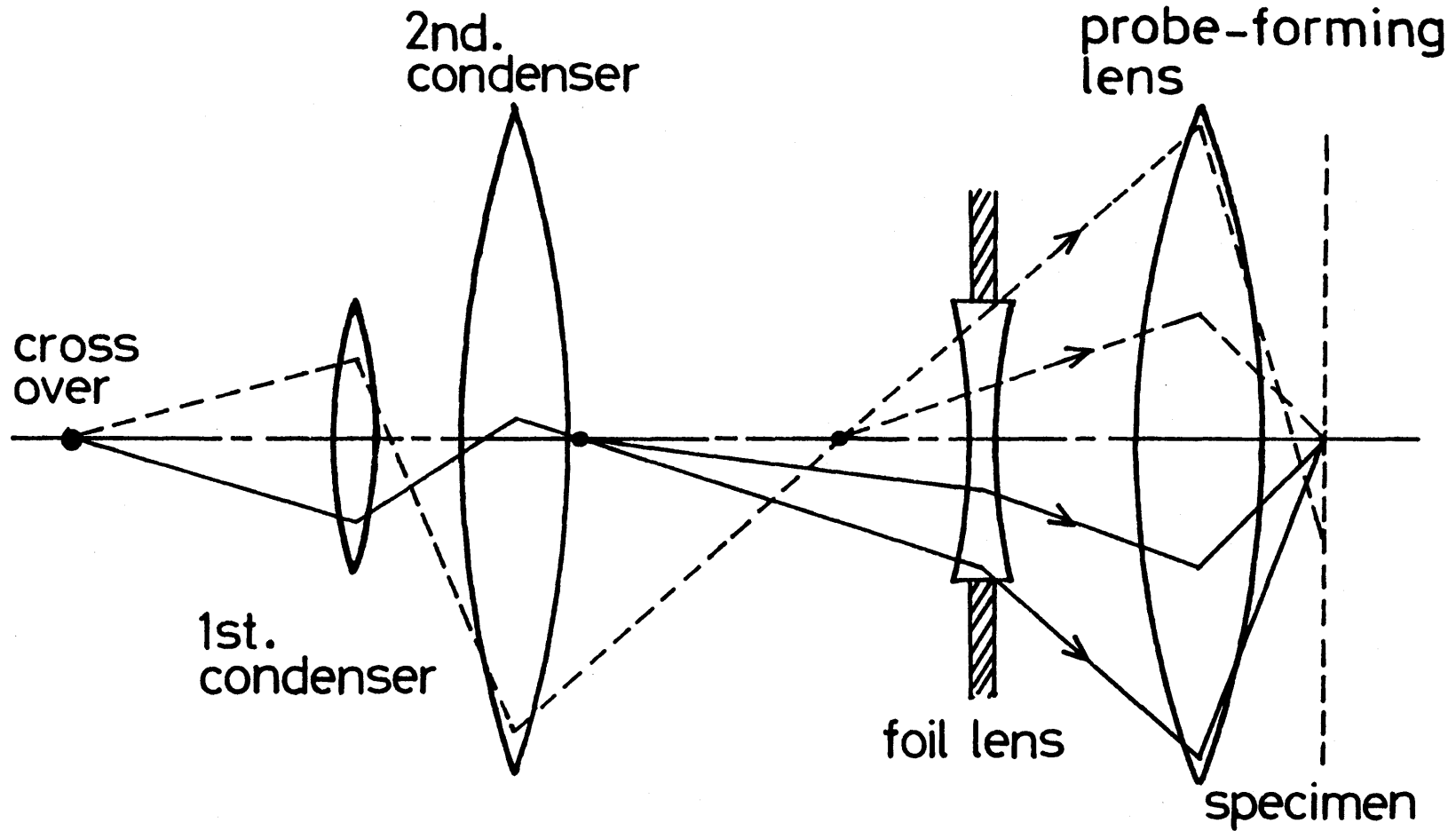


図 3-4 薄膜レンズの球面収差補正特性の計算モデルとして
用いたプロ-ブフォーミングレンズ系

点線は薄膜レンズを動作させないとき、実線は薄膜レンズを動作させたときの
電子軌道を示す。

となる。このような条件を満足する実際の光学系は図3-4に示すように、プローブフォーミングレンズと薄膜レンズの他に2段のコンデンサレンズを設けることによって実現できる。図の点線は薄膜レンズを動作させないとき、実線は動作させたときの電子軌道を示している。図のように第1および第2コンデンサレンズを調節して、第1コンデンサレンズ前側と薄膜レンズ後側の近軸軌道を薄膜レンズ電圧によらず一定に保つことにより、プローブ電流とプローブ収束角を一定にできる。

このような縮小レンズ系においては、開口角が最も大きくなる最終段のプローブフォーミングレンズの球面収差が大きく、コンデンサレンズの球面収差は無視できる程度に小さい。したがって、軌道計算は第2コンデンサレンズによる電子源の像と出発点として行い、組み合わせレンズの球面収差係数を求めればよい。計算は、(3-3)式の近軸方程式のRunge-Kutta法による求解と、(3-24)、(3-29)式の収差積分の計算から成る。以下の計算はすべて、加速電圧 $V_a = 50 \text{ kV}$ 、軸上磁束密度の $B_0 = 0.58 \text{ T}$ の条件で行った。

図3-5に球面収差係数の変化の一例として、Hibinoら⁷⁾が補正実験に用いた薄膜レンズ寸法、 $2R = 0.5 \text{ mm}$ 、 $t = 0.1 \text{ mm}$ 、 $d = 0.03 \text{ mm}$ 、 $L = 20 \text{ mm}$ の場合に対する計算結果を示す。薄膜レンズ電圧を増加させるにしたがって3次と5次の球面収差係数 C_{s3} 、 C_{s5} は減少し、負の値にまで変化することが分る。 C_{s3} は約 100 V の薄膜レンズ電圧で零となり、加速電圧に比し

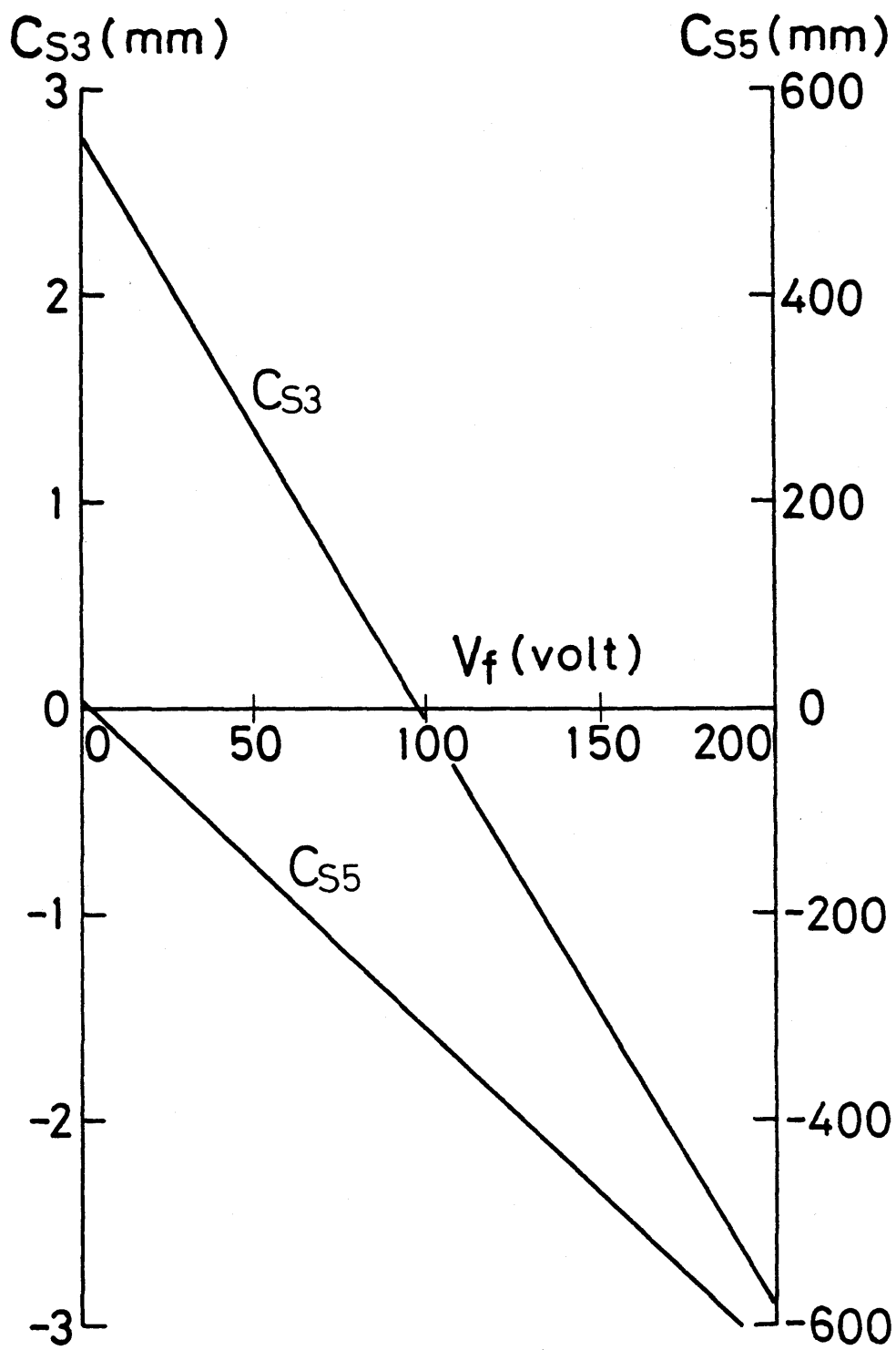


図3-5 薄膜レンズと7°ローアフォーミング
 レンズの組み合わせでレンズの3次(C_{S3})と
 5次(C_{S5})の球面収差係数の薄膜レンズ電
 圧(V_f)に対する変化

て非常に低い薄膜レンズ電圧で3次の球面収差が補正できる。
このことは、この形の薄膜レンズが強い補正力をもつことを示
している。

3次の球面収差が補正された後に残る5次の球面収差は、薄
膜レンズの特性を論ずる際に重要である。図3-5の例では、
 $CS_3 = 0$ となる電圧において CS_5 は数10 cm となり、これはフ
ローグフォーミングレンズ単独の CS_5 が5.6 mmであるのと同
様に非常に大きい。5次の球面収差は、フローグ収束角の5
乗で急激に増大し、その結果使用できるフローグ収束角が制限
されることとなるので、 $CS_3 = 0$ のときの CS_5 の値ができるだけ
小さいことが望ましい。そこで、この値の薄膜レンズ位置と
寸法に対する変化を計算によって調べ、フローグフォーミング
レンズの補正に適した薄膜レンズの設計を行った。ただし、こ
の場合 $CS_3 = 0$ となる薄膜レンズ電圧が過大とならねばならないことが
条件となる。

図3-6に薄膜レンズとフローグフォーミングレンズの距離 L
に対する、 $CS_3 = 0$ のときの V_f および CS_5 の変化を示す。 V_f
と CS_5 とは L に対して全く正反対の特性を示し、両者がともに
減少することはない。したがって、薄膜が静電力で破損しない
 V_f の範囲で最小の CS_5 を与える L の値を選ばねばならない。
経験的に、この寸法の薄膜レンズで厚さ10 nm程度の薄膜
を用いた場合、 $V_f = 200$ V程度までは薄膜の破損は起こらない
ことが分かっているが、¹⁰⁾ 実験時に過補正の状態、すなわち最適

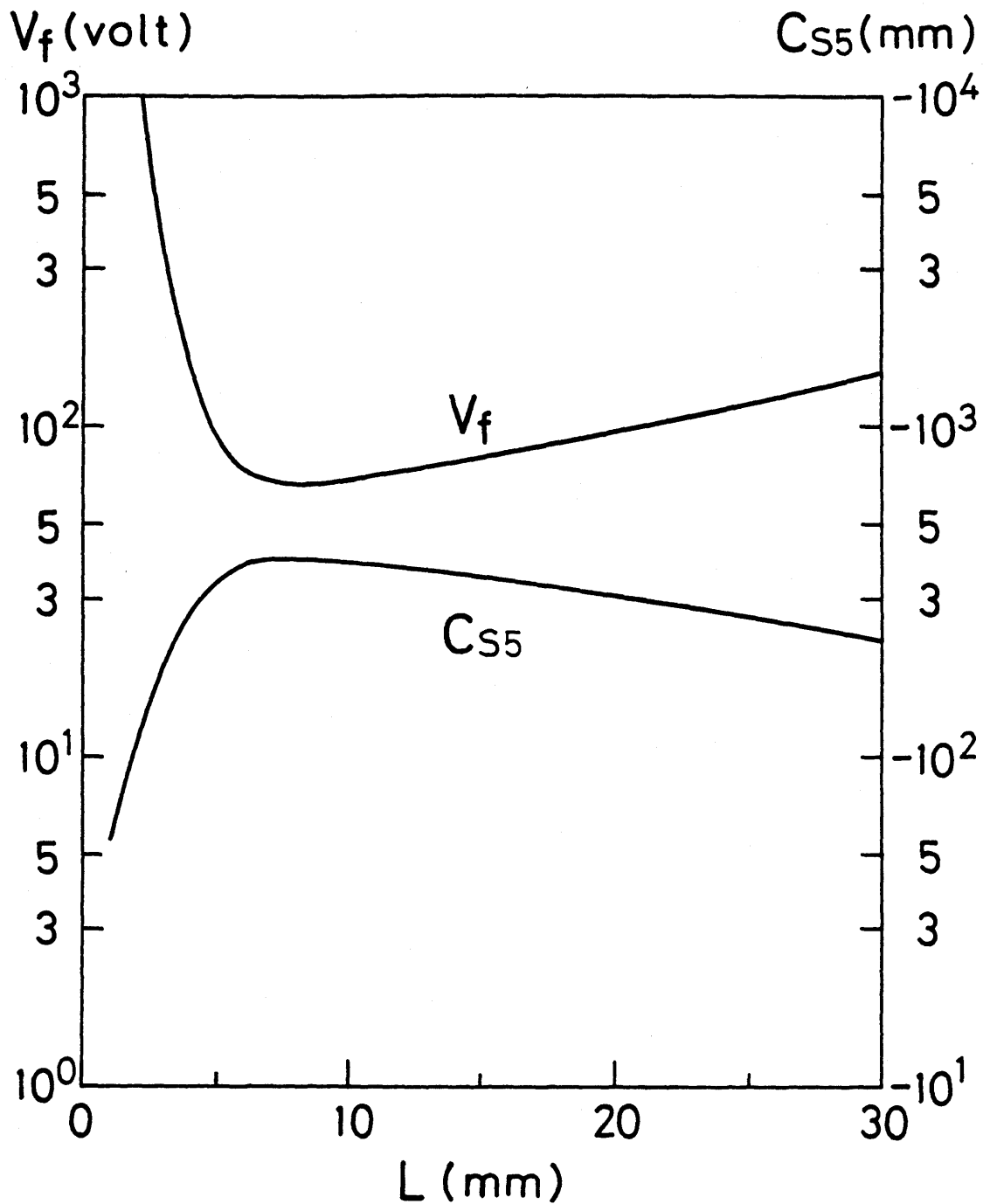


図3-6 3次の球面収差係数 $C_{s3} = 0$ のときの薄膜
 レンズ電圧 (V_f) と5次の球面収差係数 (C_{s5}) の
 薄膜レンズとプロジェクタフォーミングレンズとの距
 離 (L) に対する変化

($V_a = 50 \text{ kV}$, $2R = 0.5 \text{ mm}$, $d = 0.03 \text{ mm}$, $t = 0.1 \text{ mm}$)

は薄膜レンズ電圧より大きい電圧に対する特性を調べることの必要性を考慮すれば、 $V_f = 100\text{ V}$ 程度で $C_{S3} = 0$ とする $5 \sim 20\text{ mm}$ の L の値が適当である。この範囲での最小の C_{S5} は $L = 5\text{ mm}$ と $L = 20\text{ mm}$ に存在するが、 $L = 5\text{ mm}$ の位置はプロダクトフォーミングレンズの磁極間にあり、試料の出し入れや薄膜レンズの取付けの不便などの実際的な問題のため不適当であるので、結局 $L = 20\text{ mm}$ が最適である。そこで、以下 L は 20 mm に固定する。

次に、円孔平板電極の厚さ t による特性の変化を図3-7に示す。前述のように、計算に用いた薄膜レンズの軸上電位分布の式は、 $t \ll R$ の範囲で成り立つ近似式であるので、 $t/R \leq 0.5$ の範囲のみを議論する。図3-7から、 C_{S5} は t に依存せずほぼ一定の値をとり、また V_f も $t/R > 0.2$ においてほぼ一定であることが分る。よって t は $0.2 < t/R \ll 1$ の範囲で適当に選んでよいので、便宜的に $t/R = 0.3$ に固定し、円孔の半径 R および円孔平板電極と薄膜との距離 d の影響を次に調べる。

静電力による薄膜の破損を考える際、薄膜に働く力はそこの電界の強さの2乗に比例し、また薄膜付近の電界は近似的に V_f/d であることを考慮すれば、 d を変化させるとともに V_f 自身よりも V_f/d の値が問題となる。したがって、許容できる薄膜レンズ電圧 ($d = 0.03\text{ mm}$ で 100 V) をこの形に書き直せば、 $V_f/d = 3\text{ kV/mm}$ が補正電圧の上限を与える。

補正特性の d に対する変化を、 R をパラメータとして図3-8

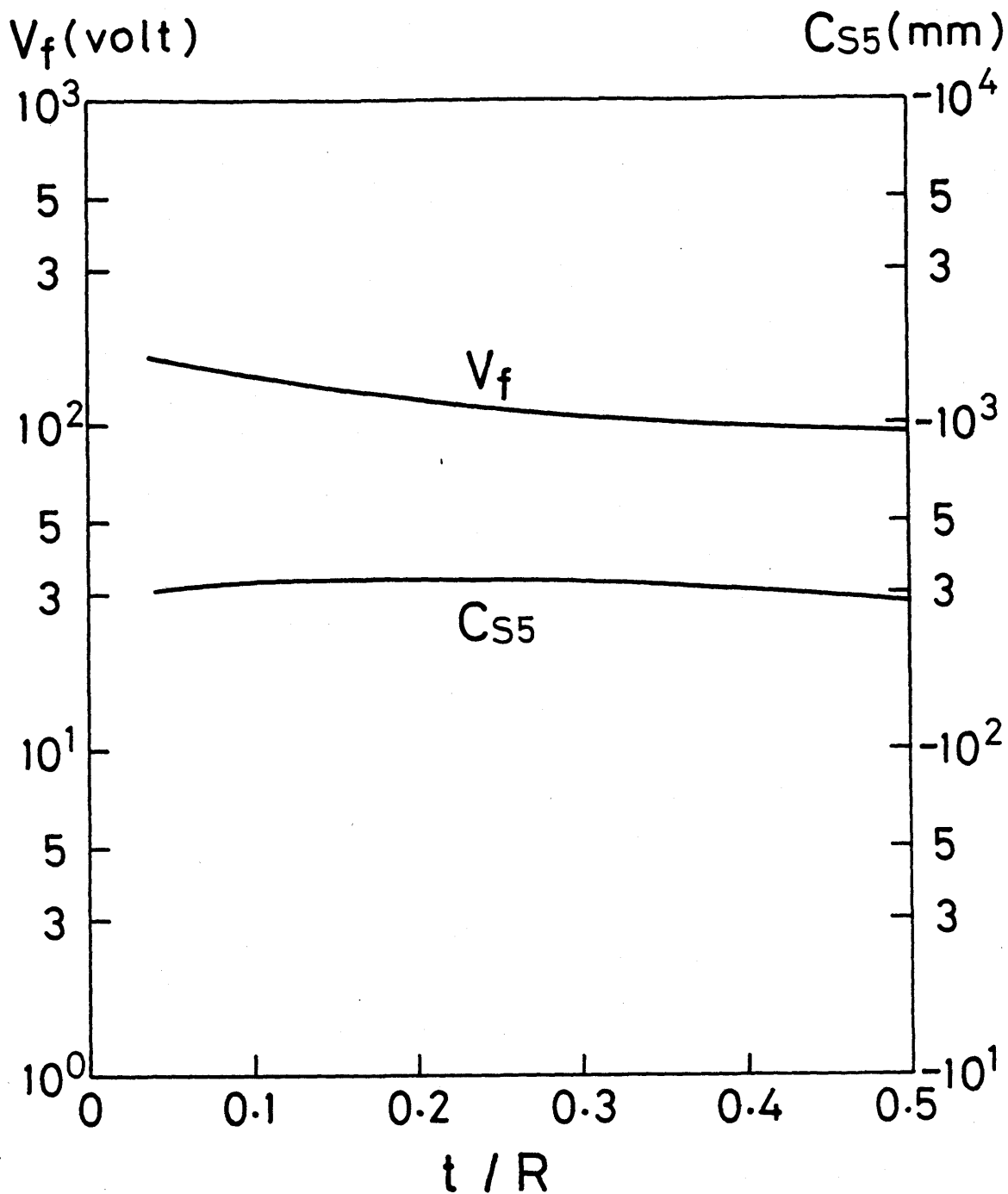


図3-7 3次の球面収差係数 $C_{s3} = 0$ のときの薄膜レンズ電圧 (V_f) と5次の球面収差係数 (C_{s5}) の円孔平板電極厚 t (t/R) に対する変化

($V_a = 50 \text{ kV}$, $2R = 0.5 \text{ mm}$, $d = 0.03 \text{ mm}$, $L = 20 \text{ mm}$)

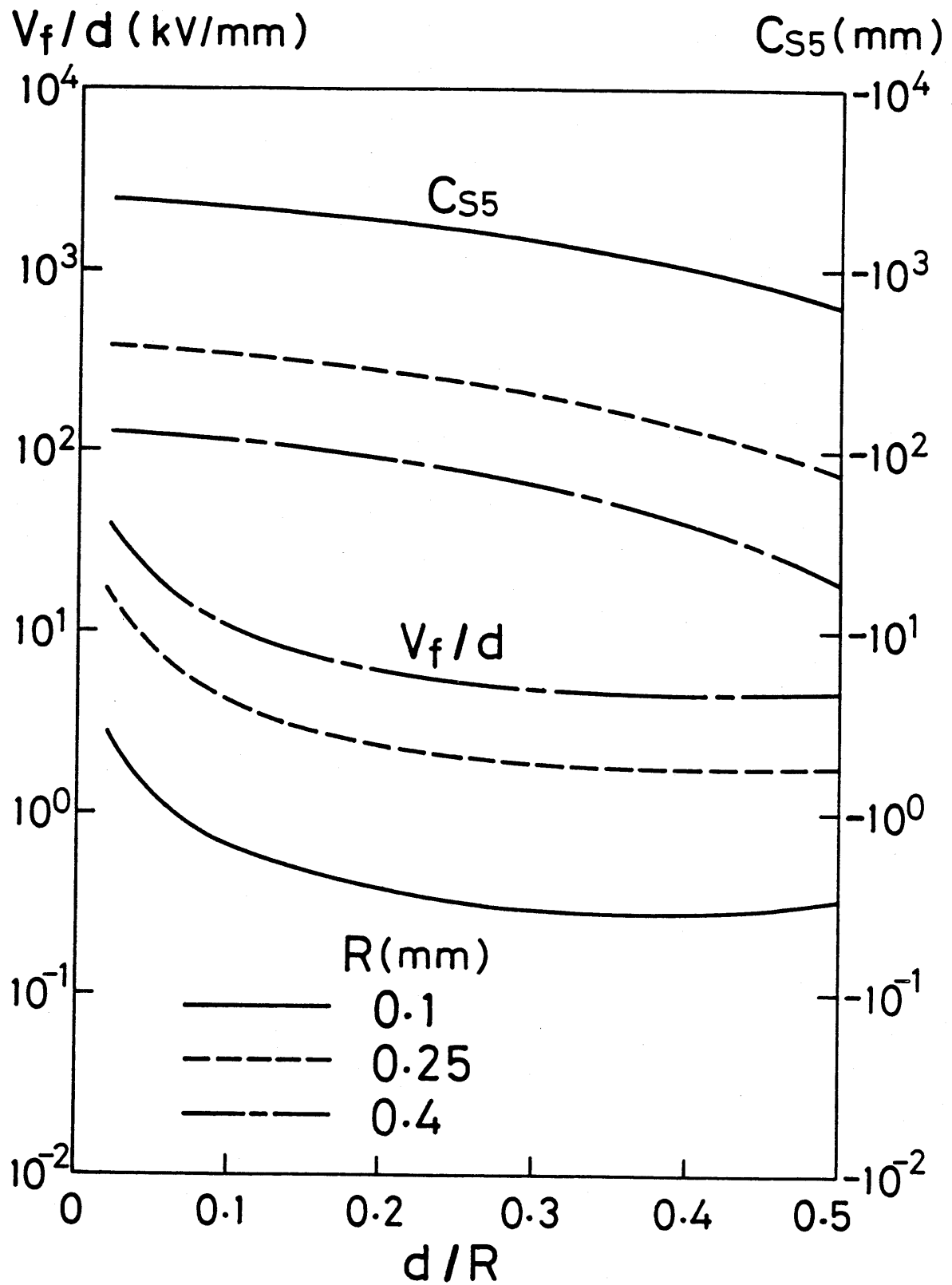


図3-8 3次の球面収差係数 $C_{S3} = 0$ のときの薄膜レンズ電圧(V_f)と5次の球面収差係数(C_{S5})の薄膜と円孔平板電極との距離(d)に対する変化
($V_a = 50$ kV, $L = 20$ mm, $t/R = 0.3$)

に示す。図3-7の場合と同様の理由により、 $d/R \leq 0.5$ の範囲についてのみ考える。いずれの R の値においても C_{S5} はこの領域内で d/R の増加に対して単調に減少し、一方 V_f/d は、 $d/R > 0.3$ においてほぼ一定となる。すなわち、 d を大きくすることによって、薄膜にかかる力はほとんど変化せずがに補正特性を改善することが可能である。Hibinoら⁷⁾が用いた薄膜レンズでは $d/R = 0.12$ であるが、これは最適な手法ではなく、さらにより補正特性を得ることが期待できる。

次に R に着目すれば、 C_{S5} は R の増加に対して減少するが、このとき V_f/d は増加する。したがって L の値を決めたときと同様、 V_f/d の値が3 kV/mm以下で C_{S5} が小さいような R を選ぶのがよい。したがって図3-8より、 R の値としては0.25 mmあるいはそれより少し大きい値が適当であることが分る。

以上の数値計算の結果をもとにして設計製作した薄膜レンズを第5章の補正実験に用いる。

§3-4 結 言

本章では、プロセッサフォーミングレンズに対する薄膜レンズの球面収差補正特性の理論的検討を行い、実際に実験に用いるプロセッサフォーミングレンズに対して最適な補正特性を示す薄膜レンズの設計の指針を与えた。

そのために必要な3次と5次の球面収差係数の式の導出を最初に行った。従来5次までの球面収差係数の計算に用いられて

きた、電位について6次まで、磁束密度について4次までの全ての導関数を含む複雑な式を部分積分によって単純化し、奇数次の導関数を含まず、簡単な項の繰り返しで表わされる、電算機を用いた計算に適した形の式を導いた。

次に、この導出した式を用いて、プロローグフォーミングレンズに薄膜レンズを組み合わせたときの球面収差係数を計算した。その結果、薄膜レンズの薄膜が破壊しない十分低い電圧で補正が実現できることが分った。また、3次の球面収差が零となる薄膜レンズ電圧の値とそのときの5次の球面収差係数に着目して、最適な薄膜レンズ寸法および薄膜レンズのプロローグフォーミングレンズに対する位置を明らかにした。特に、薄膜レンズの円孔平板電極と薄膜との距離を大きくすることは、補正電圧と5次の球面収差の両方の点で有利であることが分った。

第3章の参考文献

- 1) Crewe, A. V. and Parker, N. W.: *Optik*, 46, 183 (1976)
- 2) Glaser, W.: *Z. Physik*, 83, 104 (1933)
- 3) Scherzer, O.: *Z. Physik*, 101, 593 (1936)
- 4) Recknagel, A.: *Z. Physik*, 117, 67 (1940)
- 5) Hibino, M. and Maruse, S.: *J. Electron Microscopy*, 25, 229 (1976)
- 6) Munro, E. and Wittels, N. D.: *Optik*, 47, 25 (1977)

- 7) Hibino, M., Sugiyama, S., Hanai, T. and Maruse, S. :
J. Electron Microscopy, 27, 259 (1978)
- 8) Ichihashi, M. and Maruse, S. : J. Electron Microscopy,
22, 321 (1973)
- 9) Ploke, M. : Z. angew. Phys., 3, 441 (1951)
- 10) Kuzuya, M., Hanai, T., Hibino, M. and Maruse, S. :
J. Electron Microscopy, 31, 18 (1982)

第4章 電子プローブの電子流密度分布の計算と プローブ径の測定

§4-1 序言

前章において、プローブフォーミングレンズに対する薄膜レンズの球面収差補正特性を数値計算によって調べ、補正が可能であることを示した。しかし、薄膜レンズが実際に電子プローブ装置の性能向上に役立つか否かは、球面収差係数のみの検討によって決定することはできない。電子プローブ装置において重要なのは、実際にどれだけ小さい径のプローブが実現できるかということであり、もし球面収差補正の代償として、別の収差、技術的に達成可能な限度を越えた工作や軸合わせの誤差、あるいは薄膜による電子の散乱などによって結果的にプローブ径の増大を招くようであれば、球面収差補正の意味はない。したがって、薄膜レンズの実用性を正しく評価するためには、実際のプローブ径が薄膜レンズの効果によってどのように変化するかを明らかにしなければならぬ。

この目的のためには、微小なプローブから大きな径のプローブまで広い範囲のプローブ径を精度よく測定することが必要であるが、従来の測定法では10nm程度が限度でそれ以下のプローブ径は測定できなかった。また、球面収差補正によるプローブ径の変化の定量的評価のためには、5次までの球面収差を考慮して電子流密度を論ずる必要があるが、この問題を取り扱っ

に報告はたい。

この章では、まず幾何光学的な電子軌道計算によって得られる3次と5次の球面収差係数から、波面光学的手法によってプロローグ電子流密度を計算する式を導く。次に、従来測定するこゝとができなかった小さなプロローグ径を測定するための新しい方法を提案する。そして、球面収差補正実験に必要な小さなプロローグから大きなプロローグまで広い範囲のプロローグ径の測定に対し、この新しい測定法がどの程度の精度をもつかを検討する。

§4-2 波面光学的手法を用いた電子流密度分布の計算

電子プロローグは電子源を電子レンズで縮小した像であるから、その電子流密度分布は、電子源の性質とプロローグフォーミングレンズの結像特性で決まる。光学レンズの結像特性は古くから詳細に研究され、¹⁾ 電子レンズの場合にもその成果を利用することができ、陰極の異なった位置から放出される電子相互間には相関がたいと考えられるので、インコヒーレントな結像の理論が適用できる。すなわち、電子源を微小部分に分けてそれぞれの微小部分を点電子源とみだし、その点電子源の像の電子流密度を求めた後、各微小部分の寄与を電子源全体に対して加え合わせるこゝとによってプロローグ電子流密度が求められる。

いま、電子源を含み光軸に垂直な面を物面としてその座標を l_0 で表わし、それに対する像面の座標を l_i で表わす。このとき

$I_0(r_0)$ の電子流密度分布をもつ電子源の像すなわち $z = -z_i$ の電子流密度分布 $I_i(r_i)$ は

$$I_i(r_i) = \iint_{-\infty}^{\infty} h(r_0, r_i) I_0(r_0) d^2r_0 \quad (4-1)$$

で与えられる。ここで、 $h(r_0, r_i)$ は r_0 に置かれた点電子源が r_i につくる電子流密度分布、すなわち Point Spread Function (PSF) である。

回転対称な系において、球面収差のみを考慮し、その他の幾何収差および色収差を無視すれば、PSF は空間不変性をもつ。すなわち M をレンズの倍率として

$$S = |M r_0 - r_i| \quad (4-2)$$

とわいたとき、PSF は S だけの関数となる。図4-1のようながラス像面内の軸上の点を原点とした極座標 (ρ, θ, ϕ) を用い、レンズの射出絞り面を $\rho = \rho_a$ で表わされる球面とする。こ

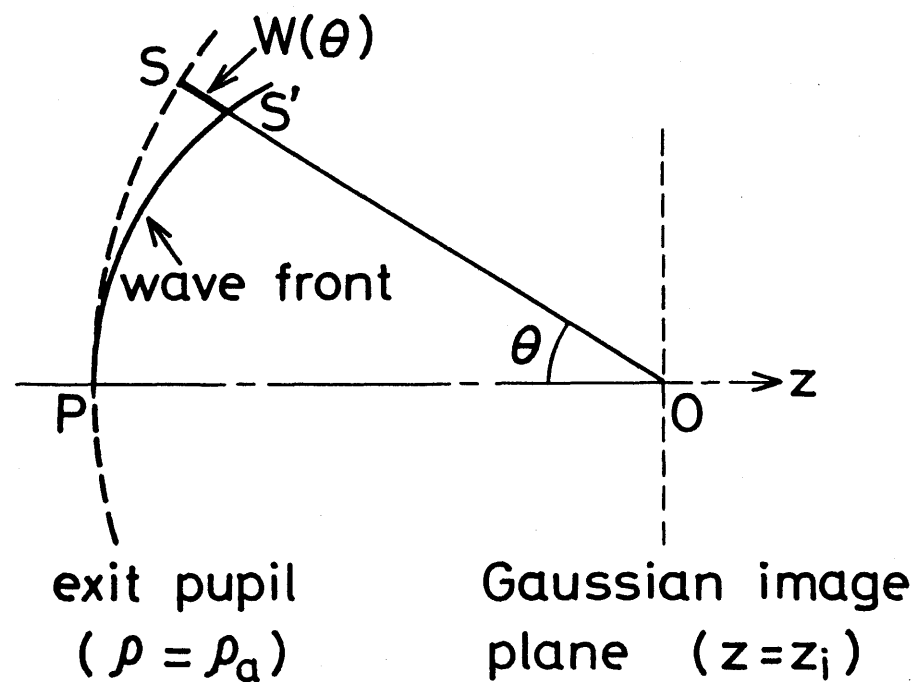


図4-1 波面収差 $W(\theta)$ の定義

のとき PSF は、Fresnel の回折式より次のように表わされる。

$$h(s) = \left(\frac{2\pi M}{\lambda} \right)^2 \left| \int_0^\alpha \theta \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} W(\theta) \right] J_0 \left(\frac{2\pi}{\lambda} s \theta \right) d\theta \right|^2 \quad (4-3)$$

ただし、点電子源から放出される電子流は単位立体角あたり1としてある。この式で λ は電子波長、 α はアポロージ収束角、 J_0 は第1種0次のベッセル関数である。また、 $W(\theta)$ は波面収差であり、図4-1に示すように、レンズに収差がないとしたときの仮想的な電子波の波面PS(これをガウス参照波面という)と収差の影響を受け実際の波面PS'との距離として定義される。軸上の点電子源に対するガウス参照波面は、ガウス像点Oを中心とする球面であり、波面収差は球面収差だけを考慮するときには方位角 ϕ を含まない。(4-3)式の中の $\exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} W(\theta) \right]$ は、ガウス参照波面PS上での収差を受けた電子波の位相分布に対応している。

このように、アポロージ電子流密度の計算のためには、波面収差を求めることが必要である。しかし、光学レンズと違って連続的に屈折率の変化する電子レンズにおいては、レンズ界内での波面の変化を逐一追うことは困難である。そこで、電子軌道計算によって得られる情報を利用して、軌道に沿った光路長から射出絞り面での位相を求めることが一般に行われる。この手法は、波動光学的な電子流密度分布の計算の中に幾何光学的な電子線概念を持ち込んでいるので、半波動光学的な意味合いをもっており、波動光学とは區別して波面光学的な手法とよばれる。

ている。

おでに3次の球面収差と焦点がらしだけを考慮した波面収差は与えられているが、²⁾ 3次の球面収差が補正されたときのフォーブ電子流密度を評価するためには、より高次の項を考慮する必要がある。したがってここで、5次の球面収差の項、およびこれと同等の大きさの項を含む波面収差の式を導出する。

図4-2に軸上の点電子源に対する電子軌道と波面との関係を示す。球面収差による波面収差と焦点がらしによる波面収差を別々に考え、後に両者を加え合せて全波面収差を求める。まず最初に、球面収差による波面収差を求める。任意の電子線が射出絞りにかけるがうス参照波面PSと交わる点をRとする。もしがうス像面がレンズ界の中にあれば、がうス像面での近軸軌道への接線をレンズ主面まで外挿し、この接線とPSとの交点をRとする。R点での電子波のP点に対する位相差は $\exp[-i\frac{2\pi}{\lambda}W_1(\theta)]$ と書ける。ここで $W_1(\theta)$ は球面収差による波面収差である。

$W_1(\theta)$ を求めるために、まず θ の微小な増加 $\Delta\theta$ に対する波面収差の増分を考える。球面収差を考慮したときのRを通る電子軌道が、がうス像面とQ点で交わるとしたとき、十分小さな $\Delta\theta$ 内にある波面はQを中心とする球面 RT' とみおすことができる。したがってRTを $\Delta\theta$ 内にあるがうス参照波面とすれば、波面収差の増分 ΔW_1 は次のように書かれる。

$$\begin{aligned}\Delta W_1 &= \overline{TQ} - \overline{T'Q} \\ &= \frac{\delta r \cos \theta}{1 + (\delta r/l)^2 + 2\delta r/l \sin \theta} \Delta\theta\end{aligned}\quad (4-4)$$

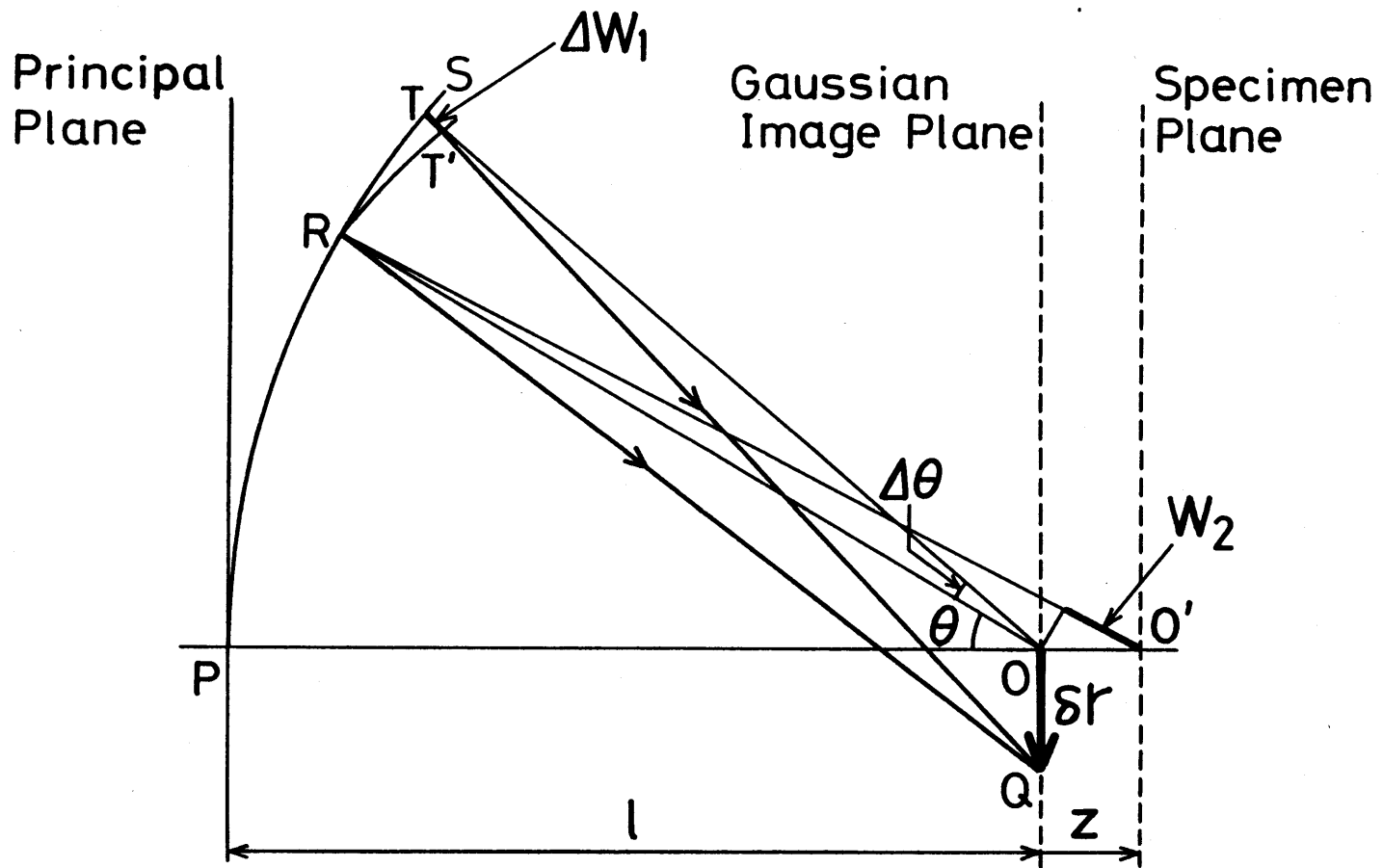


図4-2 球面収差と焦点ずれ量の波面収差への寄与

ここで l はレンズ主面とがウス像面との距離、 δr は球面収差 \overline{OQ} であり、3次と5次の球面収差係数 C_{S3} 、 C_{S5} によって

$$\delta r = C_{S3} \theta^3 + C_{S5} \theta^5 \quad (4-5)$$

で与えられる。(4-5)式を(4-4)式に代入し、 θ の5次の項まで残せば、

$$\Delta W_1(\theta) = \left\{ C_{S3} \left(\theta^3 - \frac{\theta^5}{2} \right) + C_{S5} \theta^5 \right\} \Delta \theta \quad (4-6)$$

となり、この式を積分することにより $W_1(\theta)$ が求められる。

$$W_1(\theta) = C_{S3} \left(\frac{\theta^4}{4} - \frac{\theta^6}{12} \right) + C_{S5} \frac{\theta^6}{6} \quad (4-7)$$

次に、焦点がらしによる波面収差 $W_2(\theta)$ を計算する。 $W_2(\theta)$ はR点からがウス像面までと、R点から試料面までの光路差によって与えられる。焦点がらし量はがウス像面と試料面との距離 z で定義し、がウス像面が試料面よりレンズに近い側にあるとき z を正の量とし、逆のとき負の量とする。このとき $W_2(\theta)$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} W_2(\theta) &= \overline{RO'} - \overline{RO} \\ &= \sqrt{l^2 + z^2 - 2lz \cos \theta} - l \end{aligned} \quad (4-8)$$

この式を θ と z/l のべき級数に展開し、無視できる高次の項と θ に無関係な定数項を省略する。後に示すように、実用的な焦点がらし量は T が T が $C_{S3} \alpha^2$ (α は Γ ロ - Γ 収束角) の程度であるので、 z/l の3次以上の項は無視でき、

$$W_2(\theta) = l \left\{ \frac{z}{l} \left(\frac{\theta^2}{2} - \frac{\theta^4}{24} \right) + \frac{z^2}{2l^2} \theta^2 \right\} \quad (4-9)$$

が得られる。したがって球面収差と焦点ずれ量を同時に考慮した全波面収差 $W(\theta)$ は

$$\begin{aligned}
 W(\theta) &= W_1(\theta) + W_2(\theta) \\
 &= z \left(\frac{\theta^2}{2} - \frac{\theta^4}{24} \right) + z^2 \frac{\theta^2}{2l} \\
 &\quad + Cs_3 \left(\frac{\theta^4}{4} - \frac{\theta^6}{12} \right) + Cs_5 \frac{\theta^6}{6}
 \end{aligned} \tag{4-10}$$

で与えられる。

このように、幾何光学的な概念である球面収差係数と波面とを関係づけることにより、(4-3)式を用いてPSFを計算することが可能となる。したがって、電子源の電子流密度 $I_0(r_0)$ を知れば、(4-1)式によりフロー径電子流密度を求めることができる。ここで導いた、5次までの球面収差を考慮したフロー径電子流密度分布の式を、§4-4、§5-3、§5-5および§6-1で実験結果の定量的評価に用いる。

§4-3 フロー径測定法

従来フロー径の直接的な測定には、ナイフエッジ法が一般に用いられてきた。³⁾ この方法では、電子線に対して不透明な直線状のエッジを横切ってフロー径を走査するとき、エッジ後方に置いた検出器に到達する電子数の変化を測定し、エッジ面でのフロー径の空間的広がり測定する。この方法によって測定可能な最小のフロー径は、従来次の二つの原因によって制限されていた。

一つは、装置内の残留ガスが電子の衝撃を受けて重合を起し、タイプエッジに付着する、いわゆるコンタミネーションの影響である。コンタミネーションの層がエッジの周囲に付着すると、エッジの形状が乱れ、直線状のエッジが得られなくなる。また、このコンタミネーションの層は通常電子ビームに対して半透明であるので、エッジから外側に成長したコンタミネーションの部分では、その層の厚さにより検出電子数の曲線が変調され、測定の信頼性が損なわれる。

他の一つは、エッジに当たった電子の一部がエッジを透過し、エッジの外側を通過した電子とともに検出されることの影響である。電子に対して不透明であるためには、エッジは厚く作らなければならない。このとき、エッジの先端の断面は図4-3に模式的に示すように必ずしも電子ビームの入射方向に直らなければならない。しかも断面は直線状にはできず、ある程度の凹凸が避けられない。したがってエッジの先端部に薄い部分ができ、そこで一部の電子が透過あるいは検出絞り内へ散乱されて検出されるので、プローブ径は実際より大きく測定される結果

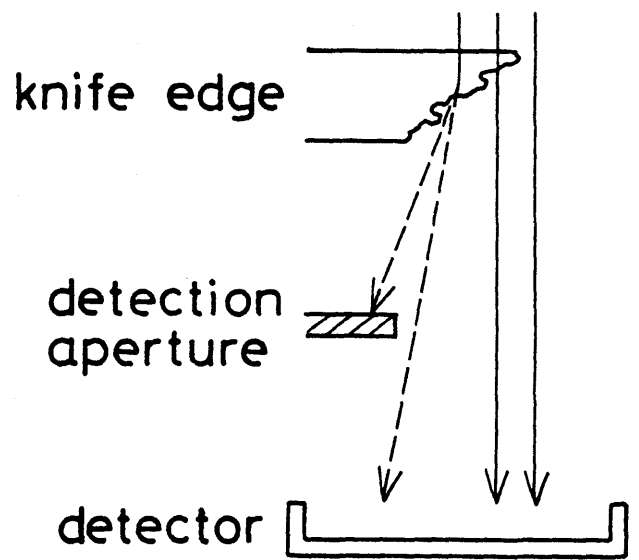


図4-3 厚いタイプエッジを用いるときの検出電子
実線は散乱を受けない電子、破線は散乱された電子を表わす。

となる。以上の理由のため従来の手法の測定精度は悪く、ナノメートル領域でのワロー径の測定は不可能であった。

最近 Vaughan⁴⁾ は、加熱した細いタンゲステン線をタイフエッジとして用いることによりコンタミネーションを防ぎ、加速電圧 20 kV で 10 nm までのワロー径を測定できることを示した。しかし、このように丸い断面の線を用いるときには、エッジに当たった電子のうちこれを透過するか検出絞りに散乱される電子の割合が、ワロー径のエッジから内側への距離によって変化することが避けられず、これによって生ずる誤差が測定できる最小のワロー径を制限する。特に、高い加速電圧の場合には電子線が透過できる厚さが増すため、測定精度は悪化すると思われる。

このように、コンタミネーションの問題は試料の加熱によって解決できるが、透過および散乱電子の影響はより本質的であり、この障害のためこれまで 10 nm 以下のワロー径は直接測定できず、装置の空間分解能から逆にワロー径を推定することが一般に行われてきた。⁵⁾ しかし、空間分解能とワロー径の関係の不明確さやワロー径以外の要因の空間分解能への影響などの問題のため、このような間接的なワロー径の評価法はかなりの曖昧さを含む。

本研究において必要と思われる 10 nm 以下のワロー径の測定のために新しく考案した手法は、基本的にはタイフエッジ法であるが、次の2点において従来の手法とは異なる。

(1) 従来のタイフエッジ法では、電子線に対して不透明な厚いエッジを用いていたが、本手法では逆にできるだけ薄いエッジを用いる。これは、先端部での部分的な厚さ変化の少ないエッジを得るためである。実際には、薄い板状の結晶が得られる酸化モリブデンを用いた。

(2) 従来の手法では、プローブを走査する走査コイルの電流に対して検出器の出力電流を直接に描き、その曲線からプローブ径を測定していた。ここでは、酸化モリブデン結晶を試料として検出電子によるSTEM像を写真フィルム上に記録し、エッジにおけるフィルムの黒化度変化から黒化度を測定した。この手法によれば、フィルムの黒化度の測定に用いるマイクロデンシトメータの、測定領域を決めるスリットをエッジに沿って広げることにより、検出電子の量子統計ノイズや試料の微細構造の影響を平均化して、従来の手法より測定精度を向上させることができる。

さて、タイフエッジ法でプローブ径を測定する場合、いくつかの異なったプローブ径の定義の仕えがあるが、最も一般的に用いられている定義⁴⁾に従い、図4-4に示すように、黒化度の全変化幅の10%と90%の点の間の距離 d_e をプローブ径とする。

本測定法の信頼性および精度を検討するにあたって問題とすべき点を以下に列挙し、順に考察を加える。

(1) 検出される電子数と写真フィルムに撮影される像の黒化度との間の関係

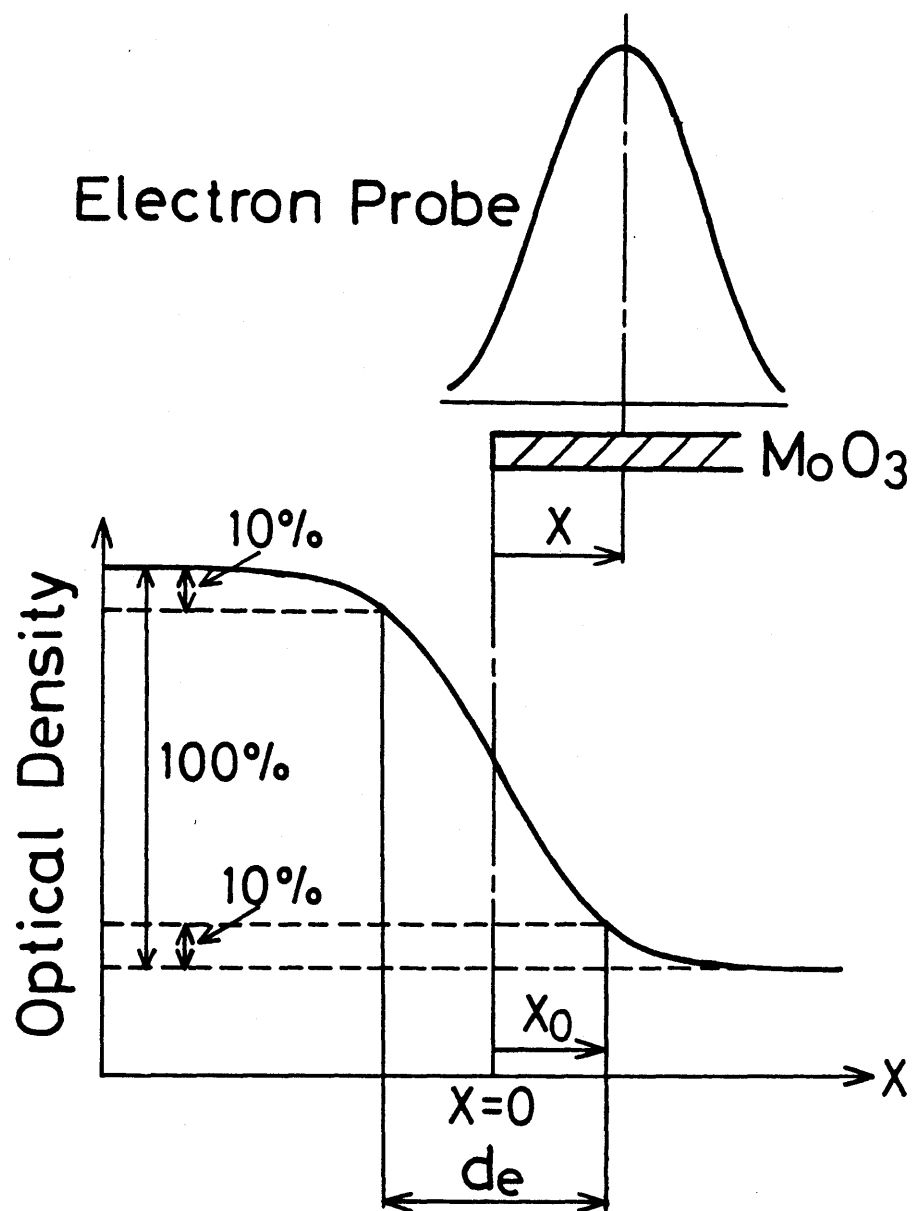


図4-4 黒化度変化によるプローブ径の定義

(2) 検出角の決定

(3) 試料によって散乱された電子の影響

(4) 試料の厚さの影響

(5) 大きなプローブ径を測定する際の諸問題

(1) の関係が直線的であれば、本手法と従来の手法とは原理的に等価である。しかし、一般に検出電子数とフィルム黒化度との間には、像を表示するブラウン管の輝度特性やフィルムの黒化度特性が介在し、両者の間に直線的な関係があるか否かは不明であるので、実験により両者の関係を調べる必要がある。実験の結果、ある範囲の黒化度の変化に対して検出電子数と黒化度との間に直線性があることがわかった。そこで、この黒化度範囲でSTEM像を撮影し、プローブ径の測定を行った。

(2) の検出角の問題は、電子を透過する薄い試料をタイフエッジとして用いるときには特に注意する必要がある。このようなエッジでは電子の吸収はほとんど起こらず、検出電子数の変化は、検出絞りの外への電子の散乱によって生ずる。したがって、もし検出角を大きくとり過ぎれば検出絞りの外への散乱確率が減少し、検出電子数の変化幅が小さくなるので、それに伴って黒化度曲線のS/N比が悪くなり測定精度が低下する。一方検出角をプローブ収束角より小さくすれば、検出角より大きな角度で入射する電子の影響は除外され、必ずしもプローブ径の正確な評価とはならない。以上の考察から、検出角はプローブ収束角に等しいかまたはそれよりわずかに大きくすべきであ

ることが分る。好都合なことには、検出角をこのように定めれば、 α - β 径の測定の障害となる Fresnel 干渉縞は現われず、⁶⁾ 信頼性の高い測定が実現できる。

これまでナイフエッジ法で厚いエッジが用いられてきたのは、(3)の問題が未解決であったためであるが、ここで散乱電子の検出電子への寄与を考察してみよう。本測定法におけるように薄い試料に電子を入射させると、一部の電子は散乱されて結晶構造によって決まる特定方向に回折される。入射電子線が頂角 2α の円錐である場合には、図4-5に模式的に示すように透過電子も回折電子も頂角 2α の円錐を形成する。

いま、検出角を入射電子線の角度すなわち α - β 収束角に等しくとって、透過電子の円錐内にくる電子をすべて検出することを考える。このとき α - β 収束角が Bragg 角 (α と β といえば加速電圧 50 kV で試料が酸化モリブデンのときには 7 mrad) 以上に大きくすると、回

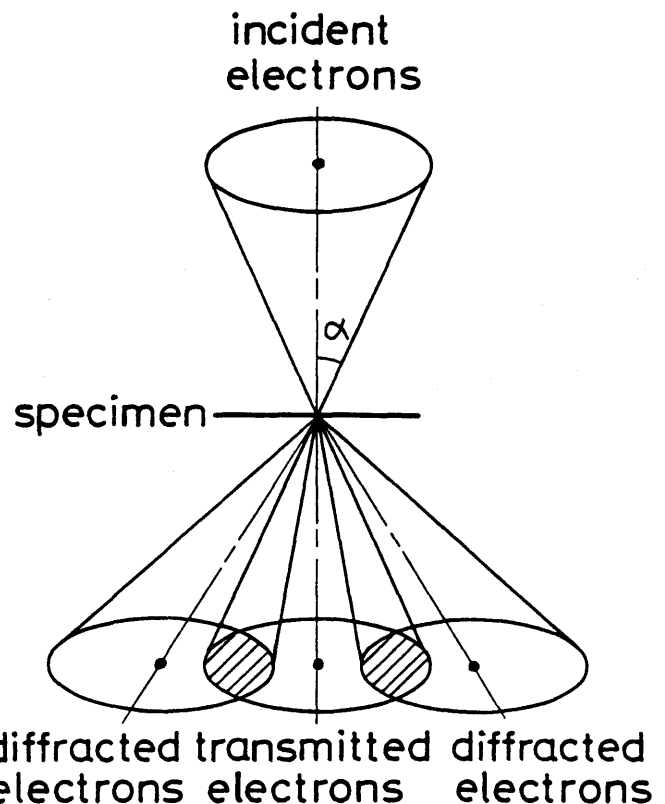


図4-5 回折電子の影響

透過電子をすべて検出したとき、斜線部の回折電子も検出される。

回折電子の円錐が中央の透過電子の円錐に重なり、その重なった部分（図4-5の斜線部）に対応する方向から入射した電子に対しては透過電子だけでなく、回折電子も検出される。すなわち、入射した電子が試料に当たった後検出器に入る確率を実効的透過率と考えたとき、これが入射方向によって変化するようになる。プロード収束角がさらに大きくなれば、種々のミラー指数に対応する多くの円錐が中央の円錐と重なり、入射方向と実効透過率との関係は複雑となる。本測定法で正確にプロード径が測定できるためには、検出電子数の変化が、エッジに当らずにその外側を通過した電子数の変化に比例しなければならぬ。そのためには、上で述べたような入射方向による実効透過率の変化の影響が無視できることが必要である。

そこで、実際に検出面上に写真フィルムを置いて電子流密度の観察を行った。その結果、次のようなことが分った。

(i) 個々の回折電子の円錐内での電子流密度は、透過電子のそれと比べて小さい。したがって、透過電子の円錐と回折電子の円錐が重なっている部分と重なっていない部分での、電子流密度の差、すなわち実効透過率の入射方向による違いは観察できないほど小さい。

(ii) プロードの一部だけがエッジに当たっているとき、中央の円錐内のエッジに当たっている部分と当たっていない部分における電子流密度の差は大きく、その境界は明瞭に観察できる。これは、個々の回折の円錐内での電子流密度は小さいが、種々のミラー

指数の多くの回折が起こるので、検出絞りの外へ回折される電子の総数は大きいためである。

以上の結果から、検出電子数は入射電子のどれだけの割合がエッジに当たったかだけで決まり、実効透過率の入射方向依存の影響は小さいと考えてよい。また、本測定法で薄いタイフエッジを用いたことによる回折電子の影響は、測定精度に対する支障とはならないことが分る。

本測定法で測定できる最小のプロード径は、(4)のエッジの厚さによって究極的に決まると考えられる。タイフエッジとして用いた酸化モリブデンの板状結晶のエッジは必ずしも厚さ方向に直線状ではなく、丸みを帯びていることが多い。したがってエッジの先端部では厚さがしだいに薄くなっており、そのために生ずる検出電子の変化が測定誤差となるので、この誤差と同程度のプロード径は測定不可能となる。このエッジ厚さによる測定限界が、次章で行うプロード径の測定の結果に与える影響を明らかにすることが重要であり、次節の前半においてこの問題を実験により検討する。

(5)の大きいプロード径を測定する際の諸問題については、小さいプロード径の測定限界とは別に検討する必要がある。プロード径が大きい場合には上で述べたエッジの厚さによる測定誤差よりも大きい、新たな誤差が生ずるからである。その一つは、黒化度の変化が緩慢になることに起因する誤差である。STEM像撮影時のプロード電流中の量子統計ノイズとドリフトのため

め、黒化度の水平レベルの判定には若干の任意性がある。エッジにおける黒化度の変化が緩慢になると、これとプロード電流のドリフトによる黒化度変化との判別が難しくなるだけでなく、おぼつかた水平レベルの判定の誤差が大きいためプロード径の誤差となる。

もう一つの誤差の原因は、焦点おらし量の選択の困難さである。プロード径は焦点おらし量によって変化するのど、焦点おらし量を変えて同じエッジの像を撮影し、その中から最小のプロード径を与える像を選ぶ必要がある。しかし、電子線照射によるエッジの損傷、変形のため、同じエッジでの可能な撮影回数は通常3回程度以内に限られる。プロード径が大きいとくには非常に不鮮明な像しか得られず、最小のプロード径を与える像の判定は難しいので、3回程度の撮影では厳密に最小のプロード径を得ることは困難である。

このように、小さいプロード径の測定の際には問題とらたかた要因が、大きいプロード径の測定の際の誤差となり得る。したがって、大きいプロード径の測定精度を検討する必要がある、次節の後半でこの問題を実験と計算により調べる。

§4-4 プロード径測定精度の検討

4-4-1 小さいプロード径の測定

前節で述べたプロード径測定法の測定限界が、次章で行うプロード径の測定結果に及ぼす影響を評価するために、本研究に

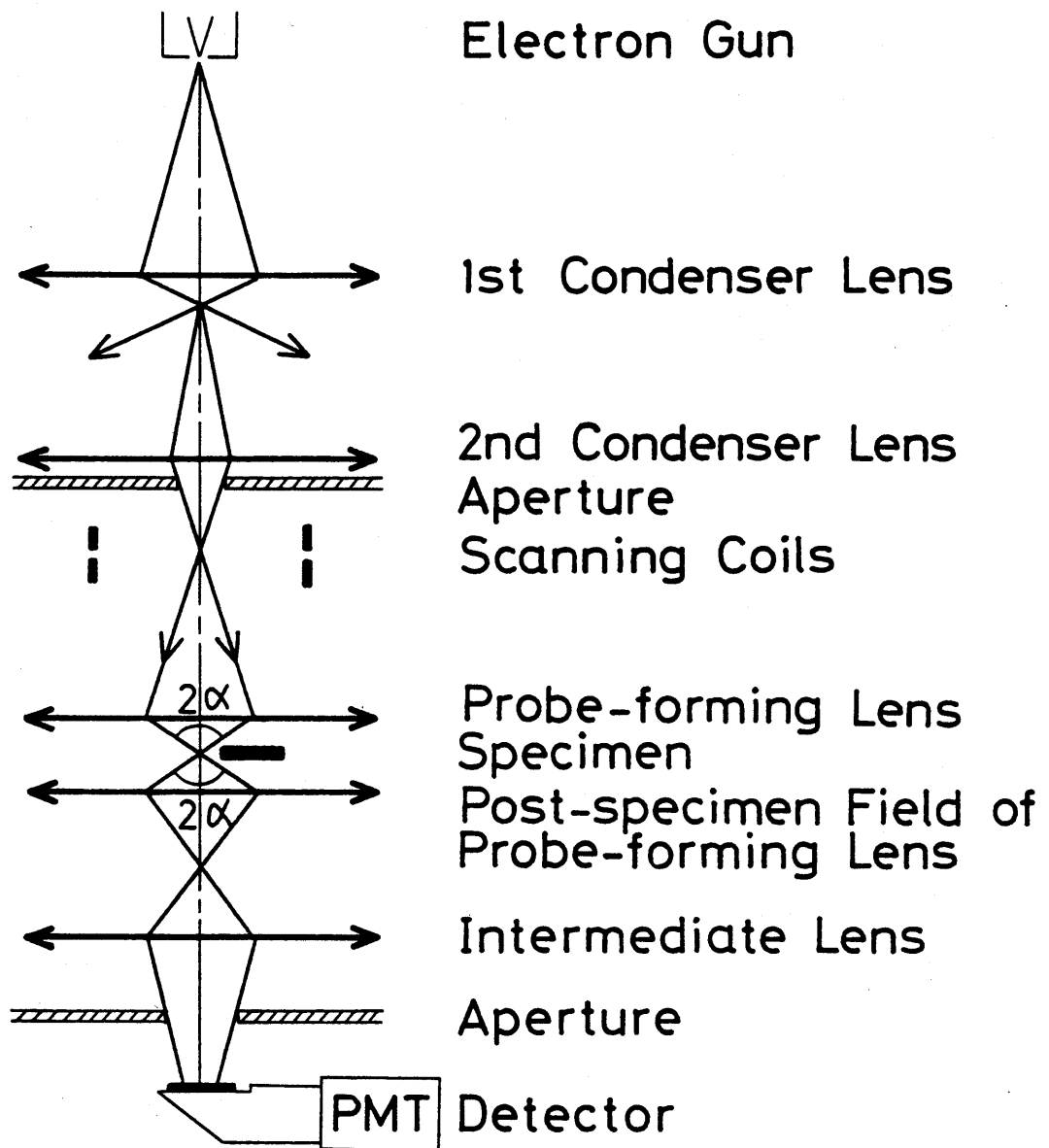


図4-6 フォローアップ径の測定に用いた電子光学系

用いた装置の通常の動作状態で得られる最小のプロローグ径が、どの程度の精度で測定できるかを調べる実験を行った。実験には走査像観察装置の付いた日立製作所製H-500H型電子顕微鏡を用いた。その電子光学系を図4-6に示す。

本装置で使用している電子銃の陰極は、図4-7(a)に示すようなタンガステン線を折り曲げてヘアピンカソードと、同図(b)に示すようなヘアピンカソード先端に針状のタンガステンを溶接してポイントカソードの2種類である。本実験においては、できるだけ小さなプロローグを得るためにポイントカソードを用いた。電子源を2段のコンデンサーレンズとプロローグフォーミングレンズで縮小してプロローグをつくり、走査コイルでエッジを走査する。プロローグフォーミングレンズのポールピースの形状は図3-2に示す通りである。本実験では収差補正は行っていないので、薄膜レンズを組み込んでいい。中間レンズは試料への入射電子線がちょうど検出絞りいっぱいに入るように調節する。検出絞りを通った電子はいったん光信号に変え、光電子増倍管

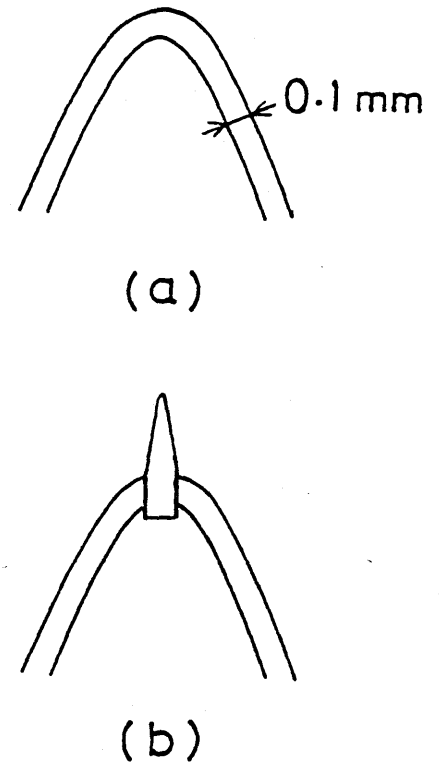


図4-7 陰極の種類

(a)ヘアピンカソード

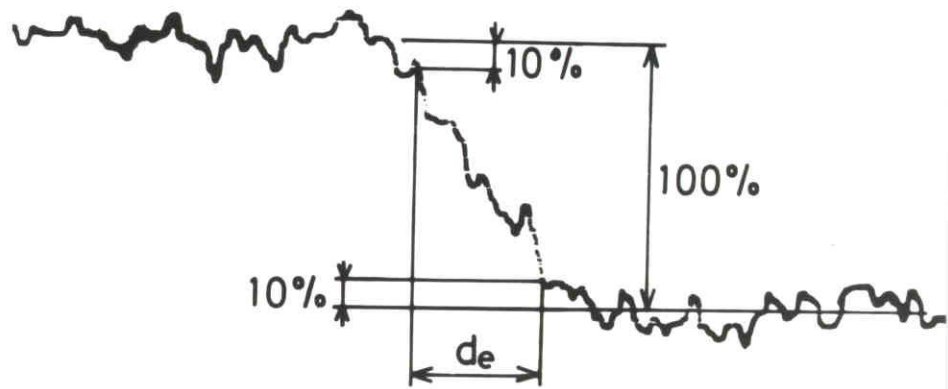
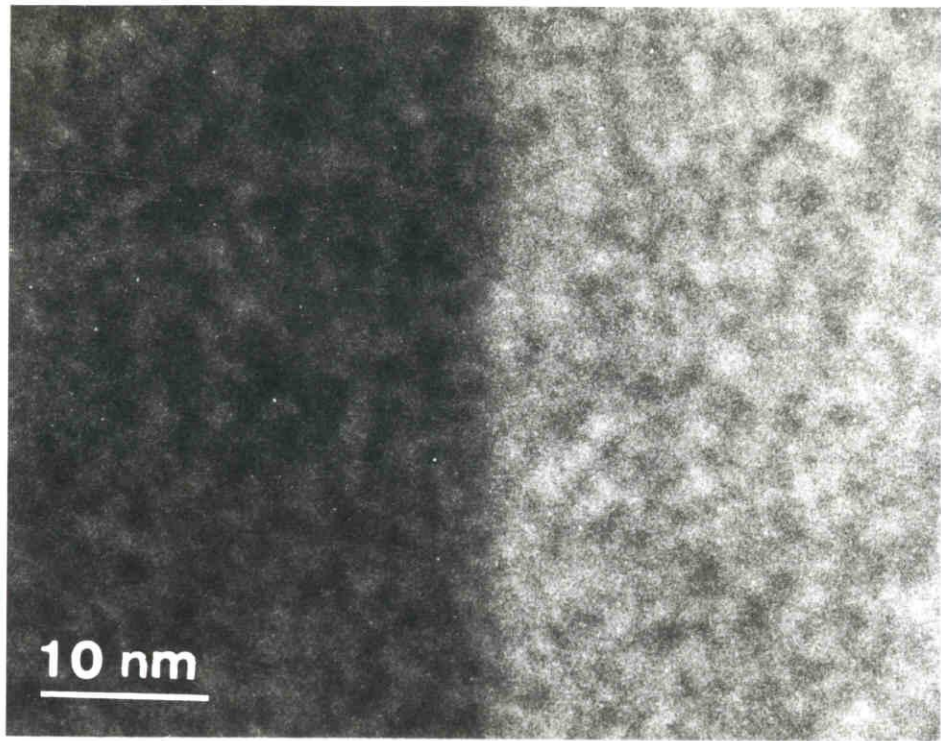
(b)ポイントカソード

で増幅した後グラウン管に送り、これを信号としてグラウン管を輝度変調する。このとき、電子プロードの走査と同期してグラウン管上で走査を行えば、管面上にSTEM像が得られる。

本装置の標準のレンズ動作条件におけるがウス径を測定するため、球面収差と回折収差がともにこのときのがウス径と比べて無視できるような適当なプロード収束角を用いた。加速電圧は100kVとした。

図4-8に、得られたエッジのSTEM像と、エッジに垂直方向の黒化度変化の例を示す。小さなコンデンサー絞りによってプロード収束角を制限しているのど、プロード電流が少なく、像はかたりの量子統計ノイズを含んでいる。しかし、黒化度測定の際エッジと垂直方向のスリットを、試料面に換算して約7nmに広げることにより、黒化度曲線のノイズはプロード径の測定に支障のない程度に抑えることができた。黒化度曲線からプロード径を測定した結果、 $2.3 \pm 0.5 \text{ nm}$ の値が得られた。

プロードのがウス径は、別の方法で間接的に求めることができる。プロードフォーミングレンズとして用いたときのレンズの励磁を変えて、これを縮小レンズではなく拡大レンズとして用い、第2コンデンサーレンズによってつくられた電子源の像を拡大して、その電子流密度分布を測定し、これから求める電子源の像の直径にプロードフォーミングレンズの縮小率をかけて、プロード径を求める方法である。微小なプロードを拡大する場合と違い、プロードフォーミングレンズで縮小する以前の電子源



$$d_e = 2.3 \pm 0.5 \text{ nm}$$

図4-8 酸化モリブデン結晶のエッジの
STEM像と対応する黒化度曲線

の像を、電子流密度分布の測定が可能な大きさに拡大することは容易である。測定した電子流密度分布はガウス分布でよく近似でき、その半値幅 $dn = 2.0 \pm 0.2 \text{ nm}$ であった。ガウス分布の電子流密度分布をもつプロローブに対しては、図4-4の定義によるプロローブ径 d_e と半値幅 dn との関係は

$$d_e = 1.09 dn \quad (4-1)$$

であることが容易に導かれる。したがって、この場合のプロローブ径は $2.2 \pm 0.2 \text{ nm}$ と求められる。測定値の $\pm 0.2 \text{ nm}$ のばつきは、主に電子銃のセッティングおよび電子銃において放出電流の制御に使われるウエネルト電極のバイアス電圧の違いによるものである。

このように、二つの方法で別々に求めたプロローブ径の値は、よく一致し、従来の方法より格段に小さいプロローブ径が、エッチングのSTEM像を用いる方法で測定できることが分った。次章の実験においては、この標準のレンズ動作状態をほとんど変更せずに使い、プロローブ収束角だけを変えて球面収差の影響が大きくなるような状態で実験を行う。この状態で球面収差補正を行っても、プロローブ径がここで測定したガウス径以下になることは無い。したがって小さいプロローブ径に対する本測定法の測定限界が、以下の測定において測定誤差となることは無いと結論できる。

4-4-2 大きいプロジェ径を含めた広い範囲の測定⁷⁾

広い範囲のプロジェ径に対する本測定法の精度を調べるために種々のプロジェ収束角においてプロジェ径を測定し、その結果を§4-2で述べたプロジェ電子流密度分布の計算によって評価した。

実験装置は図4-6に示した通りであるが、電子銃としてヘビニカリードを用い、加速電圧は50 kVとした。プロジェ収束角はコンデンサ-絞りで変化させ、その大きさを金の回折格子を用いて校正した。このときのプロジェ収束角の測定誤差は±1.5%程度である。

プロジェ径が小さい場合には、通常プロジェ径が最小となる焦点がらし量において最も鮮明な像が得られるので、そのよき条件の付近でわずかに焦点がらし量を変えて測定を行えば、容易に最小のプロジェ径を与える焦点がらしの条件での測定像が得られる。しかしながら、球面収差のためにプロジェ径が大きい場合には、像の鮮明さとプロジェ径との関係は必ずしも明らかでない。そこで、焦点がらし量を変えることによる像の変化とそのときのプロジェ径の変化を調べた。プロジェ収束角にプロジェ径が大きくなるように43 mradと大きくとった。焦点がらし量を変えて撮った一連の像のうちの典型的な2枚と、それぞれの像のエッジに垂直方向の黒化度曲線を図4-9に示す。図4-9(a)および(b)は、それぞれエッジの最も鮮鋭な像と最小の径のプロジェによる像、(a')および(b')はそれらの黒化度曲

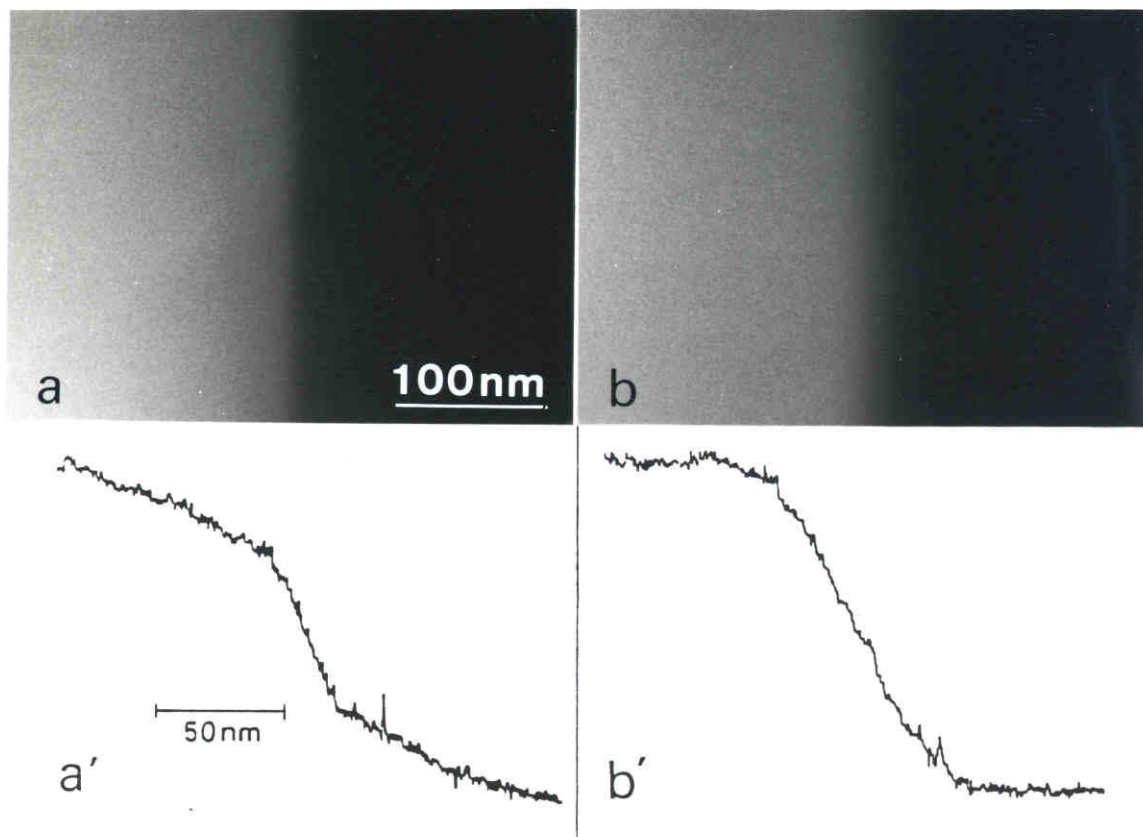


図4-9 焦点ずれ量によるSTEM像と黒化度曲線の変化

(a)はエッジの最も鮮明な像、(b)は最小のフロッグ
 を与える像であり、(a')と(b')はそれぞれ(a)と(b)に
 けるエッジに垂直方向の黒化度曲線である。

線である。(a')の黒化度曲線はエッジ先端の近傍に変化の急激な部分があり、これがエッジの鋭い像を与えるが、その両側の広い範囲で黒化度がゆっくりと変化していることを示し、フロー径は170 nmと大きい。一方、(b)の黒化度曲線では、エッジ先端の近傍での変化が(a')ほど急でなく、像のぼけは大きいことが分る。しかし、(a')のような変化の緩慢な部分がないのでフロー径としては60 nmと小さい値が得られる。このようにフロー径収束角が大きく、フロー径が大きいときには、最小のフロー径を与える焦点がらしの条件は、必ずしも視覚的にぼけが少ない像には対応しない。この結果は、本節の目的であるフロー径測定法の精度とは直接関係はないが、フロー径電子流密度とフロー径の関係、およびフロー径電子流密度に対する焦点がらし量の寄与は、電子フロー径装置の応用上興味深い問題であるので、後にフロー径電子流密度の計算によって簡単に論ずる。

さて、このように像のぼけと最小のフロー径とは必ずしも関連しないので、焦点がらし量を変えた一連の像を撮影して、対応するフロー径を測定した。図4-10はそれらのうちの最小値をフロー径として、そのフロー径収束角に対する変化を示したものである。この図で○印とバーは、それぞれ測定値の平均とばらつきを示している。また、3本の曲線は計算結果であり、以下この計算について述べる。

実験結果の定量的検討のために、フロー径電子流密度からフ

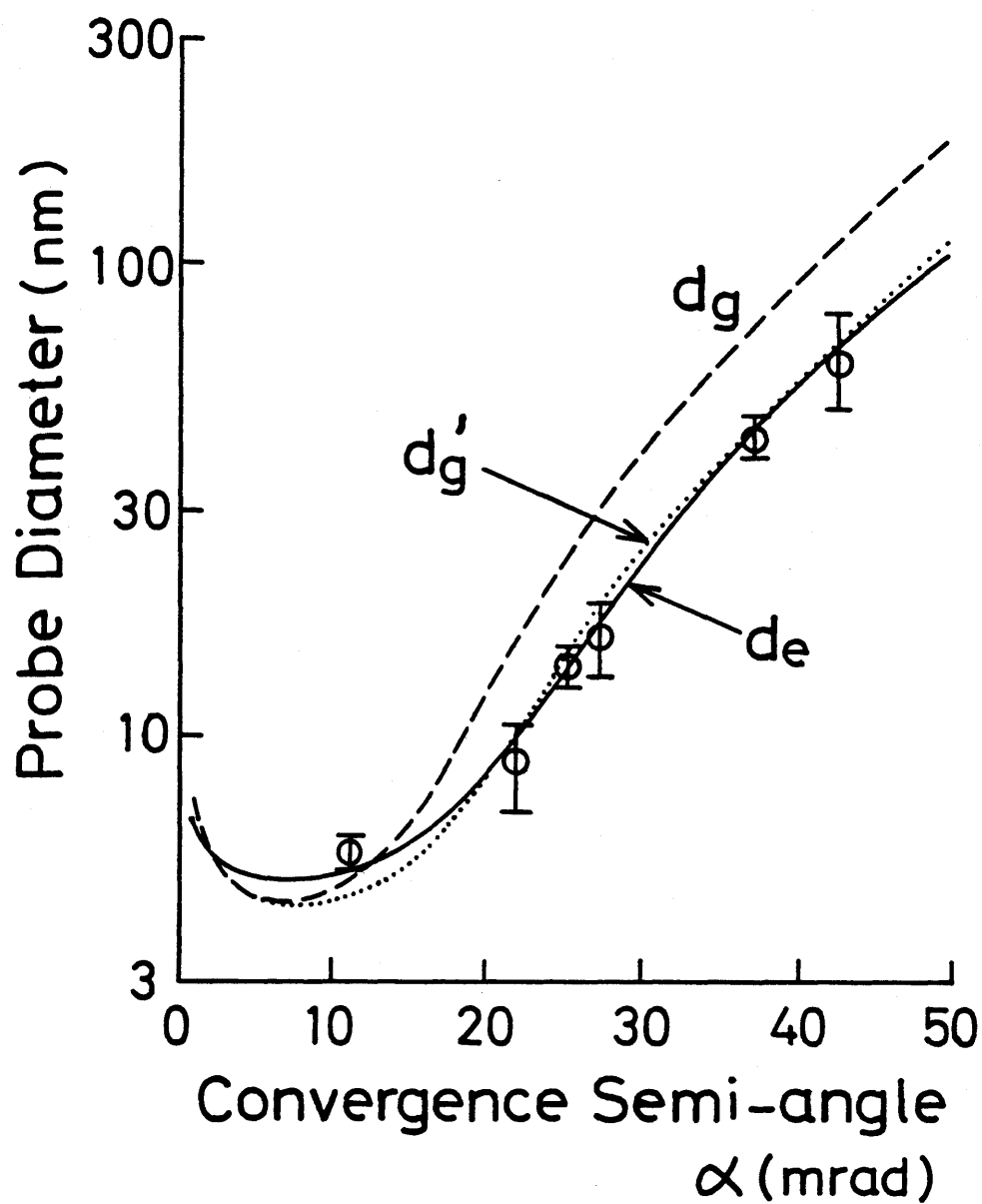


図 4-10 フォト-プローブ径のフォト-プローブ収束角に対する変化

ローブ径の計算を行った。プローブ電子流密度は、§4-2で導出した式に、3次と5次の球面収差係数および電子源の電子流密度分布を代入し、電子計算機を用いて計算した。プローブフォーミングレンズの球面収差係数は、図3-4の $V_f = 0V$ の場合としてすでに計算済みであり、 $C_{s3} = 2.8 \text{ mm}$ 、 $C_{s5} = 5.6 \text{ mm}$ である。また、電子源の電子流密度分布を4-4-1と同じ手法測定した結果、試料面に換算した半値幅が 4.4 nm のガウス分布でよく近似できる分布であった。したがってこのときのガウス径は、(4-11)式より 4.8 nm である。

プローブ電子流密度分布が与えられたとき、プローブ径の計算は次のようにして行うことができる。タイフエッジの大まさはプローブ径に対して十分に大きいので、エッジはその先端が $x=0$ にあり、 $x \geq 0$ の領域に無限に広がる半平面と考えることができる。いま、プローブの中心がエッジ先端から x ($x \geq 0$) の距離にあるとき、エッジに当る電子流 $I_h(x)$ は

$$I_h(x) = I_t - 2 \int_x^{\infty} r_{\lambda} \cos^{-1} \left(\frac{x}{r_{\lambda}} \right) I_{\lambda}(r_{\lambda}) dr_{\lambda} \quad (4-12)$$

で与えられる。ここで I_t は全入射電子流、 r_{λ} は試料面での光軸からの距離、 $I_{\lambda}(r_{\lambda})$ はプローブ電子流密度分布である。前節で議論したように、実効透過率 T はわら試料に当たった電子が検出絞内に入る確率は一定と考えるよいので、これを T と書けば、検出される電子流は次式のようになる。

$$I_d(x) = I_t - (1 - T) I_h(x) \quad (4-13)$$

また、すでに述べたように、検出される電子流とフィルムの黒化度との間には、直線的な関係があるので、フィルムの黒化度 $D(x)$ は D' と D'' を定数として

$$D(x) = D' I_d(x) + D'' \quad (4-14)$$

と表わされる。プロードを $x = \infty$ から $x = x_0$ まで移動させたとき、図4-4に示すように黒化度の全変化幅の10%の変化があったとすると、次式が成立する。

$$\frac{D(x_0) - D(\infty)}{2\{D(0) - D(\infty)\}} = 0.1 \quad (4-15)$$

ここで、系の対称性から黒化度曲線が $x = 0$ について対称であることを考慮して、(4-13)、(4-14)式を(4-15)式に代入し、 $I_h(\infty) = I_t$ 、 $I_h(0) = I_t/2$ を用いれば、 T 、 D' 、 D'' の各定数に無関係な式

$$I_h(x_0) = 0.9 I_t \quad (4-16)$$

が得られる。黒化度曲線の対称性より、黒化度の全変化幅の90%の点とエッジとの距離も x_0 であるから、プロード径 d_e は、

$$d_e = 2x_0 \quad (4-17)$$

で与えられる。

図4-9のSTEM像を撮影した際の実験条件に対して計算したプロード電子流密度と、これから求めた検出電子流の x に対する変化の例を、それぞれ図4-11および図4-12に示す。両方の図において、実線は軸上のプロード電子流密度が最大となる焦点がらしの条件で、破線は最小のプロード径が得られる焦点

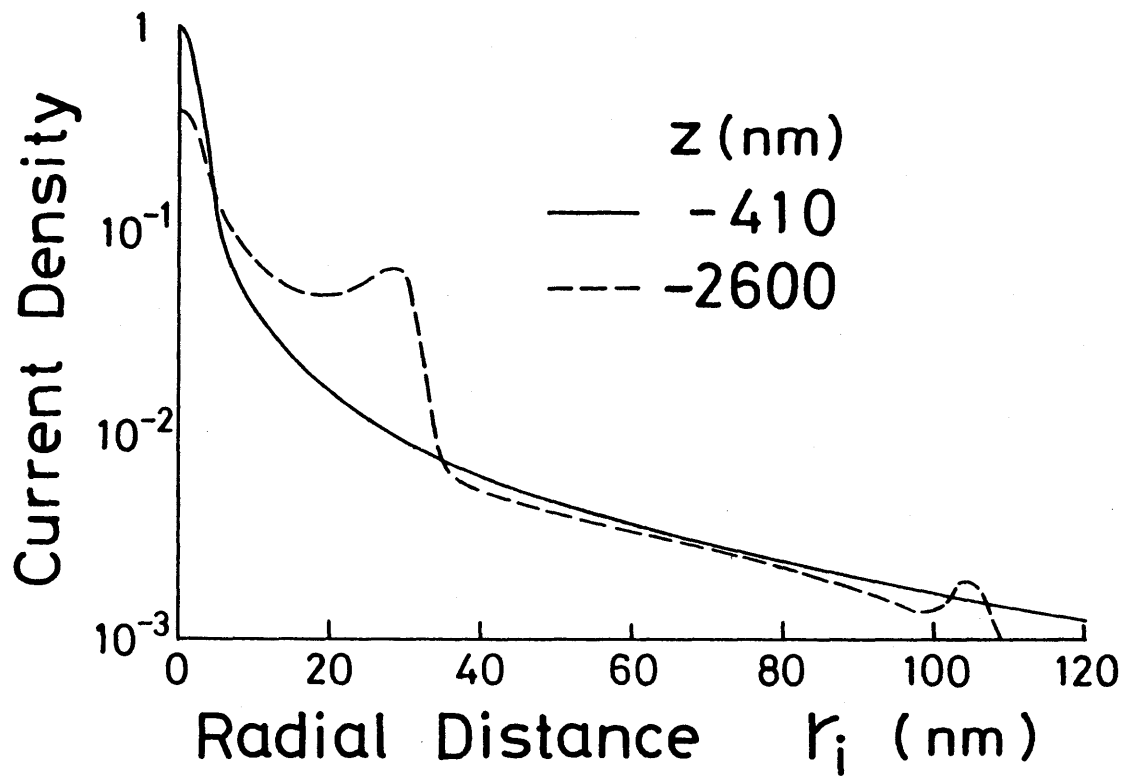


図4-11 フォーブ電子流密度分布の焦点がらし量による変化

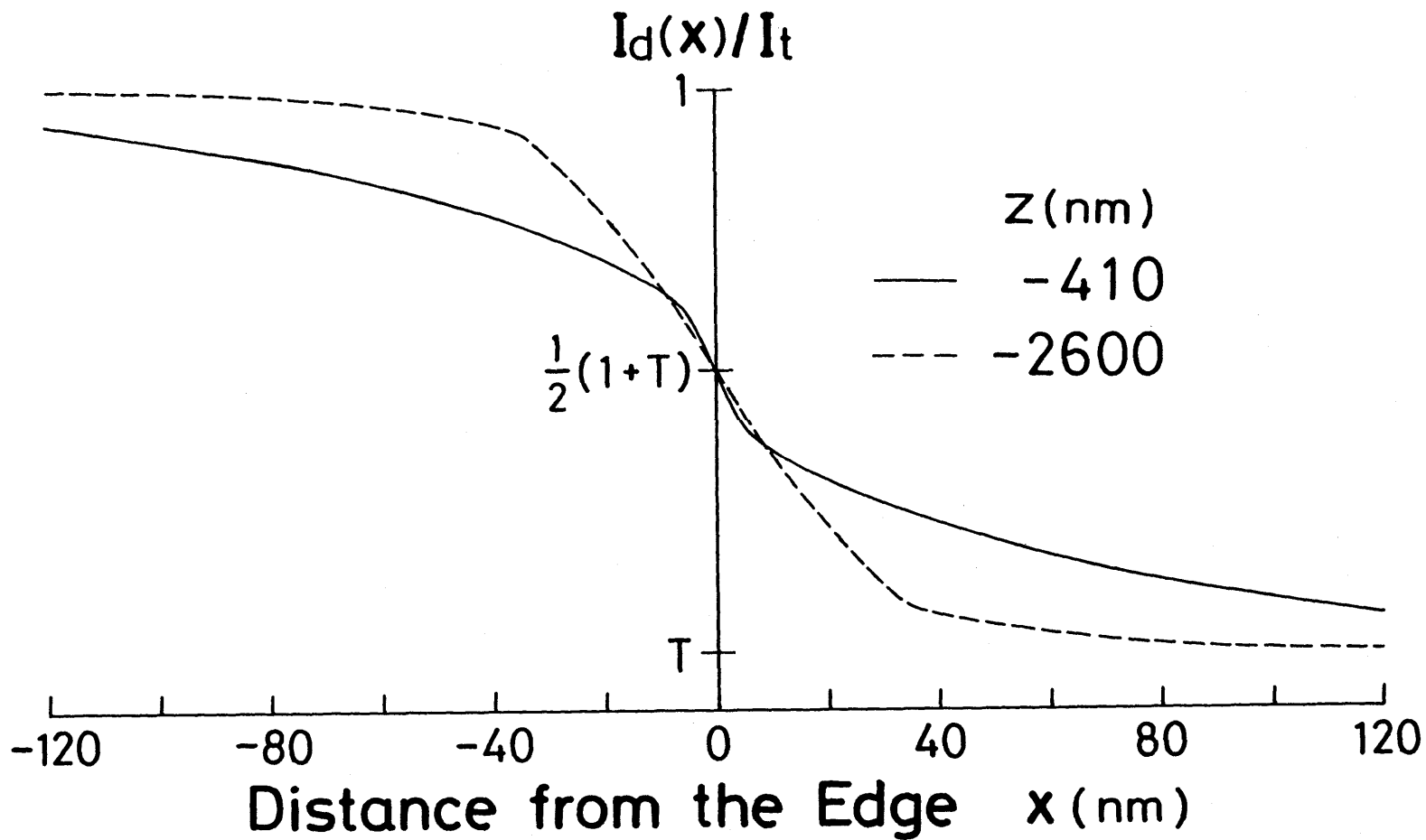


図4-12 検出電子流の7°ロ-7位置に対する変化

実線と破線はそれぞれ図4-11の実線と破線の分布に対応している。

がらしの条件での結果を示している。図4-11の縦軸は実線の分布の軸上の値で規格化しており、図4-12の縦軸は全入射電子流 I_t で規格化してある。図4-9の黒化度曲線と図4-12の $I_d(x)$ とはよく一致しており、プローブ径の計算値も表4-1に示すよ

表4-1 プローブ径の測定値と計算値との比較

(a), (b)はそれぞれ図4-9(a), (b)に対応している。(a)の像は軸上電子流密度最大の焦点ずらし量で得られると仮定している。

	測定値 (nm)	計算値 (nm)
(a)	170	187
(b)	60	63

うに測定値と一致している。また、図4-11の電子流密度分布は図4-9の像をよく説明している。すなわち、軸上電子流密度が最大のプローブでは、鋭い中央のピークはエッジの鮮明な像をつくり、変化の緩やかな周辺部は像のバツリゲラウンドを形成する。一方、径が最小となるプローブは、半径120nm以上のところで急速な電子流密度の減少のためプローブ径は小さいが、半径30nm以内で比較的高い電子流密度をもつために、これが像のぼけとなる。

このように、軸上電子流密度が最大となる焦点ずらし量のとみにエッジの視覚的ぼけは最も少なく、この焦点ずらし量が最適であるかのような印象を与える。確かに図4-9の場合のよ

うな比較的厚い試料に対しては、プロード電子流のかたりの部分がバックグラウンドとなってもエッジ先端のコントラストは十分であり、試料の像は識別できる。しかしながら薄い試料に対しては、コントラストの不足のため試料の像はバックグラウンドノイズに埋もれて識別不可能となる。一、径の最小のプロードではプロードの中央部に大部分の電子が集まっており、試料の大エエがプロード径程度であれば中央部の全電子が像形成に寄与するので、像コントラストは高く、薄い試料の観察に有利である。

顕微鏡観察においては、プロード径程度の構造が問題となることが多く、その場合には軸上電子流密度最大のプロードより、むしろ径が最小のプロードが適当であると考えられる。各種の電子線分析装置や電子ビーム描画装置等の顕微鏡以外の電子プロード装置においても、同様に小さいプロード径を得ることが重要であると考えられる。

プロード径に対する焦点ずれ量の影響を、種々のプロード収束角に対して計算した結果を図4-13に示す。横軸は次式で与えられる焦点ずれ量 z_0 によって規格化されている。

$$z_0 = -\frac{1}{2} Cs_3 \alpha^2 - \frac{3}{10} Cs_5 \alpha^4 \quad (4-18)$$

z_0 は波面収差が電子波長の数倍程度と小さく、電子源が点電子源とみられるほど小さいときに軸上電子流密度が最大となる焦点ずれ量⁸⁾を、5次までの球面収差を考慮して求めた結果である。今の場合電子源は点電子源ではなく、また波面収差もプロ

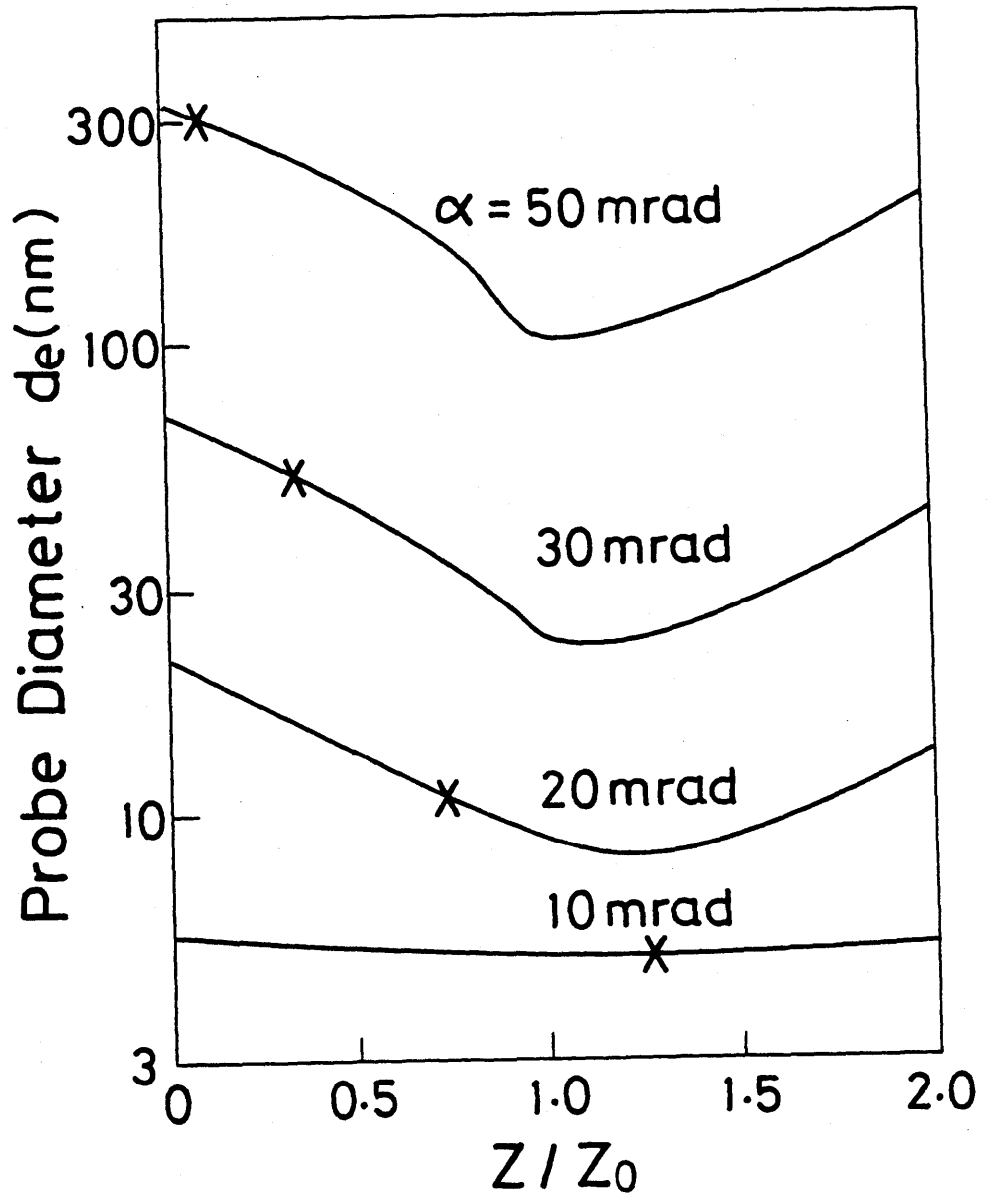


図4-13 フォトプローブ径の焦点ずれ量に対する変化
 x印は軸上電子流密度最大の焦点ずれ量を表わす。

- フォーカス角 $\alpha = 10 \text{ mrad}$ のときを除いて非常に大きいので、最大の軸上電子流密度を与える焦点からし量は、図中に X 印で示したように z_0 とは一致しない。むしろ、最小の α はフォーカス径を与える焦点からし量が z_0 に近い値であることがわかる。

このように計算して求めたフォーカス径のフォーカス角に対する変化を図 4-10 に実線で示す。測定値の平均と計算値とは、どのフォーカス角においても $\pm 10\%$ 以内の誤差で一致している。したがって本測定法は、 $5 \sim 60 \text{ nm}$ の広い範囲のフォーカス径を $\pm 10\%$ 以内の精度で測定できることが明らかとなった。

フォーカス径を評価する簡便な手法として、(2-6) 式のようない幾何光学的なフォーカス径の計算が使われることが多い。このような単純な手法がどの程度正確な近似を与えるかを検討することも、実際的な興味深い問題である。(2-6) 式で色収差を無視して計算した幾何光学的フォーカス径 d_g を図 4-10 に破線で示す。球面収差が支配的な大きいフォーカス角において、 d_g は測定値よりかなり大きい。この食い違いは、主に、フォーカス径の定義の際の球面収差の取り扱いの違いによるものである。幾何光学的な定義においては、球面収差によるフォーカス径 d_s がすべての電子を含む最小錯乱円の大径 δ として、(2-4) 式によって表わされている。ナイフエッジ法では、全体の 80% の電子を含むようにフォーカス径が定義されている。したがって、大きいフォーカス角において d_g がフォーカス径の実測値より大きくなることは十分考えられる。試みに、(2-4) 式の代わりに

$$ds' = 0.3 Cs \alpha^3 \quad (4-19)$$

よって球面収差によるプロローグの広がりを表わし、(2-6)式の ds に ds' を代入してプロローグ径 dg' を計算すると、図4-10に点線で示したように、測定値および波面光学を用いて計算した結果とかなりよい一致がみられる。

§4-5 結 言

本章では、次章において行う球面収差補正実験の準備として、プロローグ電子流密度の計算法とプロローグ径測定法を確立した。

プロローグ電子流密度の計算は、波面光学的手法を用いて行った。軌道計算によって求めた収差係数を利用するために、5次までの球面収差係数と焦点ずれ量を考慮して波面の式を導出し、これを既存のFresnel回折式に代入することにより、5次までの球面収差を含んだプロローグ電子流密度の式を導いた。

次に、微小なプロローグの径を測定するために、従来のナイフエッジ法を改良して新しいプロローグ径測定法を開発した。これまで、10 nm 以下のプロローグ径を直接測定する方法は無く、特に、加速電圧が高くなるほど測定は困難であるとされてきた。新しく開発した、薄い板状試料のエッジのSTEM像を用いる測定法は、従来の手法より格段に小さいプロローグ径が高い加速電圧においても測定でき、加速電圧100 kVにおいて2.2 nmが精度よく測定できた。

さらに、大きなプロローグ径まで含めた広い範囲でプロローグ径

を測定し、フロー電子流密度の計算結果から得られたフロー径と比較した。その結果、60nmまでのフロー径に対し、測定値と計算値とは±10%の精度で一致し、本測定法の有用性が示された。

この実験に関連して、いくつかの重要な知見が得られた。その一つは、焦点がらし量によるフロー電子流密度分布とフロー径の変化、およびそのSTEM像への影響に関するものである。フロー径が最小となる焦点がらし量と、最も鮮明なSTEM像を与える焦点がらし量とは、フロー収束角が大きいときには一致していることが実験事実として得られた。その検討のためにフロー電子流密度分布の焦点がらし量による変化を調べた結果、鮮鋭な像はフローの軸上電子流密度が最大となるときに得られるが、このとき電子流密度分布の周辺部の大きくなった部分が、バックグラウンドの増加をもたらしことが分かった。

また、フロー径の簡単な評価法としてしばしば用いられる幾何光学的計算は、球面収差に起因するフローの広がり の定義を適当に変更することにより、かなりよい近似と得られることも明らかとなった。

第4章の参考文献

- 1) Born, M. and Wolf, E. : Principles of Optics, 6th ed., Pergamon Press, Oxford, 1980, Chap. 9, p. 459

- 2) Scherzer, O. : J. Appl. Phys., 20, 20 (1949)
- 3) Joy, D. : Proc. 7th Ann. SEM Symposium, IITRI, Chicago, 1974, p. 327
- 4) Vaughan, W. : Proc. 9th Ann. SEM Symposium, IITRI, Chicago, 1976, p. 745
- 5) Kopf, D. A. : Optik, 59, 89 (1981)
- 6) Joy, D., Maher, D. and Curris, A. : J. Microscopy, 108, 185 (1976)
- 7) Hanai, T. and Hibino, M. : J. Electron Microscopy, 33, 116 (1984)
- 8) Ta-Hang, W. : Proc. Phys. Soc., 53, 157 (1941)

第5章 球面収差補正による電子プローブの改善

§5-1 序 言

プローブフォーミングレンズに薄膜レンズを適用して球面収差を補正できることは、§3-3において数値計算により示した。§2-1で行ったプローブ径に関する議論によれば、プローブ径は球面収差とプローブ電流あるいは回折とによって決まり、小さなプローブ収束角ではプローブ電流または回折の影響が、また大きなプローブ収束角では球面収差が支配的である。したがって、球面収差が支配的であるような大きなプローブ収束角でその補正を行えば、プローブ電流を保ったままプローブ径を減少させることが期待できる。第2章で述べたように、これまで提案された種々の補正法の中で、実際にプローブ径の減少を達成できたものはなく、補正によるプローブ径の減少を実証できれば、薄膜レンズの実用性に対する明確な証拠となる。そこで、球面収差が支配的なプローブ収束角の範囲で、プローブフォーミングレンズと薄膜レンズの組み合わせでレンズを用いてつくったプローブの直径を測定し、薄膜レンズの効果によるプローブの改善を実験的に示した。プローブ径の測定およびその定量的評価には、第4章で述べた手法を用いた。

実験はまず、Hibinoら¹⁾によって用いられ、強励磁の磁界レンズの補正に実績のある薄膜レンズと同じ手法の薄膜レンズを用い、また電子銃の陰極としては、§4-4でプローブ径のプロー

が収束角による変化の測定に用いて、安定した電子ビームが得られることがわかっているタンガステンへのアポニカソードを用いた。²⁾ この実験によってフロー径の減少を確認し、さらに検討を進める上での問題点を明らかにした後、より小さなフロー径の得られるポイントカソードを用いて、薄膜レンズ法の变化の影響を調べた。さらに、薄膜レンズの工作精度や軸合わせの精度が不十分であることに起因する軸非対称収差と、陰影像を用いて定量する新しい手法を開発し、この手法を用いて球面収差補正後に残る収差を解析し、フロー径の測定結果と計算結果との比較を行った。

§5-2 実験手法

実験に用いた電子顕微鏡およびフローフォーミングレンズのポールピースは、§4-4でフロー径測定法の検討のための実験に用いたのと同じものである。このSTEM付属装置の付いた電子顕微鏡のフローフォーミングレンズ前には薄膜レンズを組み込んだ。薄膜レンズは、電子顕微鏡のトップエントリー用試料台に取り付け、試料台の微動装置を用いて軸合わせができるようにした。またこのとき、薄膜レンズとフローフォーミングレンズの距離(図3-2のL)は、§3-3の数値計算により得られた最適値20mmとした。

薄膜レンズの構造は図3-2に示した通りである。薄膜レンズの薄膜としては、電子の散乱の悪影響を抑えるために、散乱の

少ない軽元素の薄膜で、しかも薄膜の帯電によって不安定な電界が生じないように、十分な導電性を有するものが必要である。Maruseら³⁾は、間隔25 μm のビジコン用グリッドメッシュにコロジオン膜を張り、これに厚さ数10nmの炭素蒸着を行って導電性を付したものを利用した。しかし、このグリッドメッシュの透過率は約60%であり、さらにコロジオン膜と炭素膜による散乱が起こるので、全体としての透過率はかなり低い。Hibinoら⁴⁾は支持用のグリッドメッシュとコロジオン膜を取り除き、厚さ約20nmの炭素蒸着膜を直接金属平板に開けた凹孔を渡して張ったものを用いている。杉山ら⁵⁾によれば、このときの電子線透過率は加速電圧50kVで55%、100kVで70%である。著者も同様に支持膜なしで炭素蒸着膜を用いたが、蒸着膜の製法を検討した結果、炭素の蒸着速度を1nm/sec程度と速くすることによって、強度の高い薄膜が作製できることを見出した。このようにして作製した薄膜は、膜厚約8nmまで凹孔上に直接張ることができ、補正電圧の印加による静電カにも耐える強度をもつ。膜厚8nmの場合の電子線透過率は、加速電圧50kVで80%、100kVで85%であり、散乱の影響を軽減することができた。散乱の影響については、第6章で薄膜レンズの応用に関連して詳しく論じる。

実験に用いたプロセッサ用レンズ系を図5-1に示す。実線と破線は、それぞれ薄膜レンズを動作させたときと動作させないときの電子軌道の概略を示している。レンズ系とし

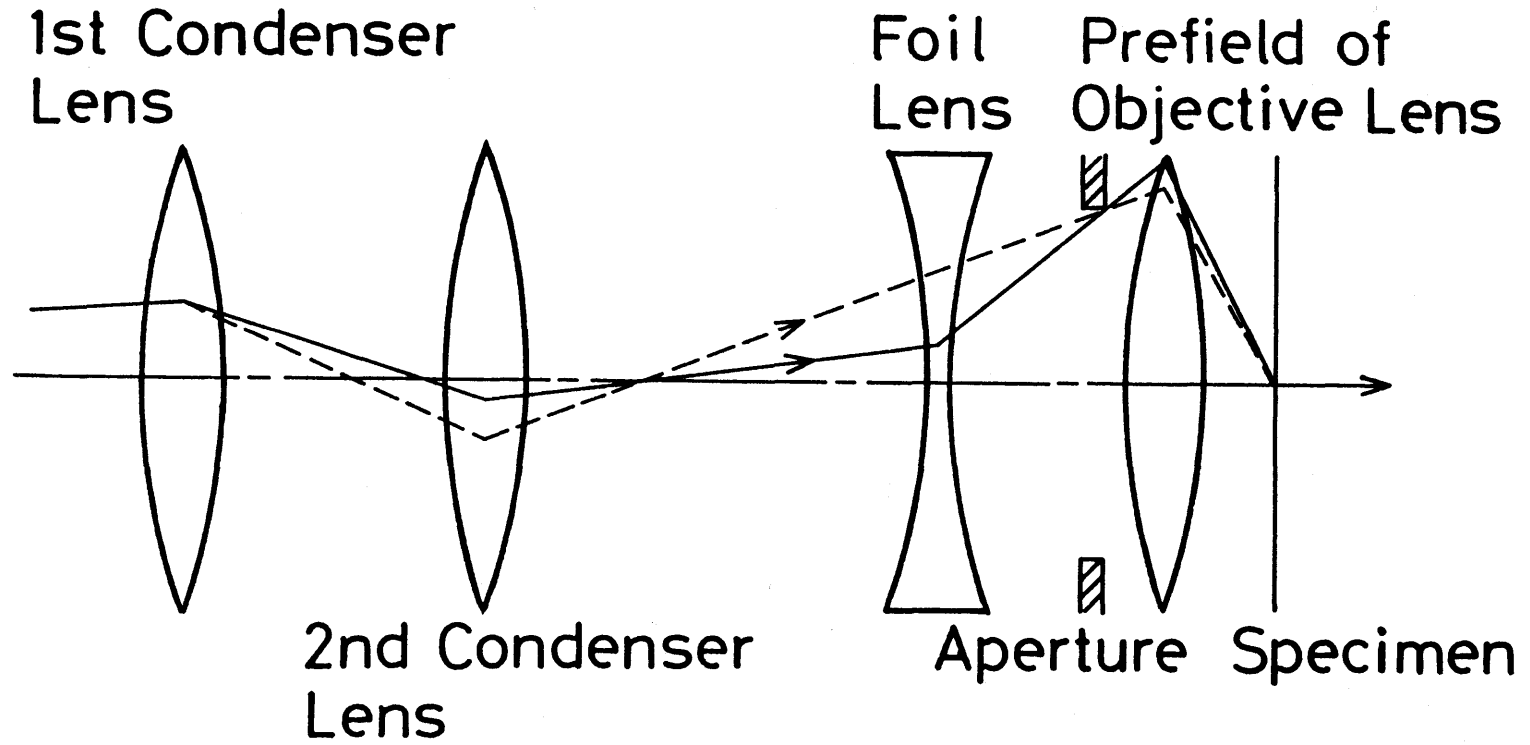


図5-1 球面収差補正実験に用いたプロトン形成レンズ系

破線は薄膜レンズを動作させないとき、実線はこれを動作させたときの電子軌道の概略を示す。

では、§3-3で補正特性を計算したときと同様、プローグフォーミングレンズと薄膜レンズ以外に2段のコンデンサーレンズを用いているが、各レンズの使い方は、図3-4に示した計算モデルとは少し異なっている。すなわち、図3-4においてはプローグフォーミングレンズの励磁は一定とし、薄膜レンズ電圧の変化の際に、薄膜レンズによる電子源の虚像の位置が移動しないようにコンデンサーレンズを調節した。一方ここでは、第2コンデンサーレンズによる電子源の像の位置を固定し、薄膜レンズの凹レンズ作用によるプローグ位置の軸方向の移動は、プローグフォーミングレンズの励磁を変えて打ち消し、試料に焦点を合わせるようにした。このとき、プローグ電流が一定となるように第1コンデンサーレンズを調節した。

本実験で採用した上記の電子光学系においては、図3-4の系と違って、プローグフォーミングレンズ単独の球面収差係数とプローグ収束角とが変化する。これは、プローグフォーミングレンズの強さとレンズ内の電子軌道が変わるからである。さらに、(2-2)式から分るように、プローグ電流が一定でプローグ収束角が変化するとき、プローグのがり半径もプローグ収束角に反比例して変化するこゝにはなる。しかしながら、次節で示すようにこれらの要因によるプローグ径の変化は、薄膜レンズの補正効果によるプローグ径の変化に対して無視できる程度の大さきである。

一方図5-1の電子光学系を用いることは、次に述べるように

利点がある。球面収差のフローグ径への寄与を正しく評価するためには、工作精度や軸合わせの不十分によって生ずる2回対称軸上非点収差を補正する必要がある。これは、第2コンデンサーレンズの下に配置してある、2組の4極レンズから成る非点補正器を用いて行うことができるが、その効果は非点補正器内での電子ビーム断面の径に依存し、この径が小さいほど効果は減少する。図3-4の系では、薄膜レンズ電圧を増すにつれて第2コンデンサーレンズによる電子源の像の位置が非点補正器に近づく、それに伴って非点補正器の効率が悪くなり、2回対称軸上非点収差が補正しきれなくなるということが考えられる。したがって、図3-4の系は厳密には非点収差補正が必要とされるフローグ径の測定には不適當であり、第2コンデンサーレンズによる電子源の像が移動せず、常に良好な非点収差補正の機能が得られる図5-1の系が有利である。

フローグ径の測定は、§4-3で述べた板状試料のエッジのSTEM像を用いる方法で行った。フローグ径は焦点ずれの影響を強く受けるので、同じエッジを焦点ずれ量を交えて撮影した一連の像から得られる最小のフローグ径に注目し、この最小のフローグ径の薄膜レンズ電圧に対する変化を測定した。

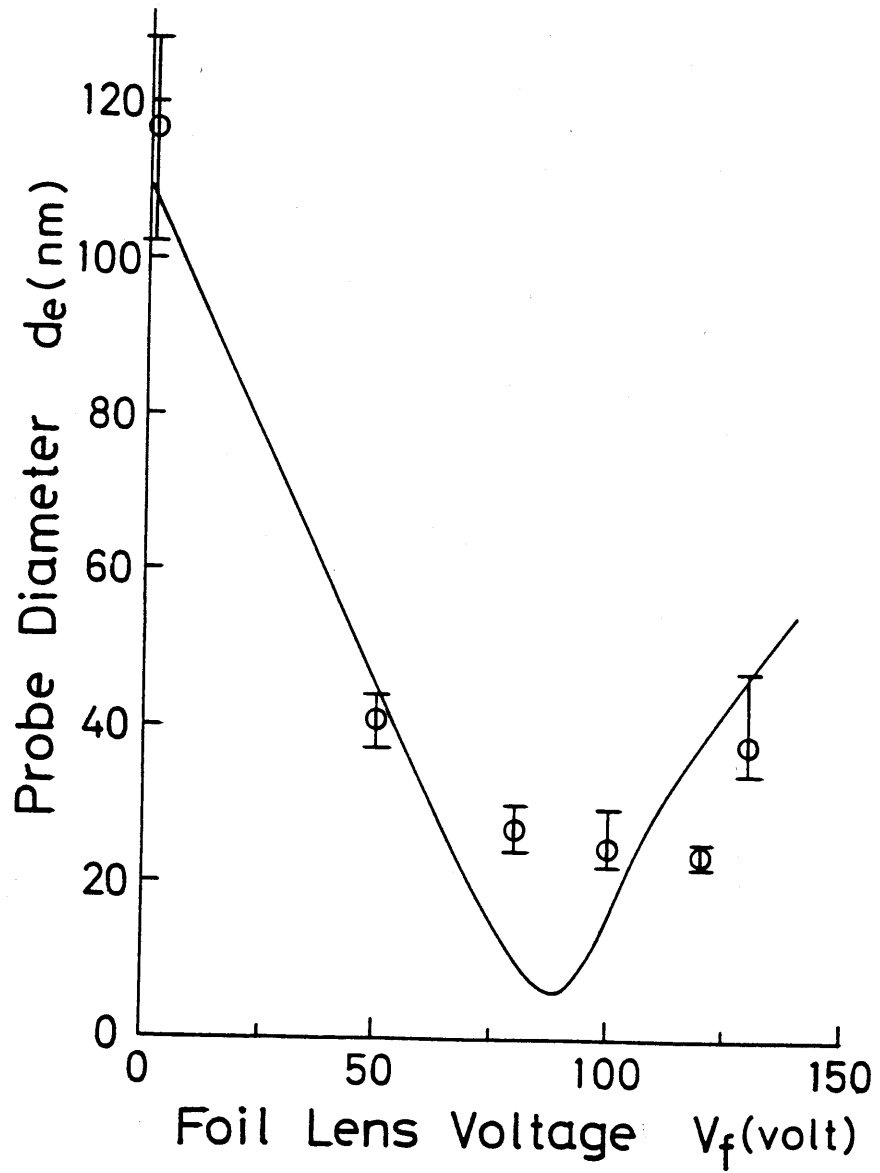
§5-3 予備実験と検討²⁾

実験はまずヘアピンカソードを用い、薄膜レンズ寸法は、Hibinoら¹⁾が用いたのと同じ $R = 0.25 \text{ mm}$ 、 $d = 0.03 \text{ mm}$ 、

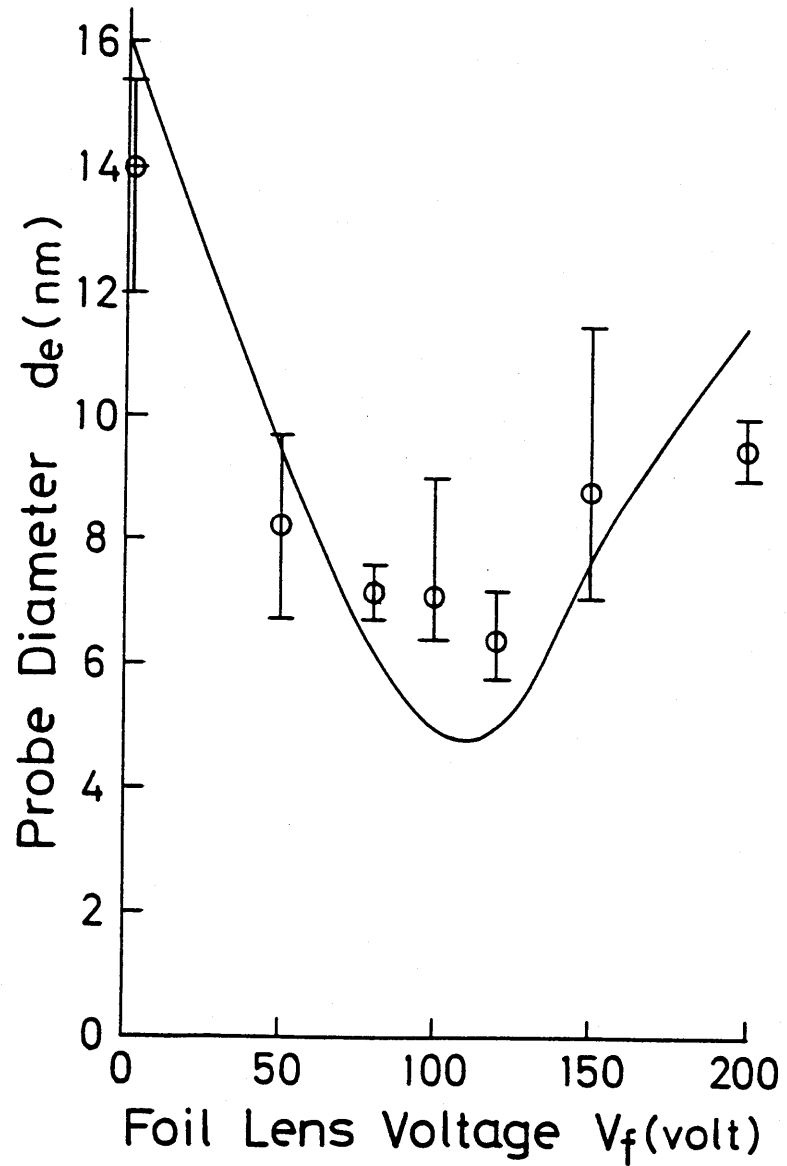
$t = 0.1 \text{ mm}$ (図3-2参照)として行った。この手法の薄膜レンズの球面収差補正特性については、すでにHibiura¹⁾が調べており、強励磁の磁界レンズの球面収差が補正できることを実証している。このようにある程度の成果がすでに得られている条件下で最初の実験を行い、球面収差補正によるフロッグ径の減少を示すとともに、さらに検討を進めるべき問題点を探った。

実験においては加速電圧を50kVとし、補正を行わなかったときのフロッグ径が100nmと10nm程度になるような二つのフロッグ収束角について調べた。金の円析リングを用いて校正した結果、このフロッグ収束角は50および26 mradであった。図5-2に測定したフロッグ径の薄膜レンズ電圧に対する変化を示す。○印は平均値を、バ-は測定値のばらつきを示す。いずれのフロッグ収束角においても、薄膜レンズ電圧 V_f を増加させるにつれてフロッグ径はいったん減少し、 $V_f = 100 \text{ V}$ 付近で最小となる。 $V_f = 100 \text{ V}$ を越えてさらに電圧を増加させると、フロッグ径は再び増大する。 $V_f = 0 \text{ V}$ のときのフロッグ径に対する最小のフロッグ径の比の値は、フロッグ収束角50 mradのとき1/5、26 mradのとき1/2である。このように、薄膜レンズの効果によりフロッグ径を減少できることが明らかとなった。図5-2の曲線はフロッグ径の計算値であり、以下その計算について説明する。

計算は§4-4で用いたのと同じ手順で行い、まず、薄膜レンズとフロッグフォ-ミングレンズの組み合わせをレンズの3次と



(a) $\alpha = 50$ mrad



(b) $\alpha = 26$ mrad

図5-2 プロブ径の薄膜レンズ電圧による変化

5次の球面収差係数を求めた。そして図5-3で種々の薄膜レンズ寸法について球面収差係数の計算を行ったが、そのときもレンズの使い方が異なるので、図5-3に示すように補正特性も若干異なっている。図5-5の球面収差係数は、薄膜レンズ電圧に対してほぼ直線的に変化しているのに対し、この場合には薄膜レンズ電圧の高いところで、3次と5次の球面収差係数のグラフの傾きは、いずれも十分に緩やかになっている。これは図5-1から分かるように、薄膜レンズ電圧が高くなるにつれて電子軌道の軸からの距離が薄膜レンズ内では減少し、フローティングレンズ内ではむしろ増加するため、相対的に薄膜レンズの作用が弱まり、球面収差係数の減少の速度が落ちるものと考えられる。

前節で、図5-1の系を用いることにより、薄膜レンズ動作時にフローティング収束角とフローティングレンズ単独の球面収差係数が変化することと指摘したが、球面収差係数を計算する過程における軌道計算により、その評価も合わせて行った。その結果、用いた最大の薄膜レンズ電圧 $V_f = 200V$ のとき、 $V_f = 0V$ の場合と比べてフローティング収束角は4%増加（したがってガラス径は4%減少）し、フローティングレンズの球面収差係数は1%減少することが分った。これらの変化の結果として生ずる、薄膜レンズの効果にはおらぬ副次的なフローティング径の変化は、 $V_f = 0V$ のときのフローティング径の約10%である。これは測定誤差程度の大ささであり、図5-2におけるフローティング径の

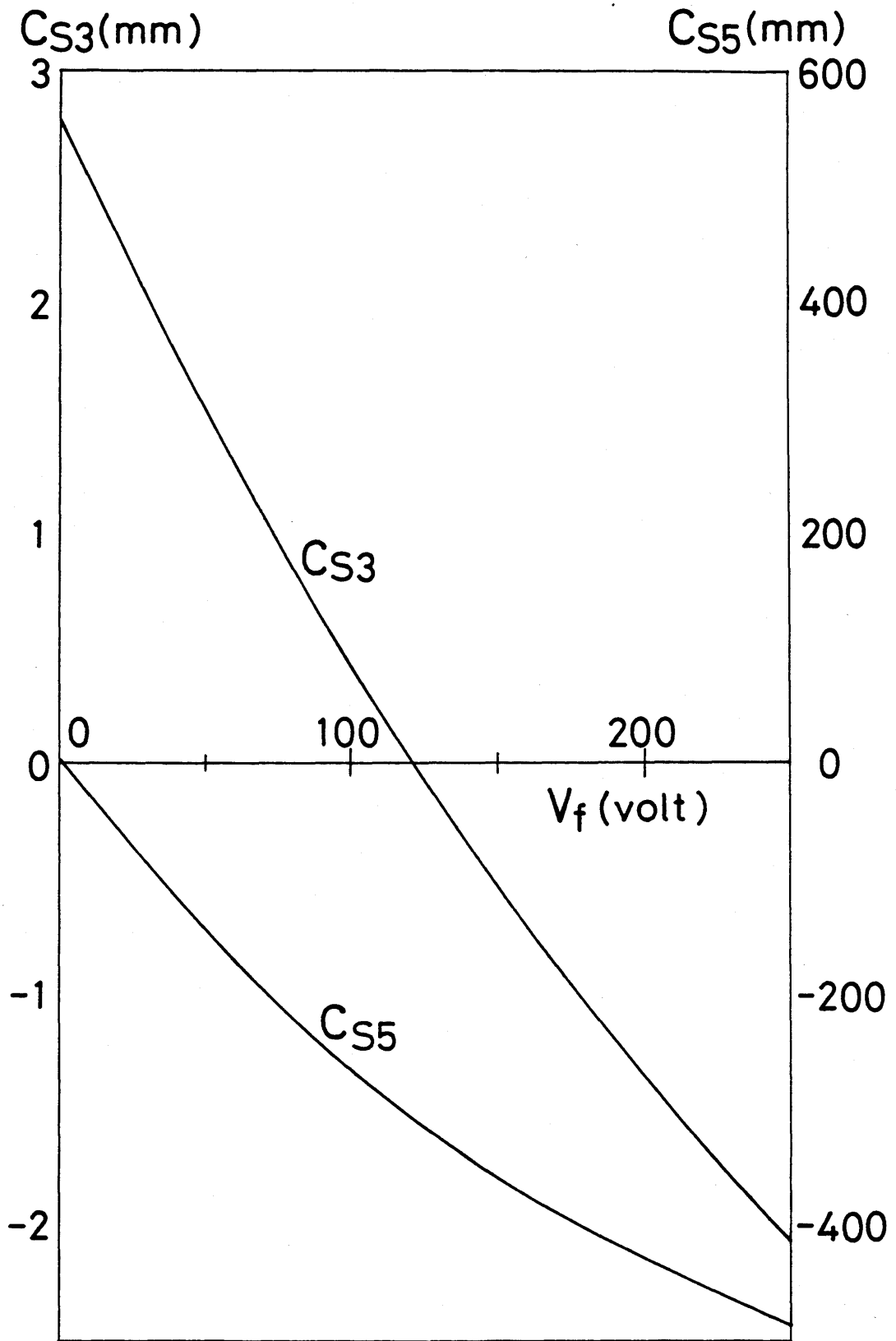
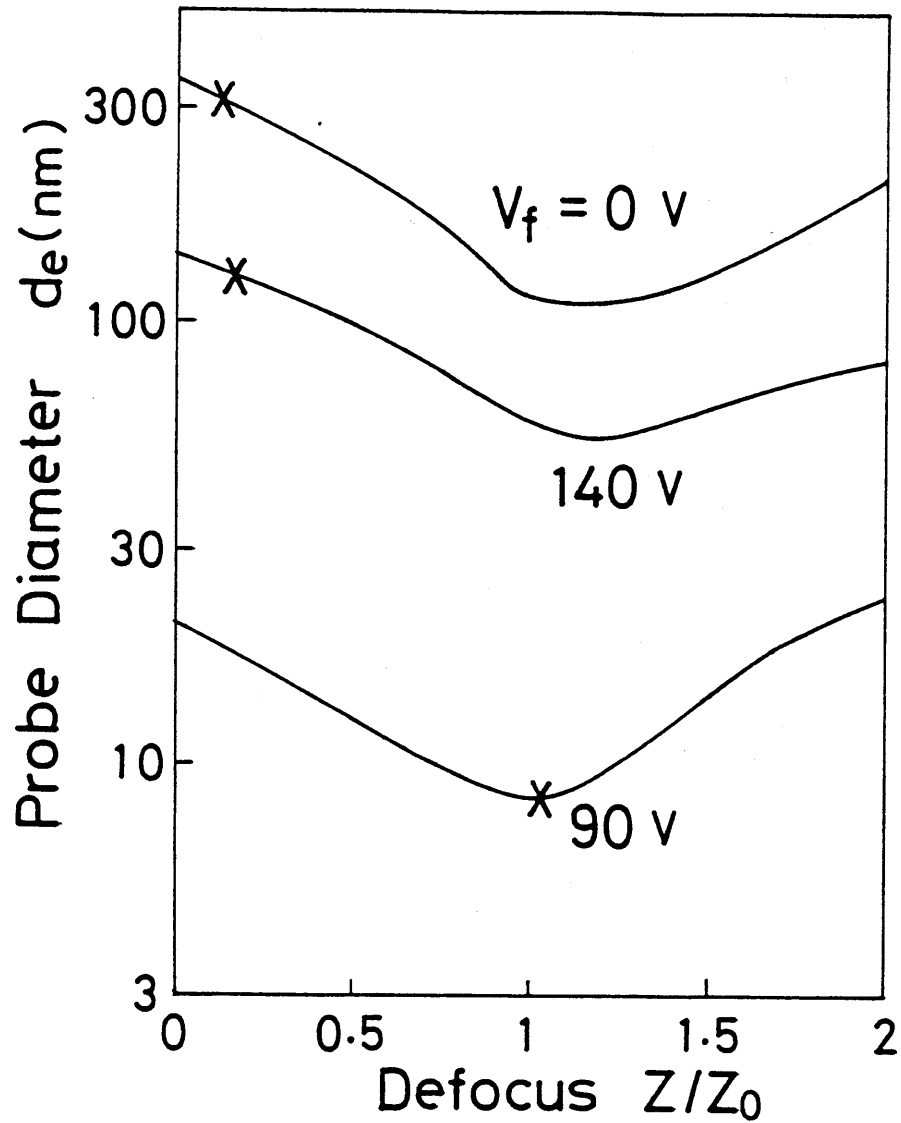


図5-3 図5-1の系における3次(C_{S3})と5次(C_{S5})の球面収差係数の薄膜レンズ電圧(V_f)に対する変化

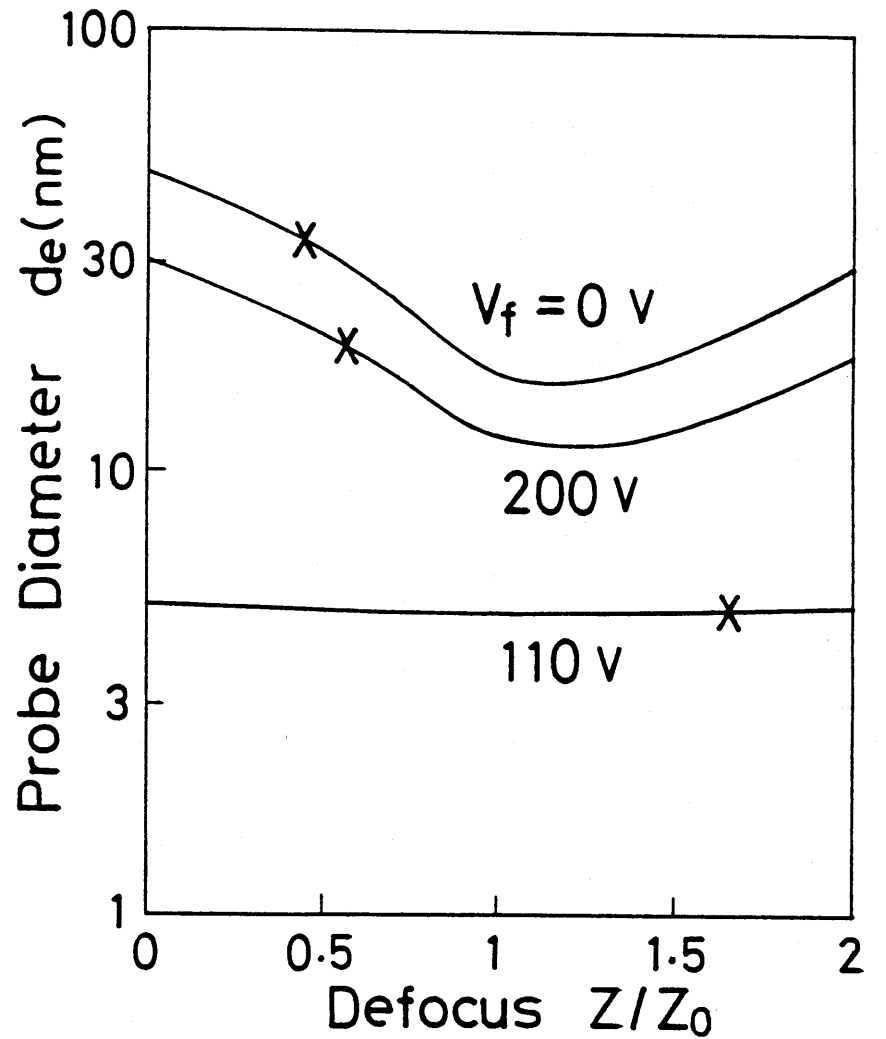
変化に対して十分小さいので、これら副次的要因によるプロ-
ブ径の変化は無視してよい。

計算によって得られた3次と5次の球面収差係数を用いて、
プロ-ブ径を計算した。薄膜レンズの物面位置での電子源の像
の電子流密度分布は、§4-4のヘアピンカソードを用いて行っ
た実験から、試料面に換算して半値幅が4.4 nmのガウス分布
とした。典型的な薄膜レンズ電圧において計算して、プロ-ブ
径の焦点からし量に対する変化を図5-4に示す。横軸は図4-13
と同様、点電子源と収差の小さいレンズで結像したとき、軸上
電子流密度が最大となる焦点からし量を z_0 で規格化してある。図
5-4 (a) はプロ-ブ収束角 50 mrad、(b) は 26 mrad のときの結
果である。いずれの場合にも、プロ-ブ径は $z = z_0 \sim 1.2 z_0$
の範囲で最小となることが分る。図のX印は、プロ-ブの軸上
電子流密度が最大となる焦点からし量 z_p とそのときのプロ-ブ
径を示している。§4-4で指摘したように、未補正 ($V_f = 0 V$)
と過補正 (a) で $V_f = 140 V$ 、(b) で $V_f = 200 V$) の場合には
 $|z_p| < |z_0|$ の関係が見られるが、補正時には両者がほぼ一致
している。(b) で $V_f = 110 V$ のときには、 z_p と z_0 の差が大き
いように見えるが、これは球面収差が非常に小さいため、(4-18)
式より z_0 が小さく、実質的に横軸が大きく拡大されているから
である。このときのプロ-ブ径の変化が少なくなるのも同じ
理由による。

各々の薄膜レンズ電圧において、焦点からし量を変えて得ら



(a) $\alpha = 50$ mrad



(b) $\alpha = 26$ mrad

図5-4 プローブ径の焦点ずらし量に対する変化
x印は軸上電子流密度が最大となる焦点ずらし量とそのときのプローブ径を示す。

れる最小のプローブ径の計算値を、薄膜レンズ電圧に対してプロットすると、図5-2の曲線が得られる。プローブ径の薄膜レンズに対する変化の様子は、実験と計算がよく一致しており、プローブ径の減少が、薄膜レンズによる球面収差補正の効果として説明できた。

このように、薄膜レンズによるプローブ径の減少が実証できたが、ここで得られた結果から、次のような検討すべき新たな問題が生じる。

(1) 最小のプローブ径を与える最適な薄膜レンズ電圧付近で、プローブ径の測定値が計算値と比べて大きい。

(2) 薄膜レンズの特性をさらに改善する場合、ガラス径の影響が無視できない。

(1)の問題をより明確にするため、図5-2からそれぞれのプローブ収束角における最小のプローブ径の測定値と計算値を求め、表5-1に示す。(4-11)式よりプローブのガラス径は4.8nmであるから、 $\alpha = 26 \text{ mrad}$ のときの計算結果は、球面収差が

表5-1 球面収差補正により得られた最小のプローブ径の測定値と計算値の比較

プローブ 収束角 (mrad)	測定値 (nm)	計算値 (nm)
50	24	6.2
26	6.4	4.8

う径に対して十分小さい値に抑えられることを意味している。
一測定値は6.4 nmであり、 $\pm 10\%$ の測定誤差を考慮しても、測定値は計算値より大きい。また $\alpha = 50 \text{ mrad}$ のときは、計算値6.2 nmに対して測定値は24 nmであり、測定値と計算値との差は α ローブ収束角とともに急激に増大することが分る。さらに図5-2から、測定値は薄膜レンズ電圧の増大に伴ってはじめ減少するが、ある程度まで減少した後には、再び増大が始まる電圧まではほとんど一定であることが分る。したがって、薄膜レンズ電圧にはあまり依存せず、 α ローブ収束角とともに増大する何らかの要因により、実験的に得られる α ローブ径が制限されていると考えられる。

この要因として第1に挙げられるのは、薄膜レンズの工作精度や軸合わせの不十分等の機械的欠陥に起因する収差である。薄膜レンズの組み立ては手作業で行っているが、このような研究室レベルの工作では十分な精度を出すことは難しく、特に円形平板電極と薄膜とを平行に維持することは困難である。したがって、本実験で用いた薄膜レンズの機械的軸非対称性はかなり大きいと考えられ、これによって生ずる収差が α ローブ径を決める可能性がある。このことを実験的に検討するためには、薄膜レンズ動作時の機械的欠陥による収差を測定する必要があるが、微小な α ローブ中に含まれるこのような収差を測定する方法はこれまで報告されていない。そこで、次節において、 α ローブフォーミングレンズ系の機械的欠陥による収差を測定する

る新しい手法を提案し、その後続く節で、この手法を用いて球面収差補正後に残る収差の解析を行う。

(2)の問題点は、本実験で用いた薄膜レンズの性能をさらに向上させようとするときに重要となる。表5-1から分るように、本実験の $\alpha = 26 \text{ mrad}$ の場合には、補正によって得られるフログ径とがウス径 ($4.8 \text{ }\mu\text{m}$)との差はわずかである。§3-3で議論したように、薄膜レンズ寸法を工夫することにより、薄膜レンズの球面収差補正特性をさらに改善することが期待でき、このとき得られるフログ径は、ヘアピンカソードを用いたときのがウス径以下になることが考えられる。§5-5において、実際に薄膜レンズ寸法の効果を実験的に検討するが、その際には、より小さいがウス径が実現できるポイントカソードを用いる必要があることを、この結果は意味している。

§5-4 陰影像を用いた収差の解析

本節では、フログ径の測定結果の定量的評価に必要な軸上収差の測定法について述べる。ここでいう軸上収差とは、光軸上の物点を結像する際に生ずるレンズの収差であり、一般に幾何収差と色収差の両方を含んだ用語として用いられるが、本研究では色収差は取り扱わないので、軸上幾何収差を単に軸上収差とよぶこととする。前節および次節のフログ径の測定においては高倍率のSTEM像を用いており、フログの偏向量は小さいので軸外収差は無視でき、軸上収差のみを考えれば十分

である。

これまでの議論では回転対称な系を仮定し、したがって軸上収差としては、球面収差と焦点がらしだけを考慮して来た。本節では、工作精度の不十分さや各レンズ間の軸のずれなどの機械的欠陥による収差のフロー径への影響を調べるため、軸非対称な系における収差を取り扱う。通常の回転対称レンズの収差と同様に、軸上収差をべき級数に展開し、低次の項のみを考える。そのために、§4-2で球面収差の導出に用いた、ガウス像面と光軸との交点を原点とする極座標 (ρ, θ, φ) で射出絞り面を $\rho = \rho_a$ にとり、この面内での座標を複素表示により

$$w = \theta e^{i\varphi} \quad (5-1)$$

と書く。物面の軸上の点を出発し、射出絞り面において任意の点 (θ, φ) を通過した電子線の、試料面における複素表示座標

$$u = r_i e^{i\varphi_i} \quad (5-2)$$

として軸上収差を定義すれば、 u は次のように w とその共役複素数 \bar{w} のべき級数に展開できる。⁶⁾

$$u = A_0 + \varepsilon w + A_1 \bar{w} + A_2 \bar{w}^2 + \frac{2}{3} B_2 w \bar{w} + \frac{1}{3} \bar{B}_2 w^2 + A_3 \bar{w}^3 + \frac{3}{4} B_3 w \bar{w}^2 + \frac{1}{4} \bar{B}_3 w^3 + C_{S3} w^2 \bar{w} + \dots \quad (5-3)$$

ここで、 A_0, A_1, B_1, \dots は複素定数である。この式の中で ε と C_{S3} は回転対称レンズにおいても生ずる軸上収差であり、それぞれ焦点がらし量と3次の球面収差である。 A_0 は像点横方向動量で、単に試料面内での像点位置のゆ動を表わし、像のぼりとは関係ないの無視する。また、 A_1 は2回対称軸上非点収差

であり、 θ について 1 次の項があるので、通常用いる小さな θ の θ - θ 収束角においても容易に現われ、そのため通常この収差を単に非点収差とよぶことが多い。一般にこの収差の大ききの表現は、非点隔差 $\Delta f_a = 2|A_1|$ を用いるのが普通であるので、ここでもその慣例に従う。いま、回転対称からのずれは小さいと仮定し、回転対称 T の収差を ω 、 $\bar{\omega}$ について 3 次の項まで残りのに対し、非回転対称 T の収差は 2 次の項まで打ち切ることにすれば、(5-3) 式は次のように書き直される。

$$\begin{aligned}
 u = & \sum \omega + \frac{1}{2} \Delta f_a \bar{\omega} + A_2 \bar{\omega}^2 + \frac{2}{3} B_2 \omega \bar{\omega} \\
 & + \frac{1}{3} \bar{B}_2 \omega^2 + C_3 \omega^2 \bar{\omega}
 \end{aligned}
 \tag{5-4}$$

ただし、 u の偏角 φ の基準は任意であるので、便宜的に 2 回対称非点収差係数 A_1 の偏角が零と取るようにした。

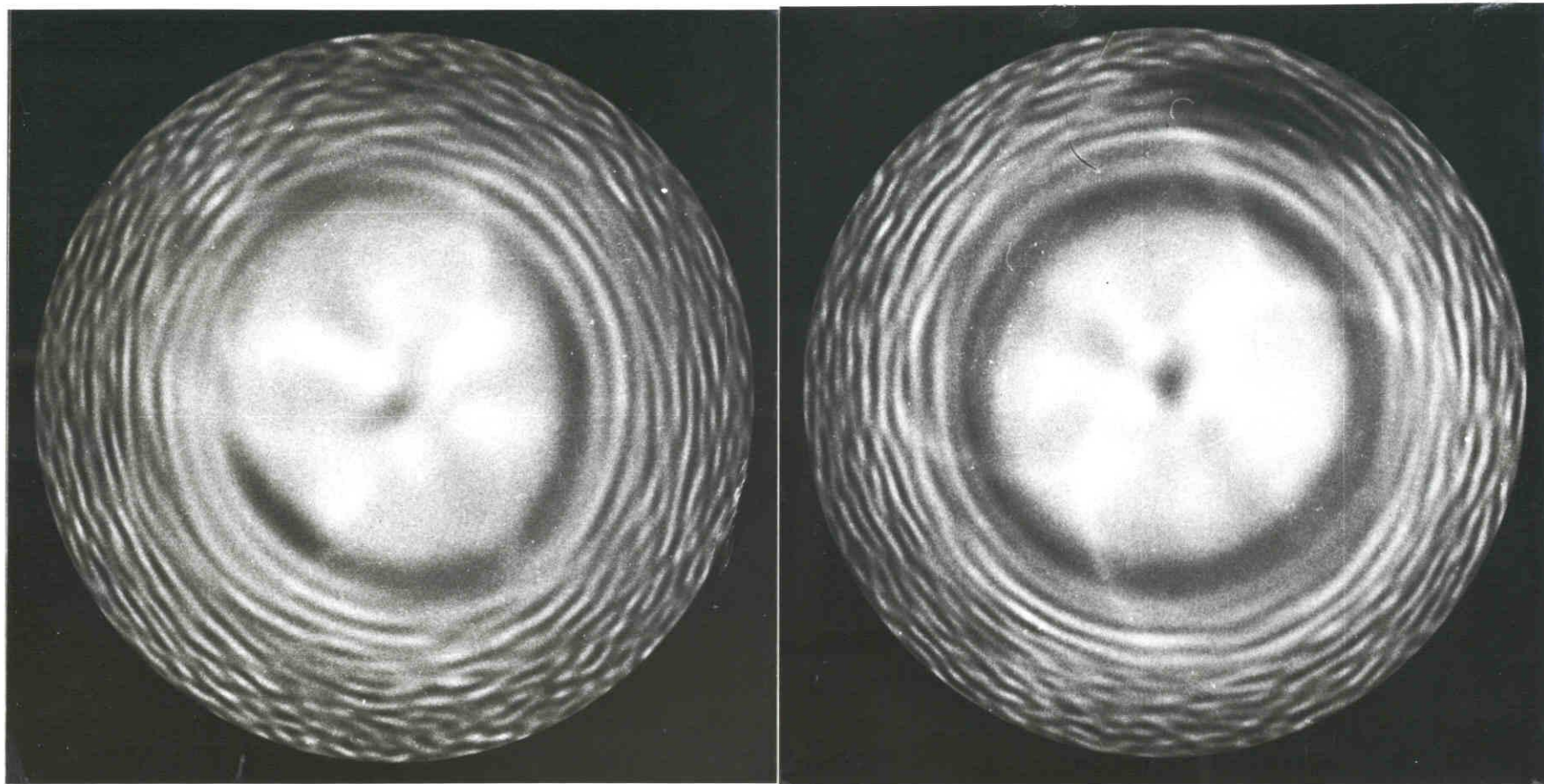
(5-4) 式の A_2 と B_2 はそれぞれ 3 回対称非点収差係数および軸上コマ収差係数であり、2 次の軸上収差はこの二つである。高用の電子レンズでは、通常用いられる 10 mrad 以下の θ - θ 収束角において 2 次収差が無視できる程度の、十分な工作精度が実現されている。しかし、球面収差補正により大きな角度の電子線まで使おうとする場合に、2 次収差が無視できるかは不明である。また、薄膜レンズの組み立ては研究室において手作業で行っており、高い工作精度の達成は困難である。したがって、補正実験で得られる θ - θ 径の定量的評価のためには、 θ - θ 径に対する 2 次収差の影響を考慮する必要がある。しかし T から、これまで 2 次収差を含めた θ - θ フォー

ミニングレニズ系の軸上収差を測定する手法は報告されている。

一、球面収差の測定に陰影像を用いることは古くから行われていた。ここでいう陰影像とは、電子線による試料の投影像であり、試料に電子ビームを照射し、試料後方の十分離れた位置に蛍光板あるいは写真フィルム等を置くことにより容易に観察できる。Sakakiら⁷⁾は、格子状の試料の陰影像における光軸からの距離による倍率の変化から、球面収差が測定できることを示している。しかし、格子の細かさには限界があり、この方法では小さい収差を精度よく測定することはできない。さらに、球面収差以外に種々の対称性をもつ軸非対称な収差が存在するときには格子の陰影像は複雑な形状となるので、そのような収差の測定には適していない。

最近 Cowley⁸⁾は、細かい粒子状の試料の陰影像に生ずるリング状の模様を利用して、プロローグフォーミングレニズの2回対称軸上非点収差の有無を検出することも提案している。図5-5は、白金-パラジウム粒子の陰影像の中に現われたリングの例を示している。このような陰影像は、プロローグフォーミングレニズを試料からおがかに焦点がらしすることによって得られ、半径方向に激しく倍率の変化した陰影像の中に、2回対称非点収差の有無に応じて、それぞれ(a)のような楕円形の、あるいは(b)のような真円のリングが現われる。

このようなリングの生ずる理由は、簡単な幾何光学によって説明することもできる。プロローグフォーミングレニズの球面収



(a) 未補正

(b) 補正後

図5-5 白金パラジウム粒子の陰影像に現れた
リング状の模様

差のために、レンズの外縁部を通る電子線は図5-6に示すようにガウス像面 G とは異なり、に例えば P 点で光軸と交わる。このとき陰影像の倍率 M_S は、 P 点と観察面との距離 L_p を P 点と試料面 S との距離 l_p で割った値として与えられる。角度の異なる電子線に対して l_p の値は異なり、特にちつうに試料上で光軸を切った電子線に対しては $l_p = 0$ であるから M_S は無、限大となり、その前後で M_S は急激に変化する。このとき、 $l_p = 0$ の電子線によって試料の軸上の一点が観察面上にリング状に投影され、軸上の粒子の有無によってそれぞれ暗または明のリングが形成される。このリングを倍率無限大リングと称する。

いま、ポロ-グラフフォーミングレンズに2回対称軸上非点収差がある、すなわち図5-7のように互いに直角 α と β の2方向で、ガウス像面 G_x と G_y が Δf_a だけ互いにずれているとする。ここで Δf_a は非点隔差である。3次の球面収差を考慮すれば、試料上で軸と交わる電子線の角度は、その2乗に3次の球面収差係数をかけた値が試料面とガウス像面の距離に等しくなる。したがってその角度は x - z 像面内と y - z 面内とで異なるので、それぞれを θ_x 、 θ_y とする。試料面と観察面との距離を L_0 とすれば、観察面で倍率無限大リングが x および y 軸を切る点の座標は、

$$x = L_0 \theta_x^2, \quad y = L_0 \theta_y^2 \quad (5-5)$$

となり、陰影像は x 、 y 軸をそれぞれ短、長軸とした楕円形となる。

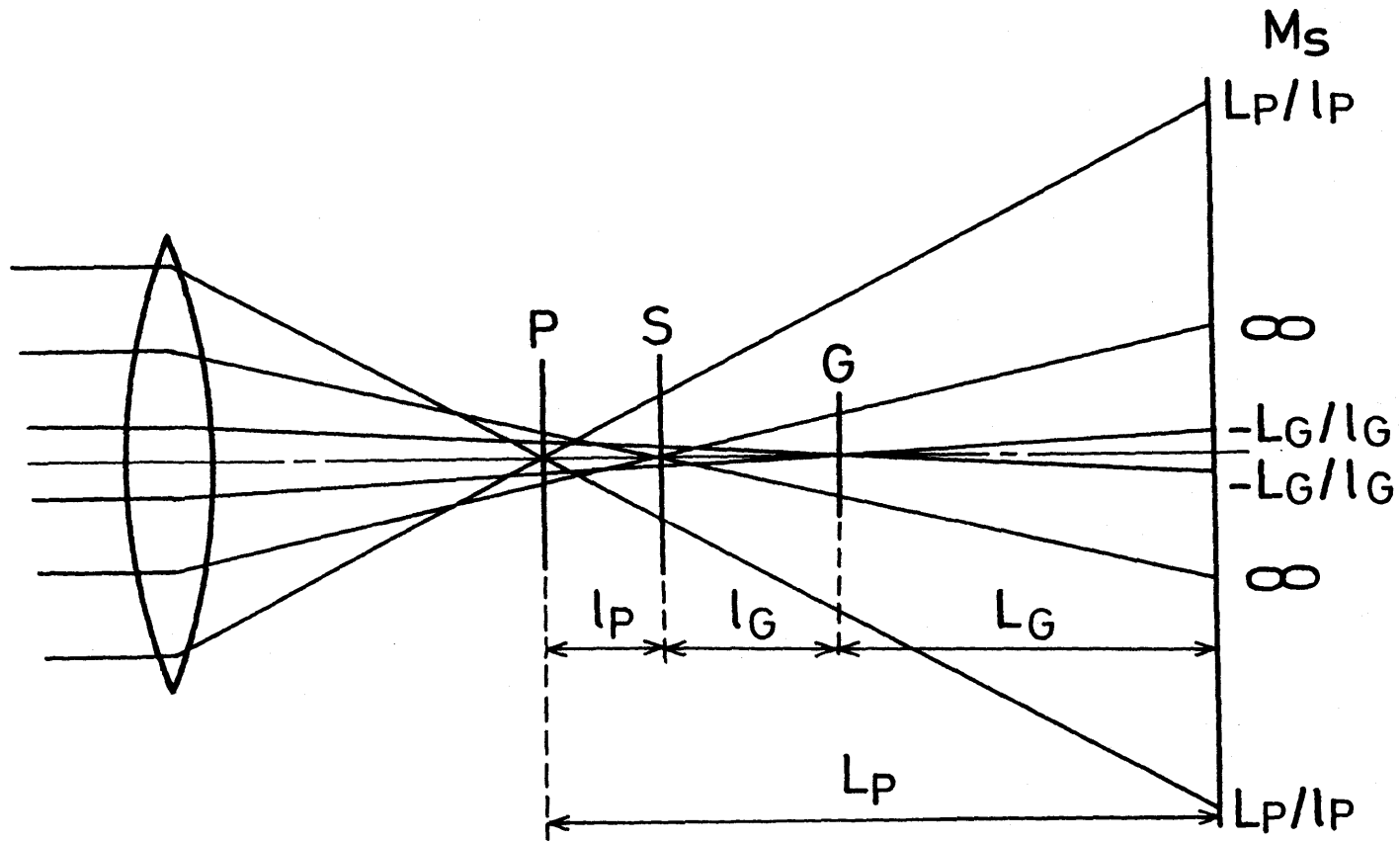


図 5-6 倍率無限大リングの生ずる理由の幾何光学的な説明

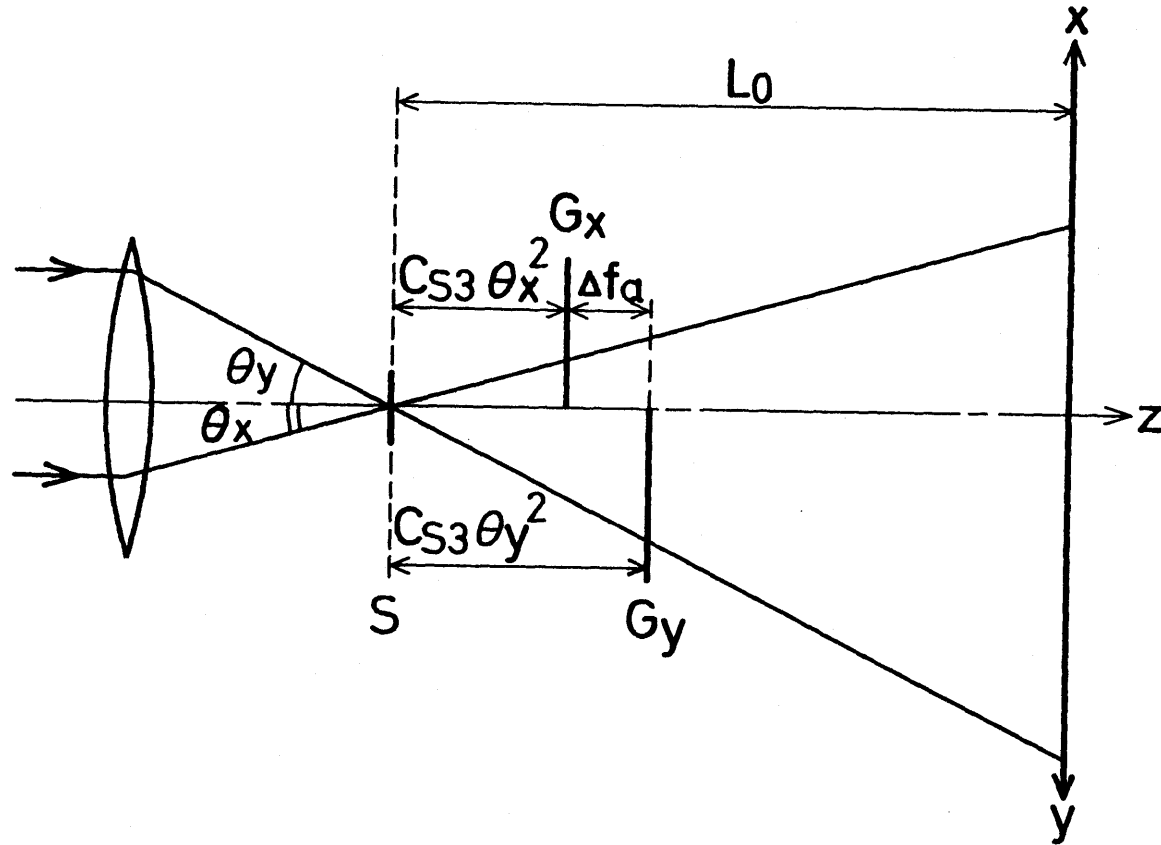


図 5-7 2回対称軸上非点収差と倍率無限大リングとの関係
互いに垂直な面内での電子軌道を同一平面内に表示した図である。

Cowley は、以上述べたようなリングの生成理由の説明、およびこのリングを利用した2回対称軸上非点収差の補正を行っているのみで、リングを用いた収差の測定については言及していない。しかし上記の議論から、楕円形のリングの短軸と長軸の長さ a 、 y および試料面と観察面との距離 L_0 、3次の球面収差係数 C_{s3} を知れば、非点隔差が

$$\Delta f_a = C_{s3}(\theta_y^2 - \theta_x^2) = C_{s3}(y^2 - x^2)/L_0^2 \quad (5-6)$$

によって求められることは明らかである。

以上、陰影像における倍率無限大のリングの生成と、これを利用した2回対称軸上非点収差の測定法について述べてきた。著者らはこの収差測定法の測定精度を検討し、⁹⁾ 本研究で用いた装置で得られる2 μm のプロード径よりほかに小さく、したがってプロード径に全く影響を与えないような収差まで測定できるという高い精度が得られることを示した。さらに、この手法を用いたとき、試料後方の拡大レンズの収差の影響をほとんど受けずに、プロードフォーミングレンズ系の収差だけが精度よく測定されることも見出した。しかし、それらの証明は本論の主題から外れるのでここでは省略し、陰影像を用いた収差測定の有用性を指摘するにとどめ、本論文に關係する2次の軸上収差の測定についてのみ述べる。

倍率無限大のリングを利用することにより、2回対称軸上非点収差だけでなく2次の軸上収差も測定可能である。2次の軸上収差には(5-4)式に示したように3回対称軸上非点収差と

軸上コエ収差があるが、まづ3回対称軸上非点収差だけがある場合について考える。2回対称軸上非点収差は非点補正器を用いて補正できるので無視する。このとき、(5-4)式は次のように書ける。

$$u = z\omega + A_2\bar{\omega}^2 + Cs_3\omega^2\bar{\omega} \quad (5-7)$$

3回対称軸上非点収差係数 A_2 は複素数であるので、これを

$$A_2 = |A_2|e^{i\alpha_2} \quad (5-8)$$

と置き、これと(5-1)式と(5-7)式に代入すれば

$$u = z\theta e^{i\varphi} + |A_2|\theta^2 e^{i(\alpha_2 - 2\varphi)} + Cs_3\theta^3 e^{i\varphi} \quad (5-9)$$

となる。 A_2 および Cs_3 はレンズに固有の値であるが、焦点からし量 z は任意に与えることができる。(5-9)式である (θ, φ) に対して z を適当に選ぶことにより $u=0$ となることができるならば、このときその (θ, φ) に対応する電子線は倍率無限大のリニグに寄りする。(5-9)から容易に分るように、ある特別の φ の場合を除いて $u=0$ は成立しないが、 $|A_2|$ が小さければ、適当な z の値に対して $|u|$ は試料の粒子径程度に与り得る。したがって、ある方位角 φ の電子線群の中で試料面上で最も軸の近くを通る電子線が、 T と正確に $u=0$ を満 $T=\pm T$ とくてもリニグに寄りすると考えるとよい。すなわち

$$\frac{\partial |u|^2}{\partial \theta} = 0 \quad (5-10)$$

が、ある電子線がリニグを形成する T のための必要条件となる。

(5-9)式と(5-10)式に代入し、 $|A_2|\theta \ll z$, $Cs_3\theta^2$ を考慮す

れば

$$z + |A_2| \theta \cos(3\varphi - \alpha_2) + C_{S3} \theta^2 = 0 \quad (5-11)$$

が得られる。

さて、陰影像の観察面における電子線の光軸からの距離は θ に比例するので、 θ と φ をそれぞれ動径と偏角とした極座標で(5-11)式の軌跡を書けば、それが観察面上に生ずる倍率無限大のリングを表わす。たとえば $z = -100 \text{ nm}$ 、 $|A_2| = 2 \text{ mm}$ 、 $C_{S3} = 1 \text{ mm}$ 、 $\alpha_2 = 0$ のときには図5-8(a)のようたリングが得られる。このようたリングから、次のようにして収差係数を求めることができる。二つの異つた T 焦点がらし量 z および z' で陰影像をとり、それぞれの陰影像においてリングをつくる電子線が試料面で軸と対す角度の最小値を θ_{\min} と θ'_{\min} 、最大値を θ_{\max} と θ'_{\max} とする。このとき(5-11)式より

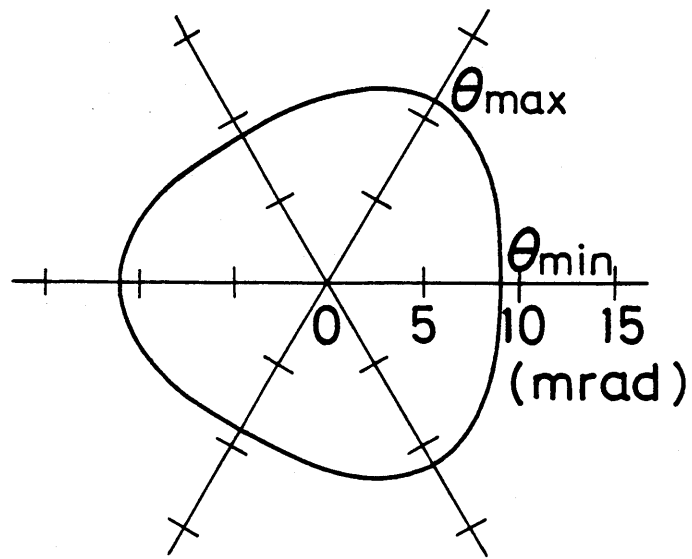
$$C_{S3} = \frac{\Delta z}{\theta_{\min} + \theta'_{\min} + \theta_{\max} + \theta'_{\max}} \left(\frac{1}{\theta_{\min} - \theta'_{\min}} + \frac{1}{\theta_{\max} - \theta'_{\max}} \right) \quad (5-12)$$

$$|A_2| = |C_{S3} (\theta_{\max} - \theta_{\min})| \quad (5-13)$$

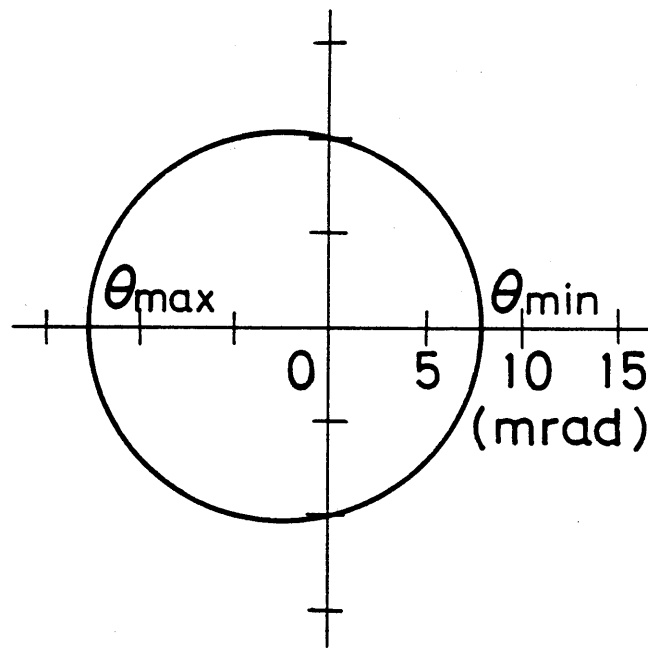
が導かれる。ここで Δz は2枚の陰影像における θ と θ' の最小値と最大値の差

$$\Delta z = z - z' \quad (5-14)$$

である。一般に焦点がらし量の絶対値を求めることは困難であ



(a)



(b)

図 5-8 倍率無限大リングの計算例

(a) 3回対称軸上非点収差 ($z = -100 \text{ nm}$, $|A_2| = 2 \mu\text{m}$, $C_{s3} = 1 \text{ mm}$) の場合 (b) 軸上コマ収差 ($z = -100 \text{ nm}$, $|B_2| = 5 \mu\text{m}$, $C_{s3} = 1 \text{ mm}$) の場合

るが、2枚の連続した像の間の焦点がらし量の差は、レンズ電流の変化から容易に求められるので、リングから θ_{\min} 、 θ_{\max} 等を測定すれば $|A_2|$ の値が直ちに求められる。

次に軸上コマ収差がある場合には、その収差係数を

$$B_2 = |B_2| e^{i\beta_2} \quad (5-15)$$

とすれば、(5-11)式を導いたのと同様にして

$$z + |B_2| \theta \cos(\varphi - \beta_2) + Cs_3 \theta^2 = 0 \quad (5-16)$$

が得られ、 T とえば図5-8(b)のようになり、 T となる。また、3回対称軸上非点収差の場合と同じように θ_{\min} 、 θ_{\max} 等を定義すれば、 Cs_3 は全く同様に(5-12)式で与えられ、軸上コマ収差係数も(5-13)と同じ形

$$|B_2| = |Cs_3 (\theta_{\max} - \theta_{\min})| \quad (5-17)$$

によって求められる。2回対称および3回対称軸上非点収差と軸上コマ収差が混在するときには、これらの収差係数を同時に定めるのは困難であり、どの収差が支配的であるかを前もってリングの形状から判断しておく必要がある。

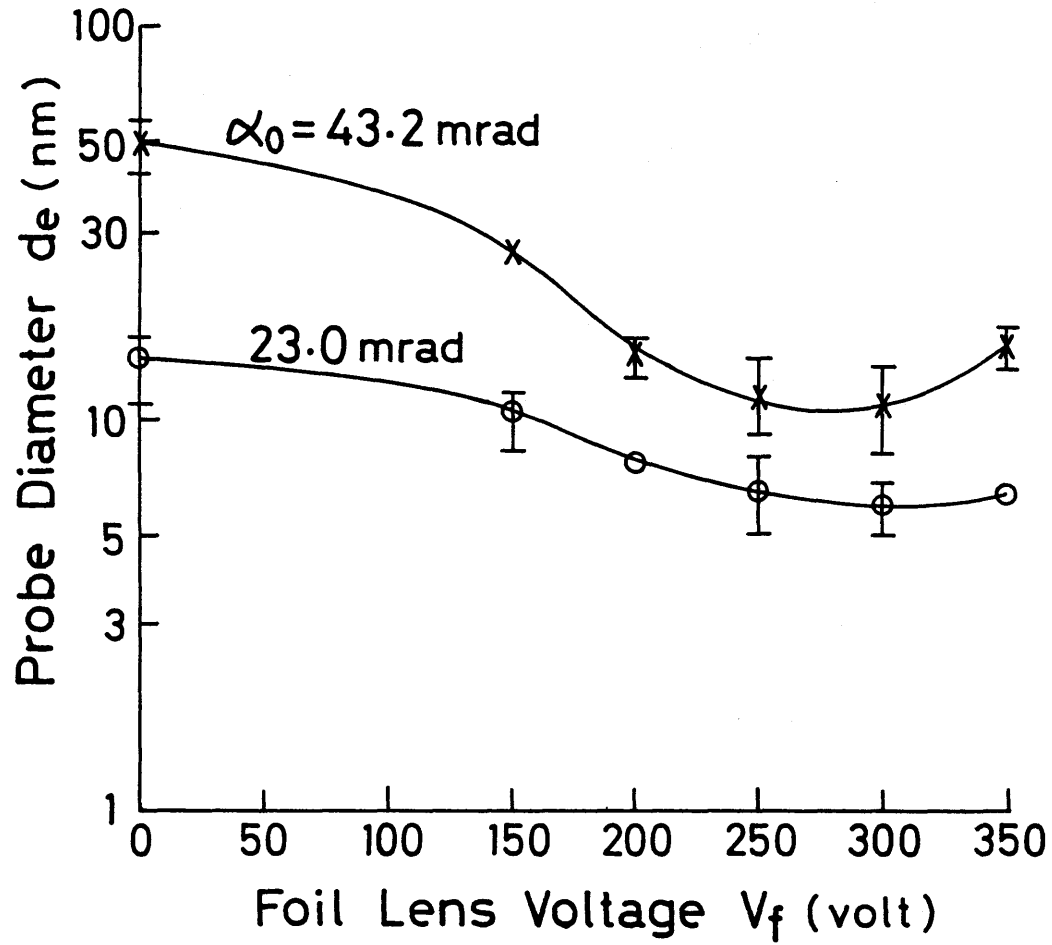
以上述べてきたように、陰影像中に生ずる倍率無限大のリングを利用して2次までの軸上収差および3次の球面収差係数を求める手法が確立された。70ロ-77オ-ミングレンズ系の種々の収差を測定できるこのような効果的な手法はこれまで報告されておらず、薄膜レンズだけでなく、一般の電子レンズの性能の評価にもこの手法が有用であると考えられる。

§5-5 薄膜レンズ干渉の効果¹⁰⁾

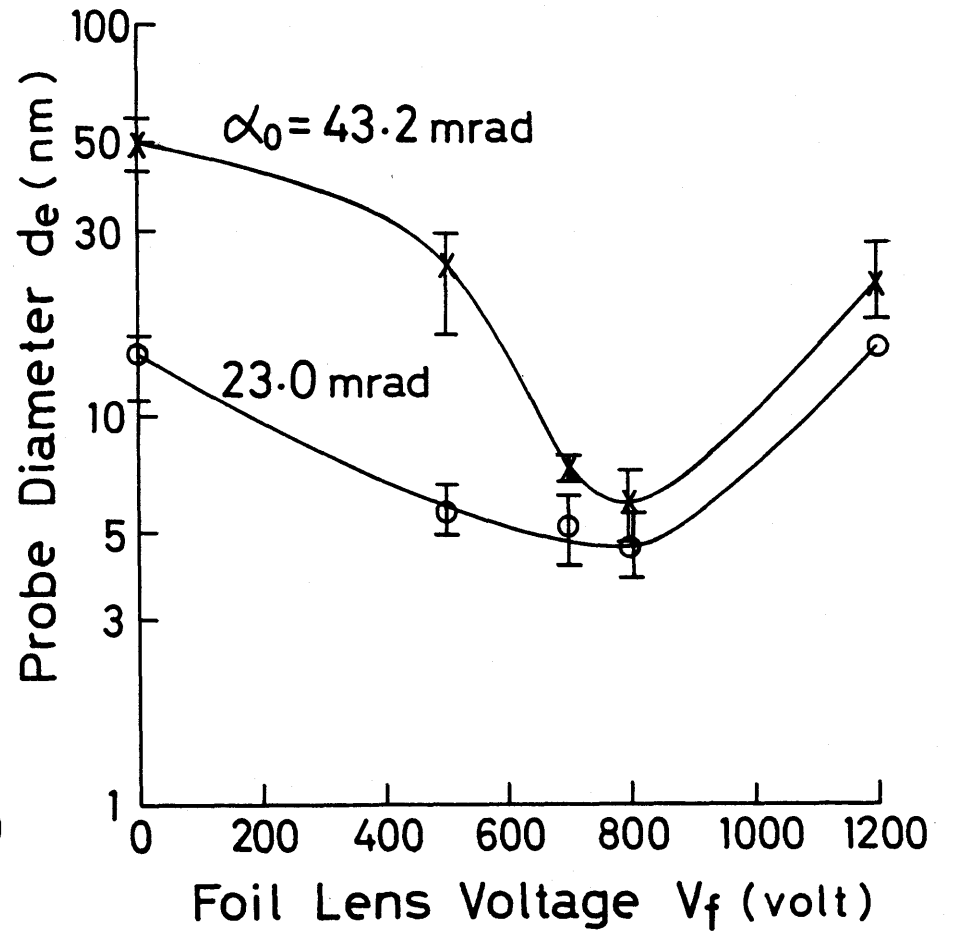
§5-3 では、特性が既知であるような薄膜レンズ干渉法を選んで予備実験を行ったが、§3-3 の球面収差補正特性の計算結果によれば、薄膜と円孔平板電極との距離 d を大きくするのが有利である。さらに §5-3 で議論したように、補正によって得られる最小の σ 径の測定値と計算値との不一致が、薄膜レンズ干渉法精度の不十分さに起因する可能性が高く、薄膜レンズ干渉法を大きくすることにより干渉精度の影響を軽減すれば、より小さい σ 径が得られると考えられる。したがって、薄膜レンズ干渉法による σ 径の変化を調べ、さらにその変化の原因を明らかにすることが重要である。そこで、実験には2種類の異なった干渉法の薄膜レンズを用い、 σ 径の測定を行うと同時に陰影像を用いて補正後に残る収差の解析を行った。

ところで、§5-3 の実験においては、 Λ ピンカソードを用いてつくった σ 径の σ 径が $4.8 \mu\text{m}$ と大きく、その影響が無視できなくなった。そこで本節では、 Λ ピンカソードの半分程度の小さい電子源の得られるポイントカソードを用いて実験を行った。

実験装置の構成および実験方法は §5-2 に述べた通りである。加速電圧は 100 kV とし、 σ 径収束角は 43.2 mrad と 23.0 mrad とした。薄膜レンズ干渉法は、(a) $2R = 0.5 \text{ mm}$ 、 $d = 0.025 \text{ mm}$ 、 $t = 0.055 \text{ mm}$ および (b) $2R = 0.5 \text{ mm}$ 、 $d = 0.120 \text{ mm}$ 、 $t = 0.125 \text{ mm}$ の2通りで行った。測定された σ 径の



(a) $d=0.025$ mm $t=0.055$ mm



(b) $d=0.120$ mm $t=0.125$ mm

図5-9 プローブ径の薄膜レンズ電圧に対する変化

薄膜レンズ電圧に対する変化を図5-9に示す。(a)の手法の場合、プローブ径の変化の様子はヘアピンカソードを用いたときの結果とよく似ており、ポイントカソードを用いたことによるからス径の減少の効果は現われていない。一方(b)の場合には、最適な薄膜レンズ電圧付近でのプローブ径の減少が(a)の場合より急激であり、特に α が大きいときにそれが顕著である。

実験結果の評価のために、第4章で述べたようなプローブ径の計算を行い、おのおのの薄膜レンズ手法およびプローブ収束角において得られる最小のプローブ径を求めた。その結果を、測定した最小のプローブ径と共に表5-2に示す。計算の際、

表5-2 薄膜レンズを用いて得られる最小のプローブ径の測定値と計算値との比較

(a)においては、3回対称軸上非点収差の測定結果も示した。

プローブ 収束角 (mrad)	最適な薄膜 レンズ電圧 の計算値 (V)	球面収差係数 の計算値		プローブ径		3回対称 軸上 非点収差 (nm)
		3次 (mm)	5次 (mm)	測定値 (nm)	計算値 (nm)	
23.0	200	0.27	-370	6.0	2.4	2.6
43.2	180	0.51	-340	11.0	5.2	9.3

(a) $d=0.025\text{ mm}$
 $t=0.055\text{ mm}$

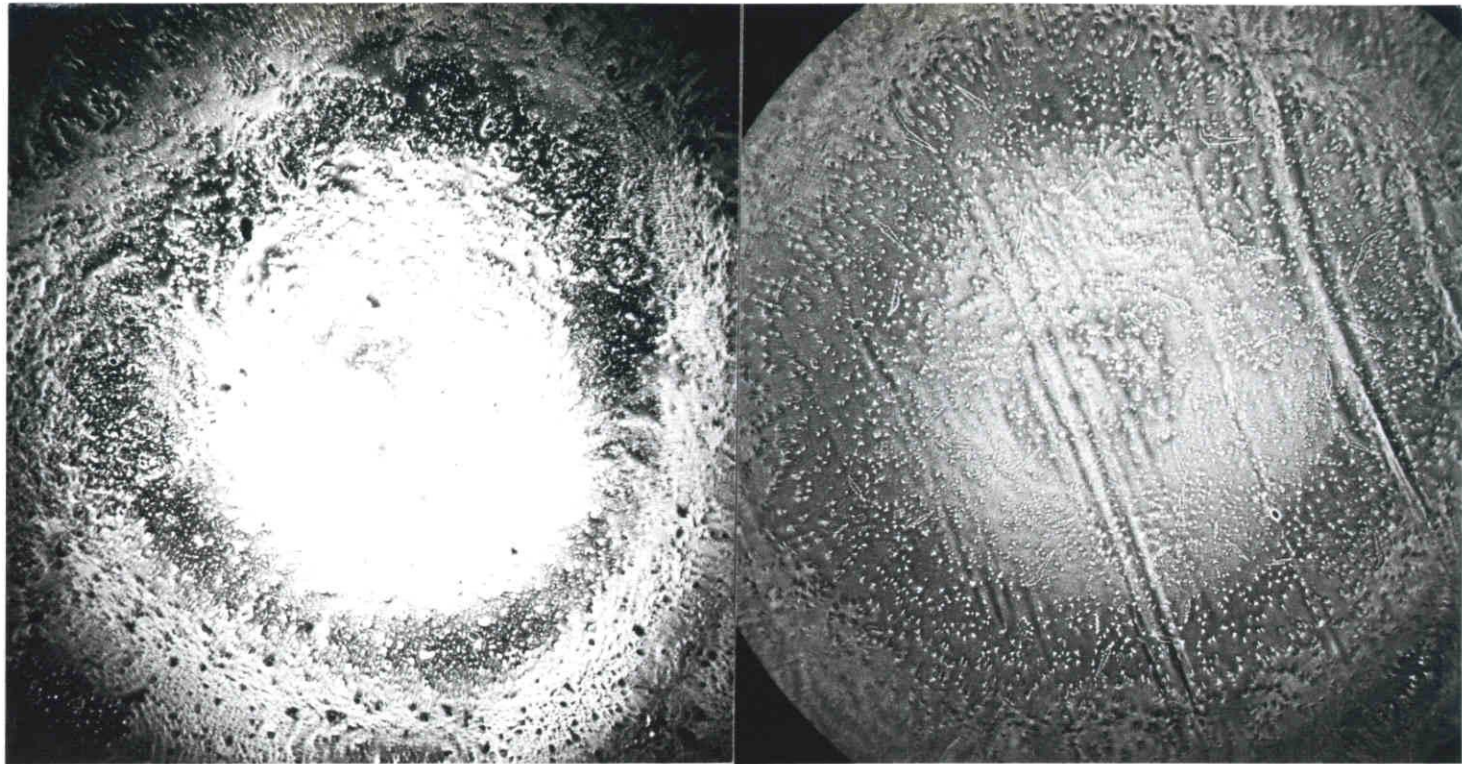
プローブ 収束角 (mrad)	最適な薄膜 レンズ電圧 の計算値 (V)	球面収差係数 の計算値		プローブ径	
		3次 (mm)	5次 (mm)	測定値 (nm)	計算値 (nm)
23.0	450	0.01	-101	4.6	2.4
43.2	420	0.16	-95	5.9	2.9

(b) $d=0.120\text{ mm}$
 $t=0.125\text{ mm}$

電子源の電子流密度分布は§4-4のポイントカソードに対する測定結果から、試料面に換算した半値幅が $2.2\ \mu\text{m}$ のガウス分布とした。このときのガウス径は(4-11)式より $2.4\ \mu\text{m}$ である。 $\alpha = 23.0\ \text{mrad}$ のときの計算値は、どちらの薄膜レンズ寸法においてもガウス径に一致し、球面収差をガウス径に比べて無視できる大きさにまで補正できることを示している。一方、 $\alpha = 43.2\ \text{mrad}$ のときには、(a)の寸法の場合の計算値 $5.2\ \mu\text{m}$ に対して(b)の寸法の場合には $2.9\ \mu\text{m}$ と小さい。これは、3次の球面収差の補正後に残る5次の球面収差が d を大きくとることによって減少したためである。

一 測定結果は、どちらのフローグ収束角においても(b)の寸法の場合により小さいフローグが得られることを示している。しかし、測定値はいずれも計算値より大きくっており、(a)の場合の α がその違いは大きい。特に(a)で α が大きいときには、フローグ径がかたがり大きい値に制限されている。この(a)と(b)で得られるフローグ径の大きい差は、5次の球面収差だけでは説明できない。そこで、前節で述べた陰影像を用いる収差解析法により薄膜レンズ動作時の2次の軸上収差の測定を行い、機械的欠陥に起因する軸非対称な収差の大きさを調べた。

フローグフォーミングレンズ系の動作状態はフローグ径測定の際と同じに保ち、試料後方のレンズを用いて、透過電子検出器のわがか上側に置いた写真フィルム上に陰影像を拡大した。図5-10に得られた陰影像の一例を示す。試料は金粒子である。



(a) $d = 0.025 \text{ mm}$
 $t = 0.055 \text{ mm}$

(b) $d = 0.120 \text{ mm}$
 $t = 0.125 \text{ mm}$

図5-10 薄膜レンズ動作時に陰影像に現われる
倍率無限大リングの例

非点補正器を用いて2回対称軸上非点収差を補正した後の像であるが、リングは真円とはならず、機械的欠陥による収差の存在を示す軸非対称なリングが現われている。(a)の寸法の場合には明らかとなる3回対称性が見られる。一方(b)の場合にはリングの軸非対称性が改善され、機械的欠陥による収差が減少していることが分る。

(a)の寸法に対する陰影像の場合のようにリングの対称性が明らかの場合には、容易に収差係数を測定することが出来る。なお、このリングはプロダグフォーミングレンズの球面収差が原因となつて生ずるのであるから、 $C_{S3} = 0$ となる薄膜レンズ電圧付近ではリングは生じず、測定は不可能である。そこで、最小のプロダグの径を与える最適薄膜レンズ電圧の前後で測定を行い、その結果から最適薄膜レンズ電圧での収差係数値を推測した。図5-10から分るように、(a)の寸法のときのリング形状は3回対称非点収差が支配的であることと示しているので、(5-12)式と(5-13)式からその収差係数の大きさを求めた。その結果、薄膜レンズ電圧 $V_f = 150 \text{ V}$ で $|A_2| = 3.9 \text{ mm}$ 、 $V_f = 400 \text{ V}$ で $|A_2| = 5.8 \text{ mm}$ が得られた。これらの値から、内挿によつて最適 $V_f = 300 \text{ V}$ における $|A_2|$ を求めると、 $|A_2| = 5.0 \text{ mm}$ となる。これより、試料面における3回対称軸上非点収差 δr_2 を

$$\delta r_2 = |A_2| \alpha^2 \quad (5-18)$$

によつて求めると、表5-2(a)の右端の列に示したように

る。 $\alpha = 43.2 \text{ mrad}$ の場合には、 Γ ローズ径の測定値とここで求めた二次の軸上収差の値とがかなりよく一致しており、この場合二次の軸上収差が重要な影響をもたらしていると考えられる。

(b) の寸法のときのリングは特定の対称性をもたないのに収差の測定は困難であるが、リングの軸対称性のよいことから機械的欠陥による収差は小さいことが明らかであり、このことが実験的に得られる Γ ローズ径の減少の理由であると考えられる。

このように、薄膜レンズ寸法のうちの d および t を大きくしたときにより小さい Γ ローズ径が得られることが示され、その原因としては、5次の球面収差の減少よりも、むしろ工作精度の影響の軽減による二次の軸上収差の減少の効果が重要であることが分った。

残された未解決の問題は、(a) の寸法で Γ ローズ収束角が小さいときの二次の軸上収差の値が、このときの計算値と測定値との不一致を説明するには小過ぎることである。また、(b) の寸法のとすにも、機械的欠陥による収差の減少にもかかわらず、測定値と計算値との間に依然としてかなり大きな不一致が見られる。このような実験的に得られる Γ ローズ径の増大の原因としては、(b) の寸法において Γ ローズ収束角に対する測定値の増加があまり急激でないことから、 Γ ローズ収束角に比例する色収差の影響が考えられる。実験に用いた電子顕微鏡の高圧電源、レンズ電源の変動および電子放出時のエネルギー幅が

りに起因する色収差は無視できる程度に小さいが、別の単体の電源から供給している薄膜レンズ電圧の変動はフロッグ径に影響を与えている可能性がある。この問題は、今後さらに薄膜レンズの性能を向上させるために検討すべき課題である。

§5-6 結 言

本章においては、実験と理論計算の両面から、薄膜レンズを用いたフロッグフォーミングレンズの球面収差を補正したときのフロッグ径の変化を調べた。ヘアピンカソードを用いた予備実験により、フロッグ電流を一定に保ったままフロッグ径を減少できることを実証した。しかし、このときのフロッグ径の測定値が、理論的な予測より大きい値に制限されることも分った。

そこで、フロッグ径の大きさを決定する要因を明らかにし、またその影響の軽減により薄膜レンズの性能を向上させることを目的として、薄膜レンズ寸法によるフロッグ径の変化の測定と薄膜レンズ動作時の二次の軸上収差の測定を行った。この際からス径がフロッグ径の制限と関係ないように、小さいガウス径の得られるポイントカソードを用い、また二次収差の測定は、陰影像を用いる新しい方法を行った。実験の結果、薄膜レンズ寸法のうち円孔平板電極の厚さおよび円孔平板電極と薄膜との距離を大きくとることによりフロッグ径を減少できること、このフロッグ径の減少に対しては相対的な工作精度の改善に起因する二次の軸上収差の減少が重要な役割を果たすことが分った。

このように、薄膜レンズを用いれば広い範囲のフォーカス収束角にわたって球面収差補正が実現でき、さらに薄膜レンズ可法を工夫することによって薄膜レンズの工作精度の不十分による収差を減少させることができる。その結果、薄膜レンズを用いて得られるフォーカス径は、これを用いたときと比べて、フォーカス収束角43.2 mradのとき約1/8、23.0 mradのとき約1/3に減少し、薄膜レンズの実用性が明確となった。

第5章の参考文献

- 1) Hibino, M., Sugiyama, S., Hanai, T. and Maruse, S. :
J. Electron Microscopy, 27, 259 (1978)
- 2) Hanai, T., Hibino, M. and Maruse, S. : J. Electron Microscopy (投稿中)
- 3) Maruse, S., Ichihashi, M. and Hiratake, S. : Proc. 7th Int. Cong. Electron Microscopy, Grenoble, 1970, Vol. 2, p. 1
- 4) Hibino, M. and Kuzuya, M. : Jpn. J. Appl. Phys., 20, 781 (1981)
- 5) 杉山せつ子、日比野倫夫、丸勢進 : 日本電子顕微鏡学会第36回学術講演会予稿集、p. 182 (1980)
- 6) Koops, H. : Optik, 52, 1 (1978/1979)
- 7) Sakaki, Y. and Maruse, S. : J. Electron Microscopy, 2, 8 (1954)
- 8) Cowley, J. M. : Ultramicroscopy, 4, 413 (1979)

- 9) 花井孝明、岸上正弘、日比野倫夫：日本電子顕微鏡学会第
39回学術講演会予稿集、p.137 (1983)
- 10) 花井孝明、篠原隆幸、日比野倫夫、丸勢進：日本電子顕
微鏡学会第40回学術講演会予稿集、p.97 (1984)

第6章 走査型および走査透過型電子顕微鏡への 薄膜レンズの応用

§6-1 序言

前章までで行った実験および計算により、薄膜レンズの球面収差補正効果およびそれによるフォーカシング径の減少が実証され、薄膜レンズの有用性が示された。これにより、薄膜レンズを電子フォーカシング装置に適用するための準備はほぼ整ったと考えられる。残された課題は、実際に種々の電子フォーカシング装置に薄膜レンズを応用し、個々の装置に対して薄膜レンズの効果と使用上の制限を明らかにすることである。

本章では、電子フォーカシング装置の中で特にSEMとSTEMのフォーカシングレンズの補正を行い、これら装置の性能向上に対する薄膜レンズの寄与を示すとともに、その実用化に向けての問題点を明らかにする。

§6-2 走査型電子顕微鏡(SEM)への応用¹⁾

6-2-1 実験方法とSEM像の観察

SEMの動作は§4-4で示したSTEMの動作と基本的には同じであり、信号として透過電子ではなく二次電子を利用する点だけが異なっている。SEMのフォーカシングレンズの球面収差を補正することの効果と、実際にSEM像の観察により調べた。

図6-1に実験装置の概略を示す。薄膜レンズとフォークフォーミングレンズの配置は、第5章で用いたものと同じであるが、二次電子を薄膜レンズとフォークフォーミングレンズの間から検出するため、その間隔 L を§3-3で求めた最適値より大きくとらざるを得なかった。このとき、補正に要する電圧が高くなるが、その値が薄膜の破壊しない限界($d=0.03$ mmで $V_f=200$ V)内に収まるように、 $L=35$ mmとした。薄膜レンズの寸法は、 $R=0.25$ mm、 $d=0.03$ mm、 $t=0.01$ mmであり、薄膜としては厚さ約10 nmの炭素蒸着膜を用いた。

二次電子の検出のために、蛍光体シンチレータと光電子増倍管から成る検出器を作製²⁾、使用した。二次電子を加速してシンチレータに入射させるために、シンチレータ先端に10 kVの電圧を印加したが、この電圧によって試料からの二次電子だけでなく、薄膜レンズの薄膜から発生した二次電子も引き寄せられて検出され得る。この薄膜からの二次電子は像のノイズとなって像質を悪化させるので、これをしゃへいするため、薄膜レンズの下に入射ビームを通りための直径0.3 mmの穴をもった金属円筒を取り付けた。

フォークフォーミングレンズ系は、§3-3で補正特性の計算に用いたレンズ系(図3-4参照)をそのまま採用した。このレンズ系ではフォーク電流、フォーク収束角および系全体の倍率が一定に保たれるので、薄膜レンズの効果によるフォーク径の変化のみが現われる。反面、§5-2で述べたように非点収差が

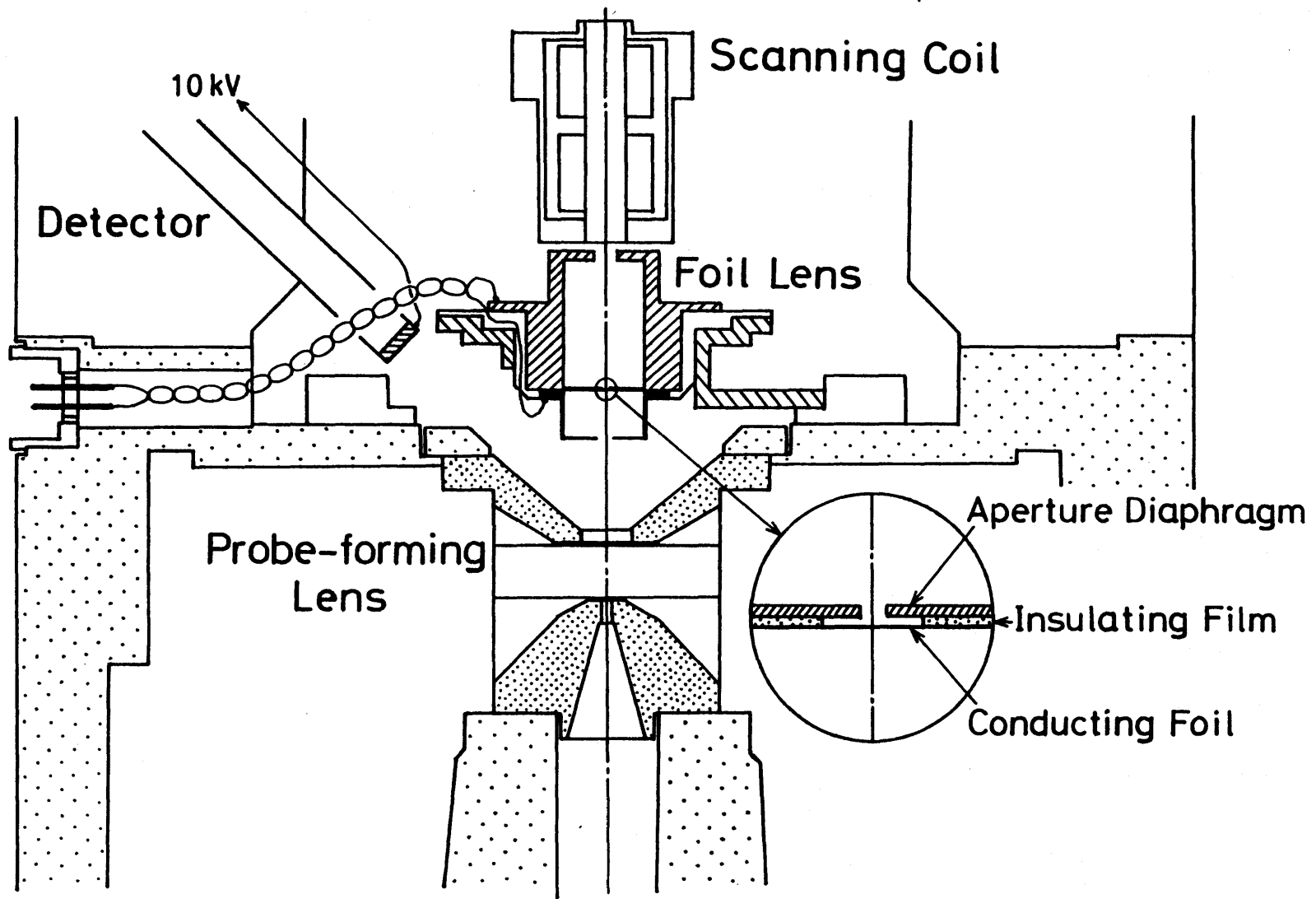


図 6-1 SEM補正実験に用いた装置の構成

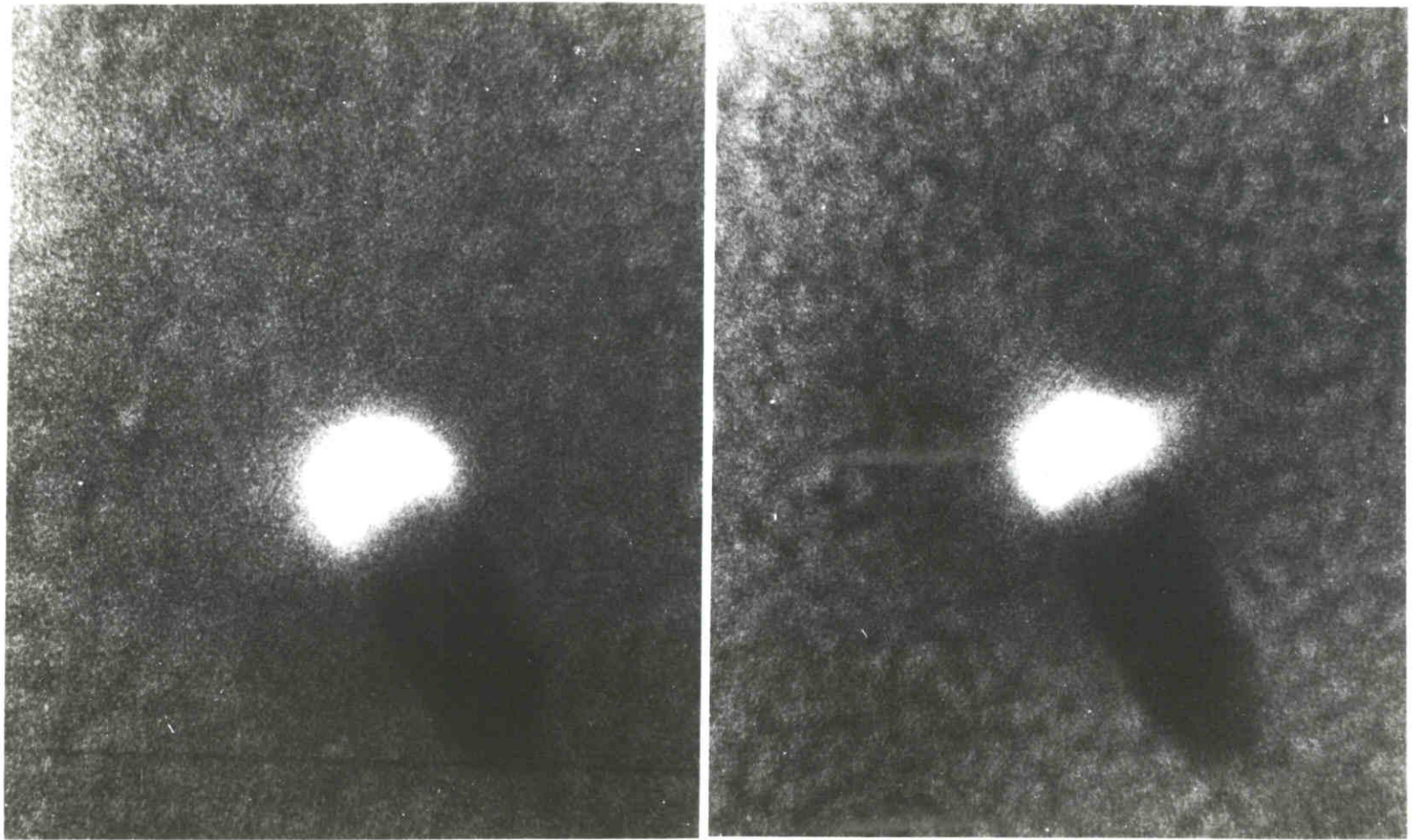
補正しきれなくするという欠点があるが、本実験での解像度は20~30 nm程度であり、非点収差の影響はこれ以下に抑えることが可能である。

図6-2に、加速電圧50 kVで観察した炭素支持膜上の蒸着金粒子のSEM像を示す。球面収差の寄与が支配的になるように、プロード角は通常のSEMで用いる値より大きく48 mradとしている。(a)は薄膜レンズを動作させたとき、(b)は薄膜レンズに200 Vの電圧を加えたときの像である。両方の像において濃いノイズが見られるが、これは信号量の不足による量子統計ノイズである。この信号量の不足の問題は、薄膜レンズをSEMに適用する際の重要な制限となるので、後に詳しく議論することとし、ここでは二つの像のコントラストの違いに注目する。(a)では金粒子のコントラストは極めて低く、一つの粒子を識別することは困難である。一方(b)ではコントラストの高い像が得られ、濃いノイズにもかかわらず20~30 nmの径の金粒子が観察できる。

薄膜レンズを動作させることによるこのような像コントラストの改善は、球面収差が補正されることによるプロード径の減少によってもたらされていると考えられる。次に、プロード電子流密度と像コントラストの計算によってこの点を検討する。

6-2-2 像コントラストの計算による観察結果の検討

実験に用いた試料を図6-3のようにモデル化し、このモデル



(a) $V_f = 0 \text{ V}$

100 nm

(b) $V_f = 200 \text{ V}$

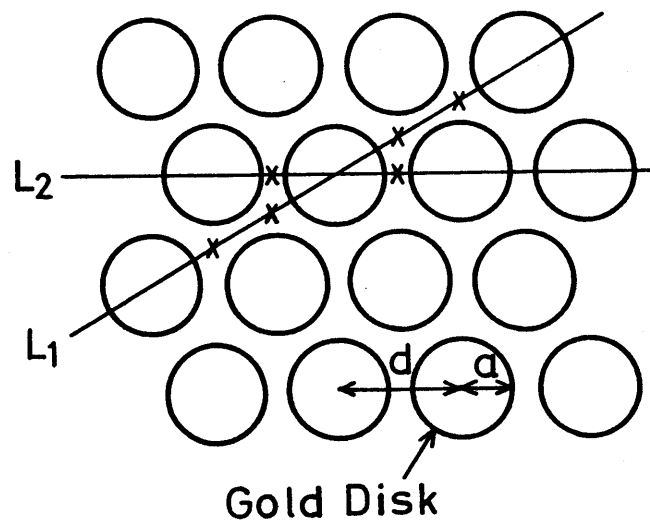
図6-2 薄膜レンズを用いて撮影した金粒子のSEM像

試料に対するSEM像のコントラストを計算して、実験との比較を行った。モデル試料において、金粒子は半径15nm、厚さ8nmの円板とし、これが相互間隔34nmで最密に炭素支持膜上に並んでいるものと仮定した。この半径等の値は、同じ試料のCTEM像から測定した金粒子1個の面積と単位面積あたりの金粒子数の平均値、および蒸着時に測定した金粒子の平均膜厚から求めた。

像コントラストCを次式で定義する。

$$C = (S_n - S_d) / S_d \quad (6-1)$$

ここで S_n と S_d は、ある一つの金粒子の中心を通る直線上で



$$a = 15 \text{ nm}$$

$$d = 34 \text{ nm}$$

図6-3 像コントラストの計算に用いた試料のモデル

L_1 と L_2 の直線に沿って走査したとき、それぞれ最大と最小のコントラストとなる。

ローグを走査したときに得られる二次電子数の極大と極小をそれぞれ表わしている。実験的に得られるコントラストは、あらゆる方向に引かれたこのような直線に沿って得られるコントラストの平均値と考えられる。ここでは、簡単のため、あらゆる方向の中で最大と最小のコントラストを与えると考えられる二つの方向について計算を行い、実験値と比較する。

金の二次電子効率(1個の入射電子あたり発生する二次電子の数)は炭素より高いので、 S_u はローグが金の中心にあるときに得られ、ローグの走査方向によらず一定である。コントラストの大小はしたがって S_L の大ききで決まる。 S_L は図6-3にX印で示したようにローグが金粒子から最も遠い位置にあるときに得られるが、その値は近似的にX印の点から最近接の金粒子までの距離だけで決まるものと考えられる。その距離はすべてこの方向のうちで明らかに L_1 に対して最小、 L_2 に対して最大であるから、図6-4に示すようにそれぞれの場合に最大(C_{max})および最小(C_{min})のコントラストを与える。

さて、コントラスト計算に必要な二次電子の数 S_u と S_L は、ローグ電子流密度分布および金粒子と炭素支持膜の二次電子効率がおかれば求めることができる。(6-1)式からわかるように二次電子効率の相対値がおかればよいので、金の二次電子効率 δ_{Au} と炭素の二次電子効率 δ_C の比 δ_{Au}/δ_C の値を考えればよい。これまでに報告されている二次電子効率の測定³⁻⁶⁾によれば、加速電圧50kVにおける薄膜試料の場合の値としてい

$$\delta Au / \delta c = 2.0 \text{ である。}$$

次に、§4-2で導いた式に実験条件を入れ、5次までの球面収差を考慮してプロローブ電子流密度を計算した。第2コンティンカレンズによってつくられる電子源の電子流密度分

布は、これらと同様ガウス分布であるが、低検出効率を補うためにプロローブ電流を大きくする必要があり、試料面に換算したガウス分布の半値幅は16 μm であった。またプロローブ収束角は48 mradである。種々の薄膜レンズ電圧において焦点がらし量を変えて計算した電子流密度のプロローブを、図6-3のX印の点に置いたときに得られるコントラストのうちの最大のコントラストを、 L_1 および L_2 の場合についてそれぞれ計算した。

また代表的な薄膜レンズ電圧において、最大のコントラストを与える焦点がらしにおけるプロローブ電子流密度を図6-5に示す。それぞれの場合の焦点がらし量と、3次と5次の球面収差係数 C_3 と C_5 も図中に示した。縦軸は、収差のない理想的なレ

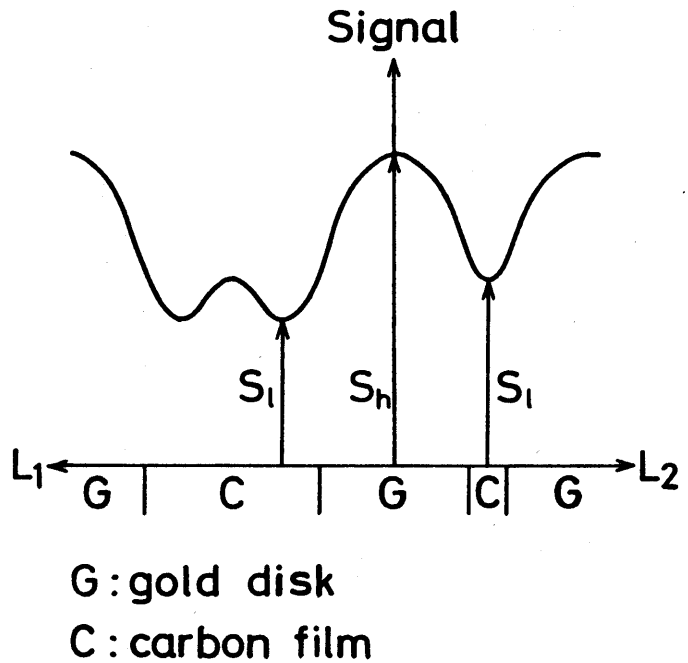


図6-4 図6-3の L_1 と L_2 に沿って走査したときの二次電子数の変化
二次電子数の最大値 S_h は金粒子の内盤の中央で得られ、最小値 S_l は図6-3のX印の位置で得られる。

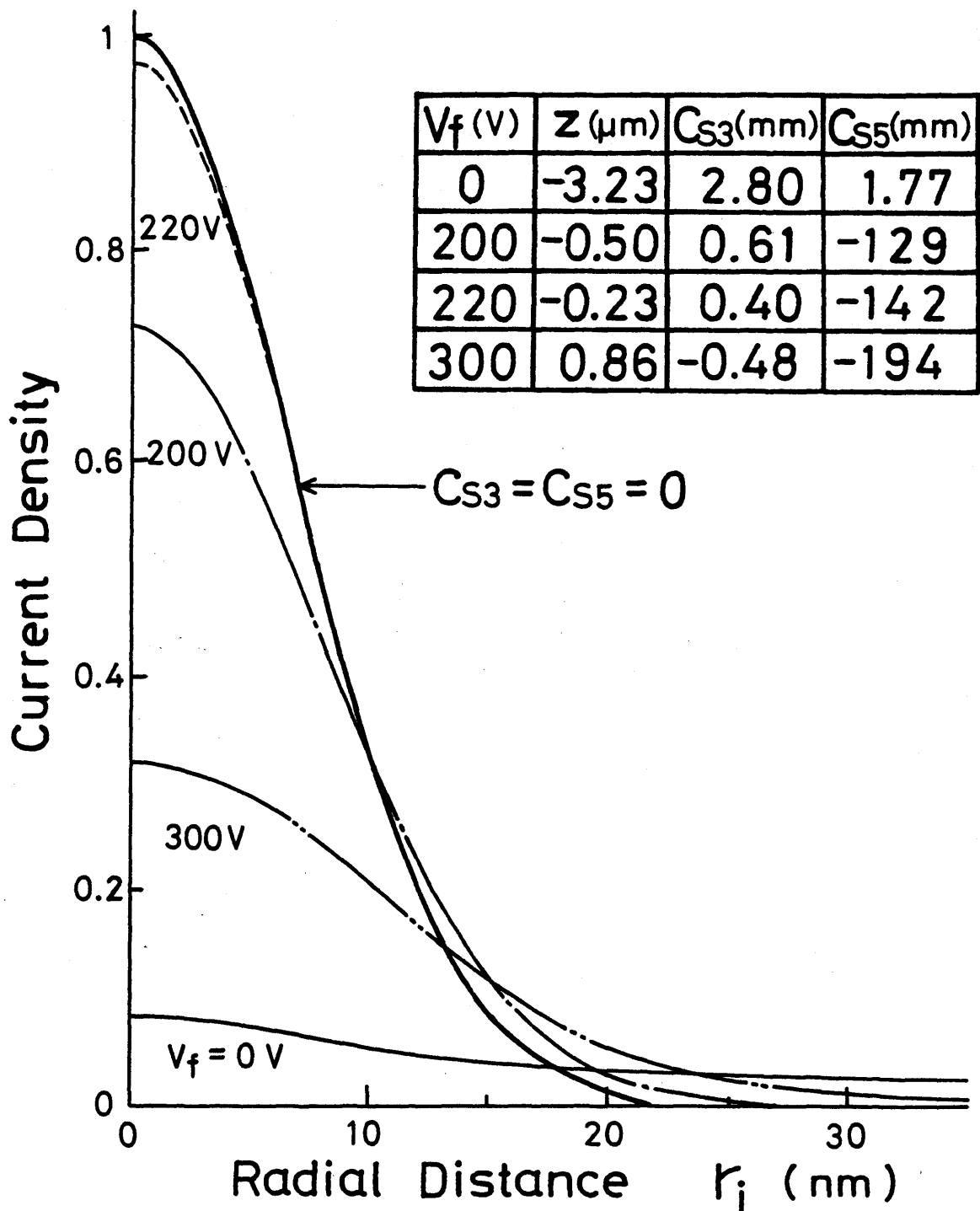


図 6-5 最大の像コントラストを与えるフローグ電子流密度分布の薄膜レンズ電圧による変化

レンズ ($C_{s3} = C_{s5} = 0$) でつくられるプロードの軸上電子流密度の値で規格化してある。薄膜レンズを動作させないとき ($V_f = 0V$) には、大きい球面収差のためにプロードは広がる。薄膜レンズ電圧を印加し、これを増加させるにつれて、球面収差が補正されプロード形状はしだいに鋭く高いピークを呈するようになる。最適な電圧 $V_f = 220V$ においては、理想的なレンズでつくったプロードとほとんど同じ形状のプロードが得られる。薄膜レンズ電圧を $220V$ 以上に増加すると、過補正の状態となり、分布の形状は再び悪化する。

このようなプロード電子流密度分布から計算したコントラストの薄膜レンズ電圧に対する変化は、図6-6のようになる。図6-3の L_1 と L_2 に沿って得られるコントラスト C_{max} および C_{min} は、いずれも $V_f = 220V$ 付近で鋭いピークをもち、 $V_f = 0V$ で1%程度のコントラストが約20%にまで改善できることが分る。

実験結果と計算結果の比較のため、図6-2の像における金粒子のコントラストをマイクログラフコンシトメータを用いて測定した。その結果、 $V_f = 0V$ では一つ一つの粒子をバックグラウンドから識別することができず、測定は不可能であった。一方、 $V_f = 200V$ では平均14%のコントラストが得られた。この値は、図6-6にX印で示したように、 $V_f = 200V$ における計算値、 $C_{max} = 14.8\%$ と $C_{min} = 12.6\%$ の間に収まっている。

ここで用いた二次電子効率の値は、報告されている代表的な値であるが、文献によってはかたなり異なった値を与えているもの

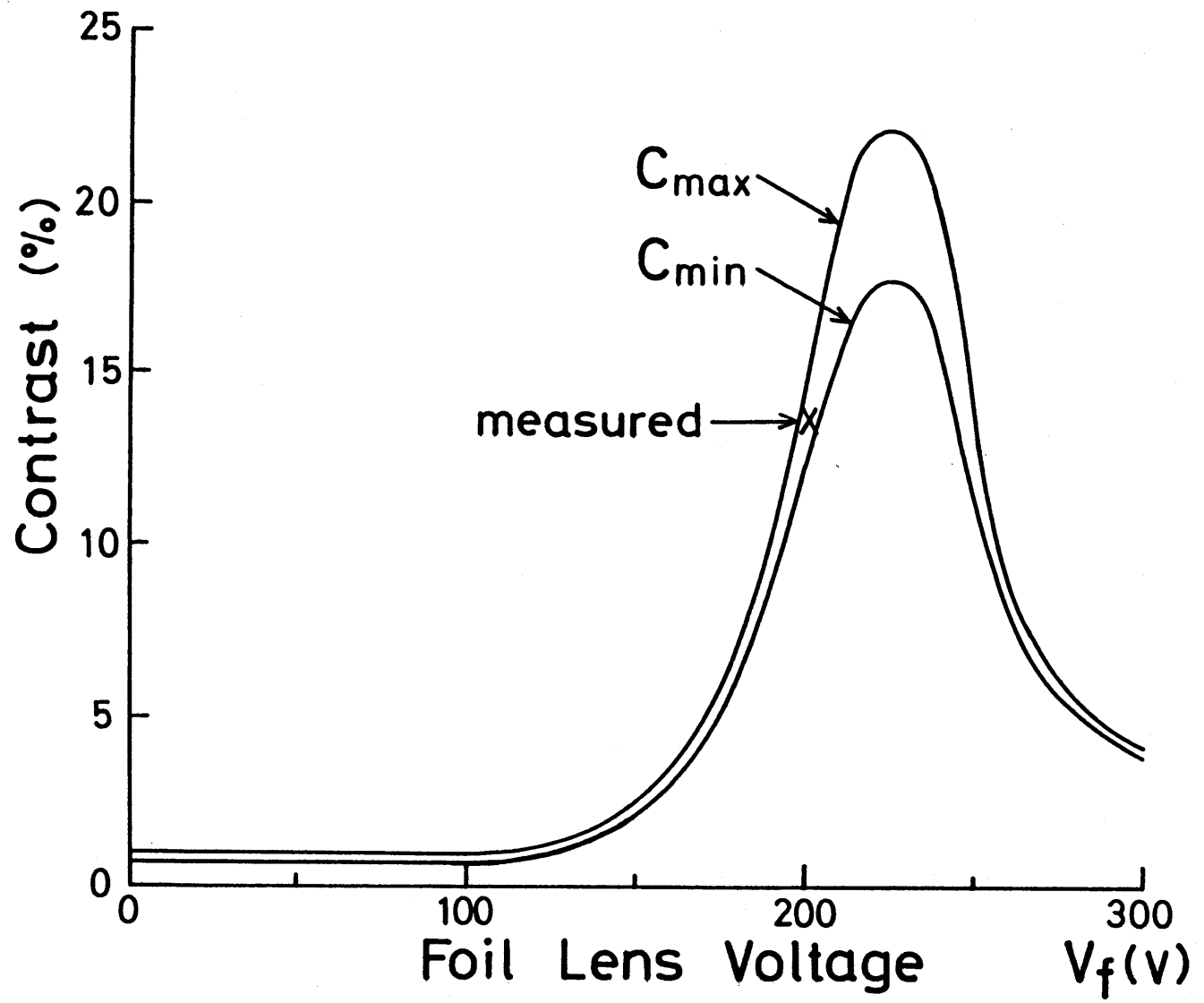


図 6-6 最大(C_{max})と最小(C_{min})のコントラストの薄膜レンズ電圧による変化

もある。⁶⁾ ここで、 δ_{Au}/δ_c の値を変えたときにどの程度コントラストが変化するかを調べてみたが、 $\delta_{Au}/\delta_c = 1.7 \sim 2.7$ の範囲でのコントラストは、 $V_f = 0V$ のとき常に1.5%以下、 $V_f = 200V$ のとき10~20%の範囲にあり、 δ_{Au}/δ_c の変化にさほど敏感ではないことがわかった。

このように、モデル試料を用いて計算した像コントラストは実験結果と一致し、薄膜レンズの球面収差補正効果によるコントラストの増大が実証された。

6-2-3 薄膜レンズの適用限界についての検討

薄膜レンズを組み込んだときに得られるSEM像は、球面収差を補正した場合でも、図6-2に見られるような濃いノイズのため像質は悪い。このノイズは量子統計ノイズであるが、その原因としては次の三つが考えられる。

- (1) 低い二次電子発生効率。
- (2) 低い二次電子検出効率。
- (3) 薄膜レンズの薄膜による入射電子の散乱の影響。

(1) の二次電子発生効率の低いことの理由は、ここで用いた加速電圧がSEMとしては高過ぎることである。通常のSEMでは加速電圧は1kV~20kV程度が普通であり、それ以上の加速電圧では、二次電子発生効率が加速電圧にほぼ反比例して減少する。本実験で二次電子発生効率を犠牲にして50kVと高い加速電圧を選んだ理由は、(3)の問題と関連があるので、

(3) の問題を議論した後には再び取り上げることにする。

(2) の問題は、本実験のように強励磁のフローフォーミングレンズに薄膜レンズを組み合わせた系の問題となる。すなわち、この場合には二次電子を薄膜レンズとフローフォーミングレンズの間から検出しなければならぬが、一応良好な補正特性を得るためにはこの二つのレンズの間隔を広げることは望ましくない。したがって両レンズ間の狭い間隙から二次電子を検出しなければならず、検出効率は低下する。量子統計ノイズが支配的な場合、像の S/N 比は検出される二次電子数の平方根に比例するので、検出効率の低下に伴いその平方根に比例して S/N 比が悪化する。このような検出効率の低下は、焦点距離の長いフローフォーミングレンズを使った、ワーキングディスタンスの大きい SEM では避け得る。この種の SEM ではフローフォーミングレンズと試料との間に与られた広い空間に検出器を挿入し、薄膜レンズの有無に関わらず十分数の二次電子を検出することができることからである。

(3) の入射電子の散乱の影響は、薄膜レンズの本質に関わる問題である。薄膜レンズの薄膜から放出された二次電子は、ほとんどすべて薄膜レンズの下に取り付けられた円筒で除かれる。重要なのは薄膜によって散乱された電子である。50 keV の入射電子は、10 nm の厚さの炭素薄膜によって、その 1/4 が弾性的あるいは非弾性的に散乱される。⁷⁾ 散乱された電子は、フローフォーミングレンズを通った後試料上に大きく広がって入射す

る。これはポロ-グラフフォーミングレンズと大きく焦点がらししたのと同様の効果を与え、全視野にわたってほとんど一様な像の強度、すなわちバックグラウンドが形成される。バックグラウンドノイズはバックグラウンドレベルの平方根に比例して増大し、一信号量は入射電子が散乱により減少した分だけ減るので、結果としてS/N比が悪化するようになる。

ここで注意すべきことは、(1)の二次電子発生効率と(3)の電子線透過率が、加速電圧に対して逆の依存性を示すことである。たとえば、加速電圧を50kVから20kVに下げれば、二次電子発生率は約2倍になるが、このとき電子線透過率は80%から50%に低下し、結果的に加速電圧の変化によってS/N比を改善するわけではない。

6-2-4 結 言

薄膜レンズを実際にSEMに組み込んで行った実験の結果、本節で目的とした球面収差補正によるSEM像の像質の改善が達成できた。また、像コントラストの計算結果は実験結果と一致し、薄膜レンズの効果による像コントラストの改善を定量的に示すことができた。

一、高い二次電子効率を得るために低い加速電圧で動作させることの多いSEMにおいては、薄膜による入射電子の散乱が重大な影響をもたらす。またポロ-グラフフォーミングレンズの上から二次電子を検出しなければならぬ場合には、薄膜レ

レンズの存在によって検出効率が低下し、ノイズが増加することが分った。しかしながら、現在使用している薄膜よりさらに散乱能の小さい軽元素の薄膜の開発、あるいはワーキングディスタンスの大きいプロジェクティングレンズに対する薄膜レンズの適用により、SEMに対する薄膜レンズの応用の可能性があると考えられ、今後の検討が必要である。

§6-3 走査透過型電子顕微鏡 (STEM) への応用⁸⁾

6-3-1 STEM像の観察

前節において、薄膜レンズの適用に際しては、加速電圧が重要な寄与をすること結論された。すなわち、高い加速電圧を用いることが有利な装置において薄膜レンズがより効果的である。このことを確かめ、薄膜レンズの実用性を示すために、高い加速電圧での動作が有利なSTEMに薄膜レンズを適用し、球面収差補正による像の変化を調べた。

実験装置がFビーム系の動作条件は、第5章でプロジェクタの測定に用いたものと全く同じである。したがって、透過電子の検出角はプロジェクタ収束角に等しくとられている。加速電圧は50kV、プロジェクタ収束角は43mradとした。薄膜レンズの薄膜は厚さ約8nmの炭素蒸着膜である。このような条件のもとで観察した金粒子のSTEM像を図6-7に示す。(a)は薄膜レンズを組み込まないでとった像、(b)は薄膜レンズを組み込んだが、補正のための電圧を印加していない場合、(c)は薄膜レン

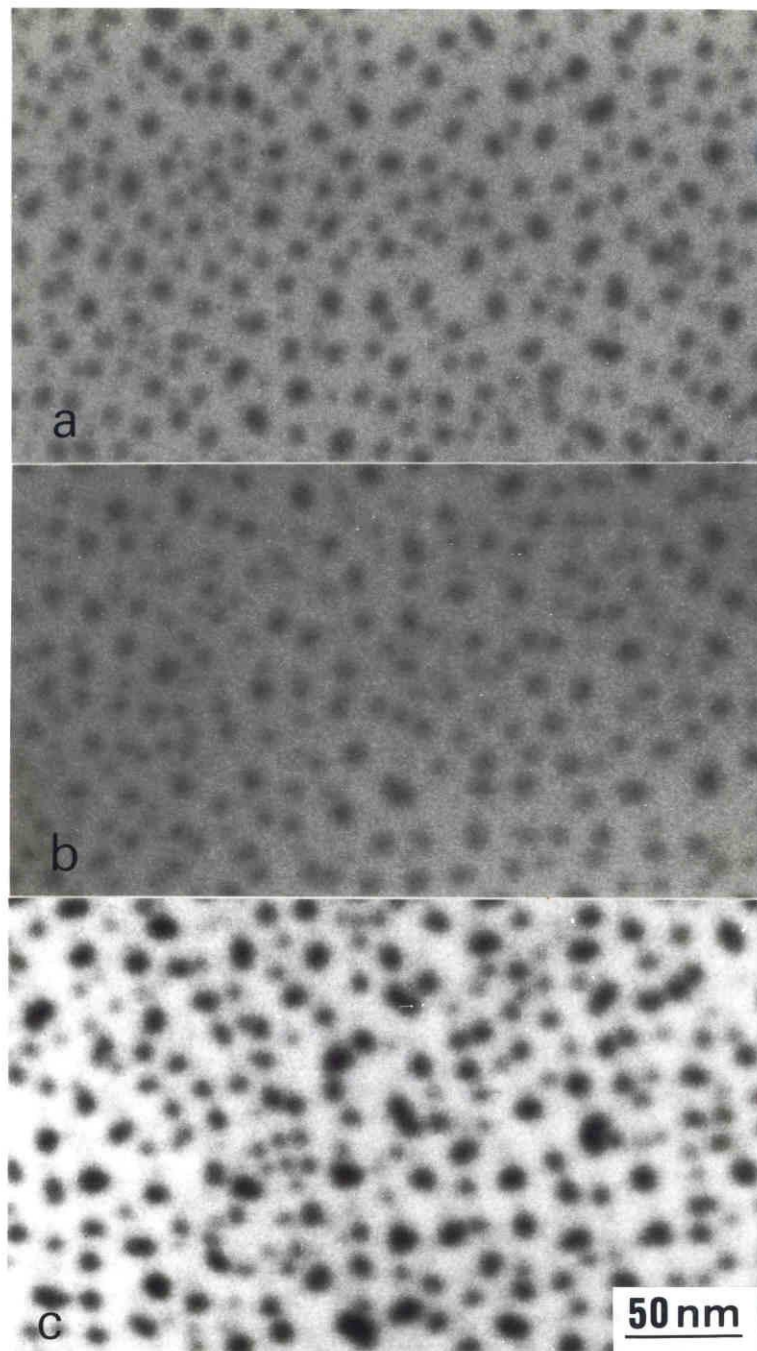


図6-7 金粒子のSTEM像

(a) 薄膜レンズなし

(b) 薄膜レンズあり、 $V_f = 0V$

(c) 薄膜レンズあり、 $V_f = 100V$

ズに100Vの電圧を加えた場合の像である。

まず(a)と(b)と比較すると、おどかではあるが(b)の像の方がコントラストが低下していることが分る。STEMにおいてはプロダクタフォーミングレンズの後方で透過電子を検出するので、前節のSEMの場合のように薄膜レンズを組み込むことによる検出効率の低下は起こらない。(b)における像質の低下は、薄膜レンズの薄膜による電子の散乱の影響である。SEMの場合と同様STEMにおいても、薄膜で散乱された電子のうち検出絞りに入ったものは像のバックグラウンドを形成し、一方有効な入射電子は減少するので、S/N比が低下することになる。

(c)の像は(a)および(b)と比べて格段にコントラストが改善されている。これらの像を撮影する際に、信号の増幅率、写真撮影の露光時間、写真フィルムの現像時間等の像作製に付随する過程での諸条件は、注意深く一定に保っており、このコントラストの改善は球面収差補正の効果であると考えることが出来る。そこで、プロダクタ電子流密度の計算により(a)から(c)への像の変化を検討する。

6-3-2 観察結果の検討

観察条件のもとでの $V_f = 0V$ および $V_f = 100V$ のときのプロダクタ電子流密度分布を計算すると図6-8の分布が得られる。 $V_f = 0V$ の曲線は、図4-11に実線で示した分布と同じものである。§4-4で議論したように、試料がコントラストの強い

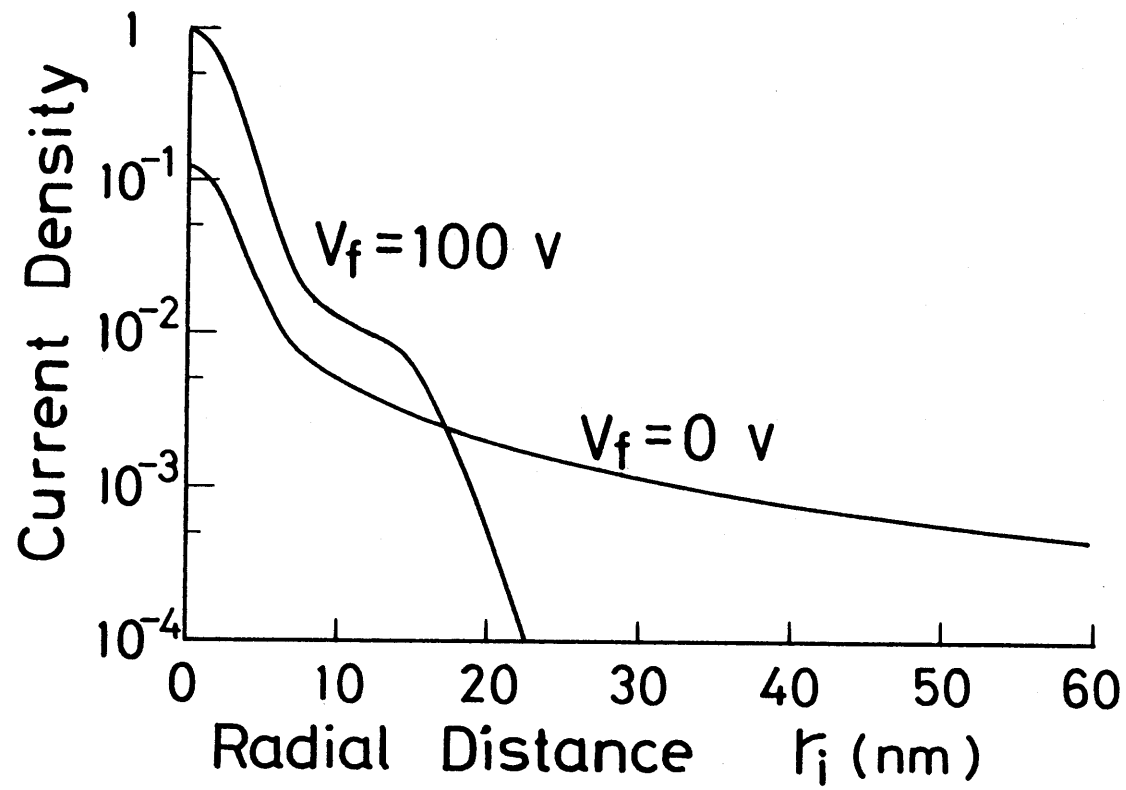


図6-8 球面収差補正によるフローラ電子流密度分布の変化

ものである場合には、最も鋭い像は軸上電子流密度が最大となる焦点からの条件において得られるので、図6-8の曲線はそのような焦点からの量で計算した結果を選んでいる。

図6-7(a)においては、バックグラウンドレベルが高く粒子のコントラストは低いが、粒子のエッジは鋭い。これは§4-4でも指摘したように、プローブ電子流密度分布の中央の狭いピークが像をつくり、その周囲の部分はバックグラウンドを形成するからであると考えられる。

一方、(c)の像においてはコントラストが大幅に改善されているが、粒子のエッジの鋭さは(a)と比べてあまり変化がない。その理由は、図6-8のプローブ電子流密度分布から理解できるように、バックグラウンドの原因となる電子変化の緩やかな周辺部の電子が主となり、ほとんどすべての電子が粒子の像コントラストに寄与するが、その分布の幅は $V_f = 0V$ における中央のピークの幅と同程度であるためと考えられる。

本実験においては、試料の金粒子と支持膜の炭素膜との電子線透過率の差が比較的大きいので、未補正の場合にも電子流密度分布の中央部のわずかな電子によって十分なコントラストが得られ、この場合のプローブ径 180nm よりほかに小さな粒子まで観察可能である。このように、観察できる最小の粒子径は像コントラストと密接な関係があり、したがって試料自身の性質に依存することが分る。

球面収差補正は解像度の限界付近において最も有用である。

STEMの解像度は通常、プローブ電流の不足によるS/N比の悪化のために、小さな粒子の像とノイズとを識別できなくなる
ことにより制限される。このときプローブ電流を増大させよ
うとすれば、§2-1で述べたようにプローブ径も増大する。こ
のとき粒子径より広がった分の電子はバックグラウンドを形成
して像コントラストを低下させるので、解像度は悪化すること
になる。したがってプローブ径の増大に対しにプローブ電流のみ
を増やすことが必要とされるが、これはプローブ収束角を大きく
してプローブ電流を増し、球面収差補正によってプローブ径
を減少させることで実現できる。この場合には、像コントラ
ストを低下させずにS/N比を改善できるので、解像度を向上させ
ることが出来る。

6-3-3 結 言

薄膜レンズをSTEMに適用してプローブフォーミングレン
ズの球面収差を補正することにより、STEM像のコントラ
ストを改善できることを示した。また、このコントラストの改善
はプローブ電子流密度の改善によるものとして定性的に説明で
きた。したがって、バックグラウンドノイズに埋もれた弱いコ
ントラストの微細構造が収差補正によって識別できるようにな
り、解像度が向上することが期待できる。

薄膜レンズを適用する際には、薄膜による電子の散乱に起因す
る像コントラストの低下が観察された。しかしながら、この像

コントラストの低下は球面収差補正の効果に比べて小さく、重大な障害とはならぬことがわかった。この実験で用いた50kVの加速電圧はSTEM用としては低いためであり、最近では200kV程度の高い加速電圧で動作する装置が増えつつある。また、さらに短い電子波長と高い輝度を得るために、より高い加速電圧の超高圧STEM装置の開発も進められている。このような高加速電圧化されたSTEMにおいては、薄膜によって散乱される電子が減少し、薄膜レンズの有用性は一層高まると考えられる。

第6章の参考文献

- 1) Hanai, T., Hibino, M. and Maruse, S. : J. Electron Microscopy, 31, 360 (1982)
- 2) Everhart, T. E. and Thornley, R. F. M. : J. Sci. Instr., 37, 246 (1960)
- 3) Reimer, L. and Drescher, H. : J. Phys. D, 10, 805 (1977)
- 4) Moncrieff, D. and Barker, P. : Scanning, 1, 195 (1978)
- 5) Reimer, L. and Tollkamp, C. : Scanning, 3, 35 (1980)
- 6) Wittry, D. : X-ray Optics and Microanalysis, 4th Int. Cong., Orsay, Herman, Paris, 1966, p.168
- 7) 杉山せつ子、日北野倫夫、丸勢進 : 日本電子顕微鏡学会第36回学術講演会予稿集, p.182 (1980)

8) Hibino, M., Hanai, T., Kuzuya, M. and Maruse, S. :
Proc. 10th Int. Cong. Electron Microscopy, Hamburg,
1982, Vol. 1, 287

第17章 結論

電子プロード装置は1930年代に走査型電子顕微鏡(SEM)の形で始めて世に現われた。その後の50年間に、電子と物質との種々の相互作用によって生ずる信号を利用した微小領域での定性、定量分析、微細構造を観察する種々の顕微法、あるいはLSIの作製および検査等、多様な要請を満足する多くの装置に分化し、広範な分野で応用されるようになってきた。この間に、高輝度電子銃の開発、各種検出器の高性能化、真空技術の向上、機械的、電気的安定度の改善等、装置の基本的性能に関わる諸技術は著しい進歩を遂げてきた。

その中にあって、電子源を縮小して微小なプロードを作製する電子レンズも改良を重ねられ、特性の向上が計られてきた。その最も重要な特性のひとつである球面収差は、1936年にScherzerによって示されたように通常型レンズにおいては避けられない収差である。この通常型レンズの条件の枠から出た特殊なレンズを用いる球面収差補正法についての多くの研究が行われたが、いずれも実用化には至っていない。一方、通常型レンズの条件の枠内で球面収差を減少させようとする試みも、ある程度の成果を収めてはいらるが十分ではない。電子プロード装置の基本的性能を左右する電子プロード径およびプロード電流の大きさは、球面収差によって制限されているのが現状である。このような状況を打開して電子プロード装置の格段の性能向

上を達成するためには、球面収差補正を實現する以外にない。
そこで、過去に提案された種々の補正法のうちで実用化の可能性が高い薄膜レンズを用いてプローグフォーミングレンズの球面収差を補正し、プローグ径の減少を通して電子プローグ装置の性能を向上させることを目的として基礎的研究を行った。その成果は次のようにまとめられる。

(1) プローグフォーミングレンズに薄膜レンズを適用して球面収差を補正する際の補正特性を調べることは、実験結果の検討、薄膜レンズの設計に不可欠である。そこで、そのために必要となる次および5次の球面収差係数の式を、電算機を用いた計算に適した形で導いた。

(2) この式を使って補正効果の評価を行った結果、球面収差補正が可能であることが分ったが、3次の球面収差が零となる薄膜レンズ電圧で5次の球面収差係数が大きい値となり、これが実際に使用できるプローグ収束角を制限することが分った。そこで、3次の球面収差係数が零となる薄膜レンズ電圧とそのときの5次の球面収差係数の大きさに着目して検討した結果、この両方を同時に減少させるためには、薄膜レンズの円孔平板電極と導電性薄膜との距離を大きくすればよいことがわかった。

(3) 薄膜レンズを用いた球面収差補正のプローグ径への寄与を理論的に検討するためには、プローグ電子流密度分布を波面光学的に計算する必要がある。そのために3次と5次の球面収差および焦点がらし量を波動光学的に計算を導入するための関

係式を新しく導き、フロー電子流密度の式を得た。

(4) 薄膜レンズのフロー径に対する効果の実験的検討を可能にするため、微小なフロー径を測定する方法を開発した。薄い板状試料の走査透過型電子顕微鏡 (STEM) 像を利用するこの方法を用いれば、従来の測定法と比べて桁段に小さい 2.2 nm のフロー径を高精度で測定できる。またこの方法は 2.2 ~ 60 nm の広い範囲のフロー径に対して ±10% 以内の測定精度をもつことも分った。さらにこの方法は、従来の方法のような加速電圧の制限もなく、高い加速電圧の場合にも適用できるので、一般の電子フロー装置に広く適用できる。

(5) 球面収差補正後に残る収差の大きさを評価するために、工作精度や軸合わせの精度の不十分に起因する、フローフォーミングレンズ系の二次の軸上幾何収差を測定する方法を考案した。細かい粒子の陰影像に現われる倍率無限大のリングの形状と二次の軸上収差との関係を明らかにし、二次の軸上収差係数と三次の球面収差係数を求める式を導出した。これにより、フローフォーミングレンズ系の動作条件を実際にフローをつくる状態に設定したとき、その軸上収差の測定を行うことが可能となった。

(6) 薄膜レンズを用いて実際にフローフォーミングレンズの球面収差を補正し、このとき得られるフロー径の変化を測定した結果、薄膜レンズの効果により、フロー電流を一定に保ったときフロー径を減くできることが示された。薄膜レン

ズを用いて得られた最小のフロッグ径は、フロッグ収束角が
43.2mrad のとき 5.9 μm 、23.0mrad のとき 4.6 μm であり、こ
の値は薄膜レンズを用いたときのフロッグ径のそれぞれ約
1/8 および約 1/3 であった。

また、薄膜レンズ寸法を変えたときのフロッグ径の測定結果
を定量的に評価した結果、現在の段階では5次の球面収差より
2次の軸上収差の影響が重要であり、薄膜レンズ寸法を大きく
して相対的に工作精度の影響を軽減すれば、フロッグ径を減少
させることが出来ることも分った。

(7) 薄膜レンズの応用例として、SEM像に対する効果を調
べた。薄膜レンズを動作させて撮影したSEM像は、これを動
作させないときより像コントラストが改善された。この像から
測定したコントラストは、モデル試料に対して計算した値とよ
く一致し、薄膜レンズの効果によるフロッグ径の減少が像コン
トラストの改善をもたらすことが明らかとなった。

(8) 一応、薄膜レンズの適用は球面収差補正による像コント
ラストの増大と同時に、薄膜での電子の散乱によるS/N比の低
下をもたらす、応用に際してその得失の大小が問題となる。S
EMにおいては、高い二次電子効率を得るために低い加速電圧
を用いることが有利であり、このとき薄膜によって散乱される
電子が増える。それゆえ、薄膜レンズのSEMへの実際の応用
にあたっては、より電子線散乱能の小さい軽元素の薄膜の開発
が不可欠であり、この点は今後の課題である。

(9) 加速電圧50 kV、 α ローグ収束角43 mradで行ったSTEM像観察の結果、球面収差補正による像コントラストの増加が、薄膜で散乱された電子によるバックグラウンドの増加をほるかに上回り、薄膜レンズを用いないとより格段にコントラストのよい像が得られた。この実験結果は α ローグ電子流密度の計算結果により定性的に説明できた。STEMは装置の性能上さらに高い加速電圧で用いるのが有利であるが、その場合には薄膜レンズの薄膜によって散乱される電子が減少し、薄膜レンズがより有効に使用できると考えられる。

以上述べてきたように、薄膜レンズを用いた球面収差補正によって、電子 α ローグ装置の基本的性能を決める要因である α ローグ径を減少できることが実証され、電子 α ローグ装置の性能向上の可能性が示された。また、その過程において、電子 α ローグ装置の電子光学系の評価に有用な、 α ローグ径測定法および軸上収差測定法が確立された。

本研究によって、電子 α ローグ装置用薄膜レンズの実用化のための準備はほぼ整ったと考えられる。今後さらに検討すべき課題としては、薄膜レンズの電源の安定度の問題、薄膜のコンタミネーションの防止等の技術的に解決が容易なものを除けば、低加速電圧の装置における応用のために、薄膜による散乱およびその影響の軽減策を検討することが残されている。電子の散乱を減少させるためには、薄膜の作製法の改良による膜厚の減少、薄膜の材質の検討と、また散乱電子の影響を減少させるた

めに、散乱電子を選り分けて除外する方法の検討を行う必要があると考えられる。

謝 辞

本研究の遂行のらびに本論文の作成にあたって、終始懇切の御指導と御鞭撻を賜った名古屋大学教授工学博士丸勢進先生同助教授工学博士日比野倫夫先生に心から感謝の意を表わします。

本論文をまとめるにあたって、数々の有益なる御教示をいただきました名古屋大学教授工学博士奥田孝美先生に深く感謝の意を表わします。

さらに、本研究を進めるにあたって数々の御便宜と御教示をいただきました名古屋大学工学部電気学科、電気工学第2学科電子工学科の諸先生に深く御礼を申し上げます。

本研究の薄膜レンズの作製にあたっては日立製作所那珂工場の木村力氏の御協力といただき、第3章の球面収差係数の導出に際しては中部大学講師葛谷幹夫先生の御協力を受けました。あわせてここに厚く御礼申し上げます。

最後に、日頃研究にあたって惜しみない激励と御指導をいただきました名古屋大学助教授工学博士内川嘉樹先生、同助教授工学博士下山宏先生、同助手杉山せつ子氏、同技官加藤護氏をはじめ丸勢研究室、電子光学実験施設の諸氏に対して心から御礼申し上げます。