

磁界型電子顕微鏡における軸外色収差の研究*

Research on the Non-Axial Chromatic Aberration in the Magnetic Field Type Electron Microscope

森 戸 望**
Nozomu Morito

内 容 梗 概

電子顕微鏡磁気レンズの軸外色収差について幾何学的方法によつて計算を試みた。対物レンズの倍率色収差については主電子線の物面における傾きを考慮することによつて従来の結果よりはるかに実験もよく一致する計算式を導くことができた。また倍率縮小的に使用したときの中間レンズの倍率色収差が正で、倍率縮小とともに急激に増大することを明らかにした。投射レンズの倍率色収差、各レンズの回転色収差についても計算したが、これらについては従来発表されている結果と同じで、実験ともよく一致する。

1. 緒 言

電子の速さの差が光学における色の差に対応するので、レンズに入射する電子の速さの差によつて一点から出た電子が一点に結像しなかつたり、Gauss 像点と異なつた点に結像したりする収差を色収差と呼んでいるが、色収差は非点収差、球面収差とともに電子顕微鏡のレンズ収差のうち像に最も大きな影響を及ぼすものの一つである。電子顕微鏡においてレンズに入射する電子の速さが一様でなくなる主な原因は加速電圧の変動と、電子が試料または試料支持膜を透過する際うけるエネルギー損失である。電子レンズの色消が光学レンズのように十分行われていないため、電子顕微鏡特に磁界型では加速電圧の変動をきわめて小さく保つ工夫がなされている。静電型電子顕微鏡では加速電圧の変動は磁界型の場合ほど問題にならないが、試料透過に際して受ける電子の速度損失のように速度損失がレンズの励起と無関係な原因に対しては磁界型とまったく同様になる。

静電型と磁界型の電子顕微鏡はそれぞれ利害得失があるが、主として工作の難易の面から磁界型が静電型よりはるかに多く作られている。日立製作所においてももつぱら磁界型電子顕微鏡を製作し、また研究してきたが、電子速度の変化に影響されにくいレンズ系を得るために、片桐氏⁽¹⁾⁽²⁾らが実験的に、これと並行して筆者が理論的に検討した。特に筆者が検討した範囲は像に及ぼす影響が大きく、かつ従来明確な解決が与えられていなかった軸外色収差に重点がおかれた。本報告はその際行つた軸外色収差に関する研究の結果をまとめ昭和31年大阪大学へ提出した学位論文（内容の大部分はすでにそれ以前に二、三の学会誌に発表されている）⁽³⁾⁻⁽⁵⁾を要約したものである。

2. 磁界レンズの色収差の概要

電子顕微鏡に用いられる磁界レンズの色収差は通常軸上色収差、倍率色収差、回転色収差の三つにわけて取り扱われており、大要として次のことが知られている。

軸上色収差による Gauss 像面上の像点のぼけ δ_{Fa} は物面に換算して

$$\delta_{Fa} = C_{Fa} \cdot \alpha \cdot \frac{\Delta\phi}{\phi} \dots\dots\dots (1)$$

で表わされる。ここに α は物点よりレンズに入射する電子線束の開き角、 ϕ および $\Delta\phi$ は電子速度に対応する加速ポテンシャルおよびその変化分で、 C_{Fa} は軸上色収差係数と呼ばれている係数である。

軸外にある物点の像は ϕ の変化にもなつて軸上色収差によつてぼけを牛じると同時に Gauss 像点から偏倚する。偏倚 δ_{Fm} を半径方向の成分 δ_{Fm} と回転方向の成分 δ_{Fr} にわければ、各成分はそれぞれ

$$\delta_{Fm} = C_{Fm} \cdot r_g \cdot \frac{\Delta\phi}{\phi} \dots\dots\dots (2)$$

$$\delta_{Fr} = C_{Fr} \cdot r_g \cdot \frac{\Delta\phi}{\phi} \dots\dots\dots (3)$$

で表わされる。ここに r_g は物点が軸から離れている距離、 C_{Fm} および C_{Fr} はそれぞれ倍率色収差係数および回転色収差係数と呼ばれている係数である。当然

$$\delta^2_{Fm,r} = \delta^2_{Fm} + \delta^2_{Fr} \dots\dots\dots (4)$$

の関係がある。

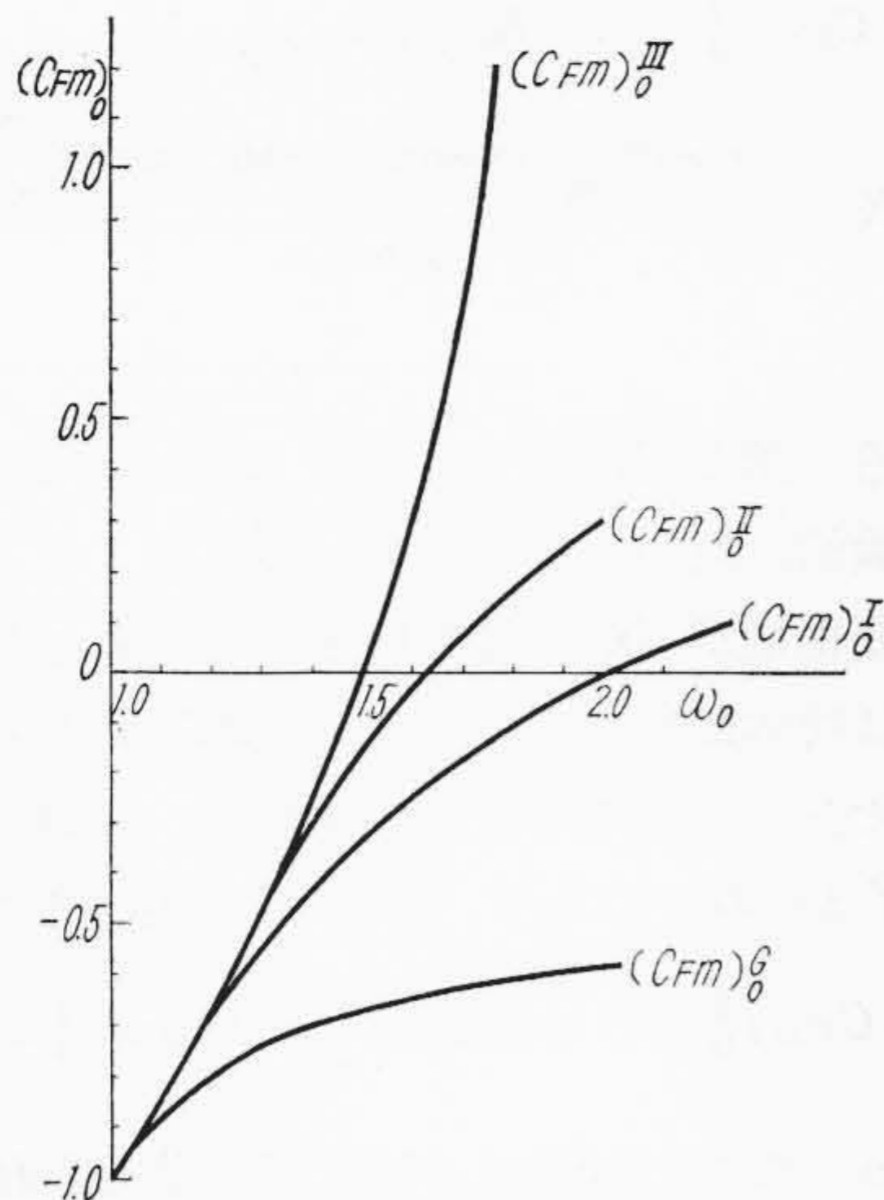
レンズの励磁電流の変化は ϕ の変化とまったく同様の作用を像に及ぼすが、一般に

$$\frac{\Delta\phi}{\phi} = -2 \frac{\Delta i}{i} \dots\dots\dots (5)$$

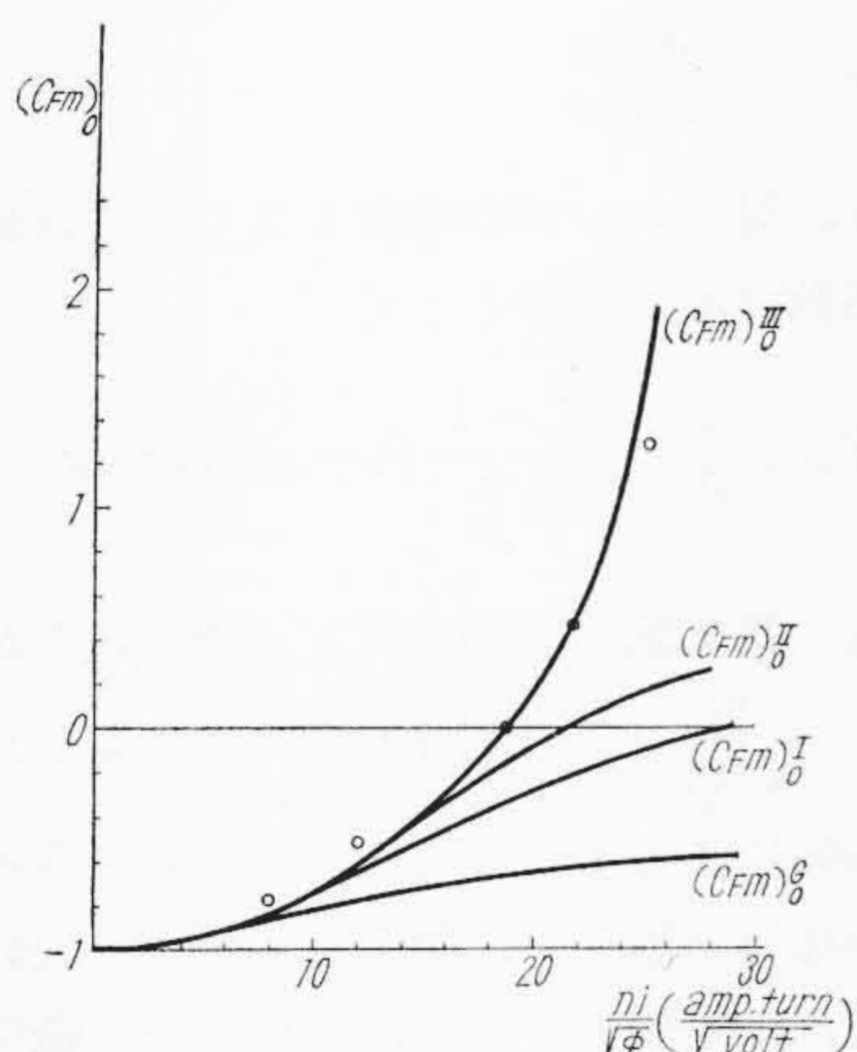
の関係を用いて論じることができる。

* 学位論文抄録

** 日立製作所中央研究所 理博



($(CFM)_0^G, (CFM)_0^I, (CFM)_0^{II}$ および $(CFM)_0^{III}$ はそれぞれ (13) 式, (10) 式, (15) 式および (16) 式より計算)
 第1図 対物レンズの倍率色収差係数とレンズパラメータ ω_0 との関係



— 計算 第1図の横軸を (12) 式にて換算
 ○ 実験 (片桐) レンズ孔径 5 mm, 磁極片間隔 2.25 mm
 第2図 対物レンズの倍率色収差係数と励磁の強さ $\frac{ni}{\sqrt{\phi}}$ との関係

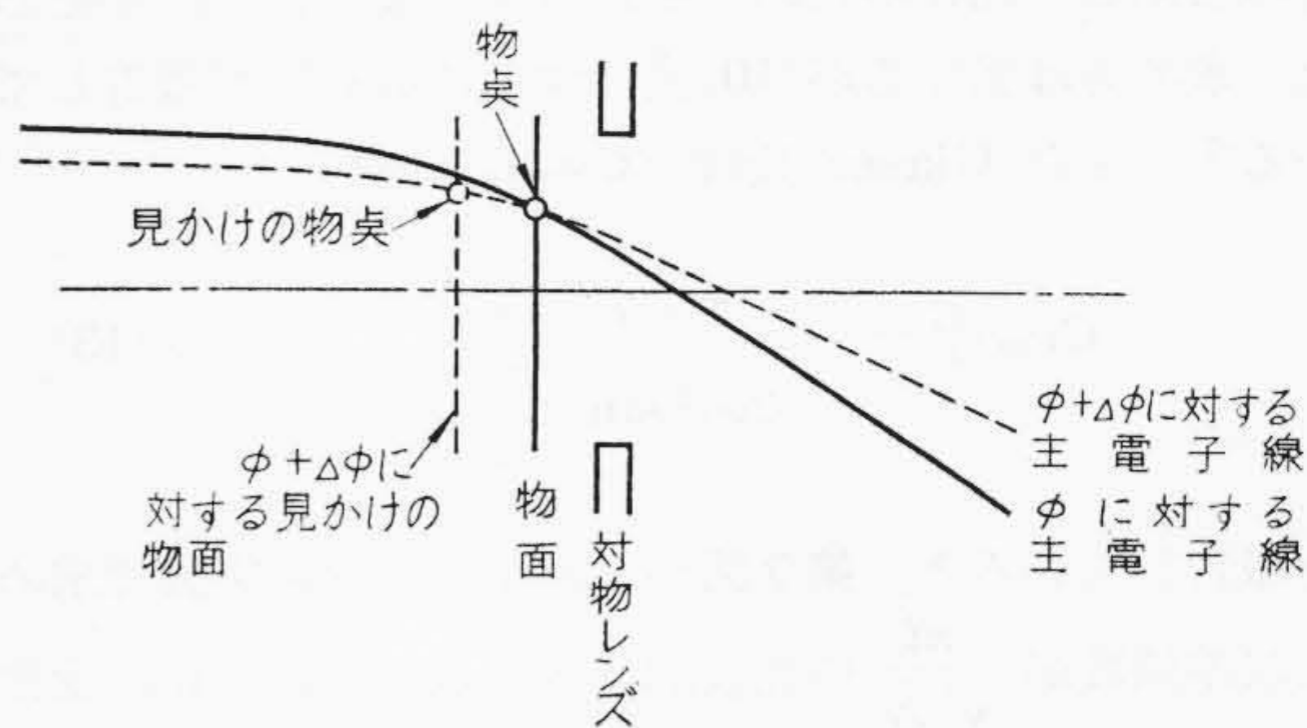
3. 倍率色収差

3.1 対物レンズの倍率色収差

試料が軸に平行な電子ビームで照射されていて、倍率変化が焦点距離 f の変化 Δf によつてのみ変化すると考えると、対物レンズの倍率色収差に対して第1近似として

$$\left(\frac{\partial FM}{\partial r_g}\right)_0 = (CFM)_0^I \cdot \frac{\Delta \phi}{\phi} = -\frac{\Delta f_0}{f_0} \dots (6)$$

の関係が成り立つ。もちろんこの際レンズと像面との距離は焦点距離に比べて十分大きいと考えている。



第3図 物点の軸よりの有効距離説明図

(6) 式中に付した添文字“0”は対物レンズに関する量であることを示すもので、以下“p”および“i”を付してそれぞれ投射レンズおよび中間レンズに関する量を示すことにする。

レンズの弱い範囲では焦点距離が ϕ に比例するから $(CFM)_0^I$ は -1 になるが、レンズが強くなるに従つて -1 から離れてくる。

磁界レンズの計算に当つて軸上磁場分布に対してしばしば Glaser 氏⁽⁶⁾の鐘形分布

$$H(Z) = \frac{H(O)}{1 + \left(\frac{Z}{a}\right)^2}, \quad (a: \text{常数}) \dots (7)$$

の仮定が用いられており、ここでもこれを採用するが、これを用いると焦点距離は

$$f_0 = \frac{a_0}{\sin \frac{\pi}{\omega_0}} \dots (8)$$

$$\omega_0^2 = 1 + k_0^2 = 1 + \frac{eH^2(O)}{8m\phi} \cdot a_0^2 \dots (9)$$

で表わされる。ただし $\frac{e}{m}$ は電子の比電荷である。(6) および (8) 式から

$$(CFM)_0^I = \frac{\pi(\omega_0^2 - 1) \cos \frac{\pi}{\omega_0}}{2\omega_0^3 \sin \frac{\pi}{\omega_0}} \dots (10)$$

が得られる。第1図は (10) 式の $(CFM)_0^I$ および以下述べる $(CFM)_0^G, (CFM)_0^{II}$ ならびに $(CFM)_0^G$ と ω_0 との関係を示したもので、第2図は

$$4\pi ni = \int_{-\infty}^{\infty} HdZ \dots (11)$$

と (7) および (9) 式から得られる

$$\frac{ni}{\sqrt{\phi}} = 16.81 \sqrt{\omega^2 - 1} \left(\frac{\text{amp} \cdot \text{turn}}{\sqrt{\text{Volt}}} \right) \dots (12)$$

の関係を用いて第1図の横軸 ω_0 を $\left(\frac{ni}{\sqrt{\phi}}\right)_0$ に換算した

ものである。比較のため片桐氏の実験結果⁽¹⁾を付記した。求め方は異なるが(10)式はすでに金谷氏が報告している⁽⁷⁾。また Glaser 氏は $(C_{Fm})_0$ に対して

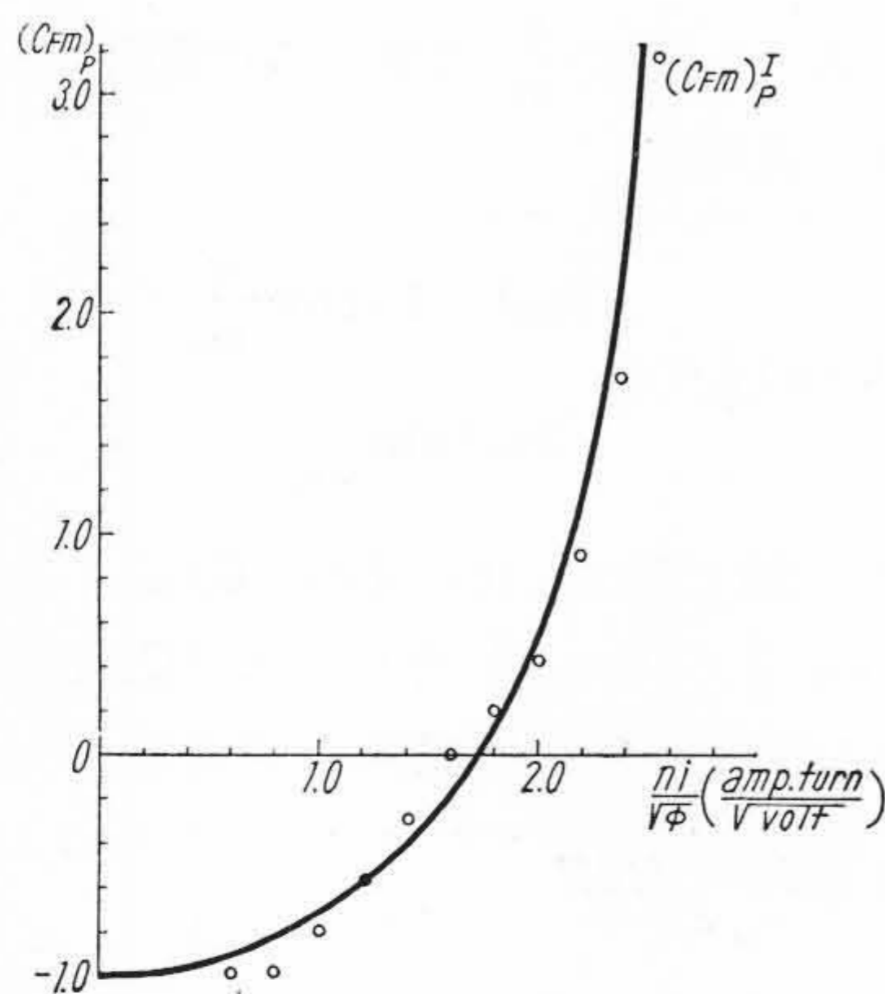
$$(C_{Fm})_0^G = -\frac{\pi(\omega_0^2 - 1)}{2\omega_0^2 \sin \frac{\pi}{\omega_0}} \dots\dots\dots (13)$$

を報告している⁽⁶⁾。第 2 図からわかるように実験で求めた収差係数が $\frac{ni}{\sqrt{\phi}}$ の比較的小さい点で負から正に変化しているのに対し、 $(C_{Fm})_0^I$ は非常に強励磁の点で負から正になつていて、 $(C_{Fm})_0^G$ は式からも明らかなように常に負で実験事実と相当な懸隔を示している。この不一致は試料が軸に平行なビームで照射されていると仮定したことにも最も大きな原因があると考えられる。Zworykin 氏ら⁽⁸⁾も電圧変化による写像面に共軛な物面の変化によつて物点のみかけの離軸距離が真の距離とちがつてきて(第 3 図参照)、これと焦点距離変化による倍率変化との合成で像点の偏倚が生じると推察しているが、数量的な取り扱いはしていない。

照射ビームが軸に平行でないことを考慮に入れて量的に計算するためにはまず物点を照射する電子線の物面における傾きが与えられなければならない。そこでこれを無限遠で軸に平行な入射電子線の物体側焦点面における傾きで近似し、写像面に共軛な物面の変化量を Δf_0 に等しいと近似した。そのときには

$$\left(\frac{\delta Fm}{r_g}\right)_0 = -\frac{\Delta f_0}{f_0} + \left(\frac{\Delta f \cdot \tan \theta}{r_g}\right)_0 \dots\dots\dots (14)$$

となり、倍率色収差係数を計算すれば



— (12), (18) 式より計算
 ○ 実験(片桐) レンズ孔径 5mm, 磁極片間隔 2.25mm
 第 4 図 投射レンズの倍率色収差係数と励磁の強さ

$\frac{ni}{\sqrt{\phi}}$ との関係

$$\left. \begin{aligned} (C_{Fm})_0^I &= (1 + K_0)(C_{Fm})_0^I \\ K_0 &= \frac{\omega_0 \sin \frac{\pi}{\omega_0} \cos \omega_0 \pi + \sin \omega_0 \pi \cos \frac{\pi}{\omega_0}}{\sin \omega_0 \pi} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

が得られる。第 2 図に示すように(15)式の結果は(10)式より実験値に近づいている。(14)および(15)式では物面の変化量が Δf_0 に等しいとして計算したのであるが、これは物体側焦点面の変化量 $(\Delta Z_f)_0$ と考えた方がより妥当である。この考え方をすれば、(14)式右辺第 2 項の Δf が ΔZ_f になり、(15)式に相当して

$$(C_{Em})_0^I = (1 - K_0 \sec \frac{\pi}{\omega_0})(C_{Fm})_0^I \dots\dots (16)$$

が得られる。ただし K_0 は(15)式に与えられているものと同じである。(16)式から計算した結果は第 2 図のようにほぼ実験と一致している。

3.2 投射レンズの倍率色収差

投射レンズの場合鐘形磁場の仮定のもとに焦点距離は

$$f_p = \frac{-a_p \omega_p}{\sin \omega_p \pi} \dots\dots\dots (17)$$

で与えられ、対物レンズの場合とまったく同様にして倍率色収差係数の第 1 近似として

$$(C_{Fm})_p^I = \frac{\omega_p^2 - 1}{2\omega_p^2} \{1 - \omega_p \pi \cot \omega_p \pi\} \dots (18)$$

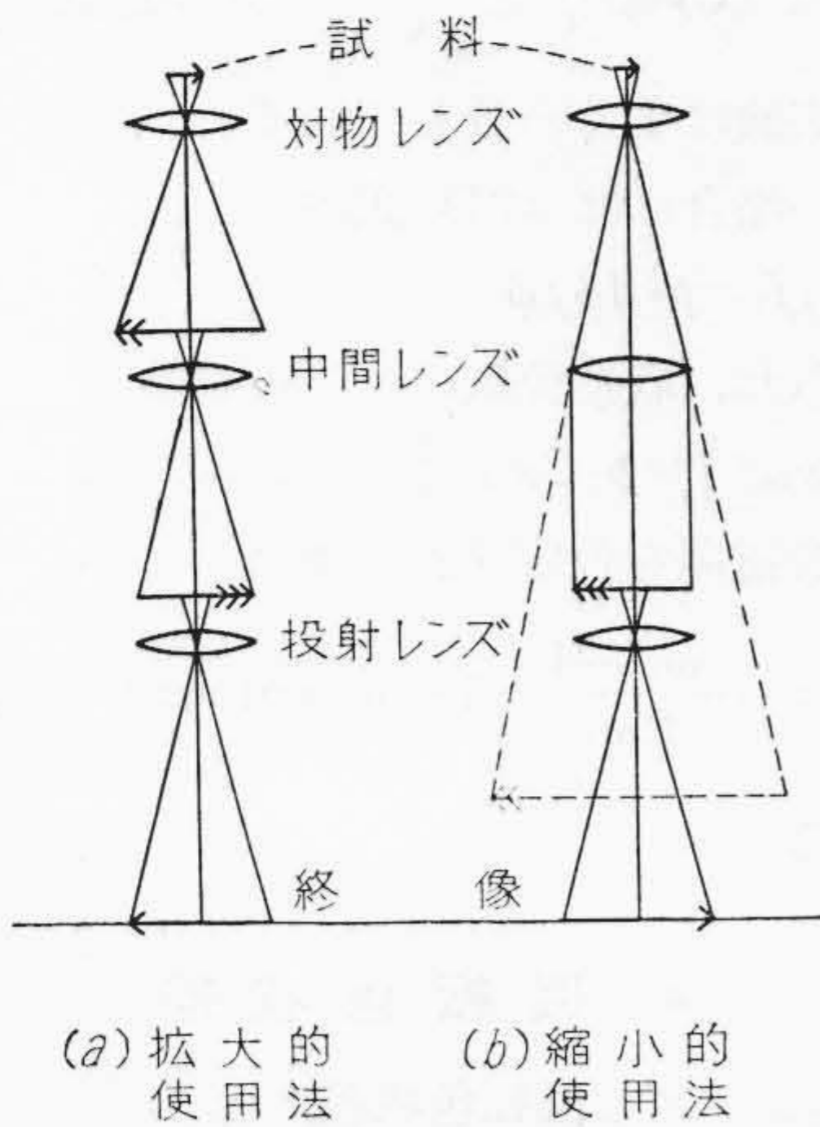
が得られる。第 4 図は(18)式と(12)式とから求めた $(C_{Fm})_p^I$ と $\frac{ni}{\sqrt{\phi}}$ との関係を示し、付記した実験値は片桐氏の実験によるものである。投射レンズの場合には対物レンズの場合と異なり、第 1 近似でよく実験と一致している。これは対物レンズでは試料前方の磁場が写像にあずからないのに反し、投射レンズでは全磁場を写像に利用していることから予想できることである。

投射レンズは比較的低倍率で使うことがあるが、低倍率のときは焦点距離の変化率をそのまま倍率の変化率と考えるといくぶん差が生じてくる。主面の位置の変化を無視すればこの補正は

$$\Delta(C_{Fm})_p = -\frac{1}{M_p}(C_{Fm})_p^I \dots\dots\dots (19)$$

となる。ここに M_p は投射レンズの倍率で、正立像のときを正、倒立像のときを負としたものである。一般に $M_p < 0$ である。

投射レンズの主面の位置は励磁の強さによつて多少変化する。また入射ビームが軸に平行でないことに対する補正も対物レンズの場合と同様に取り扱うことができる。これらに対する補正量も計算できるが、これらの補正は普通の使用状態ではきわめて小さいので、本報告で



第5図 中間レンズの使用法説明図

は省略することにする。

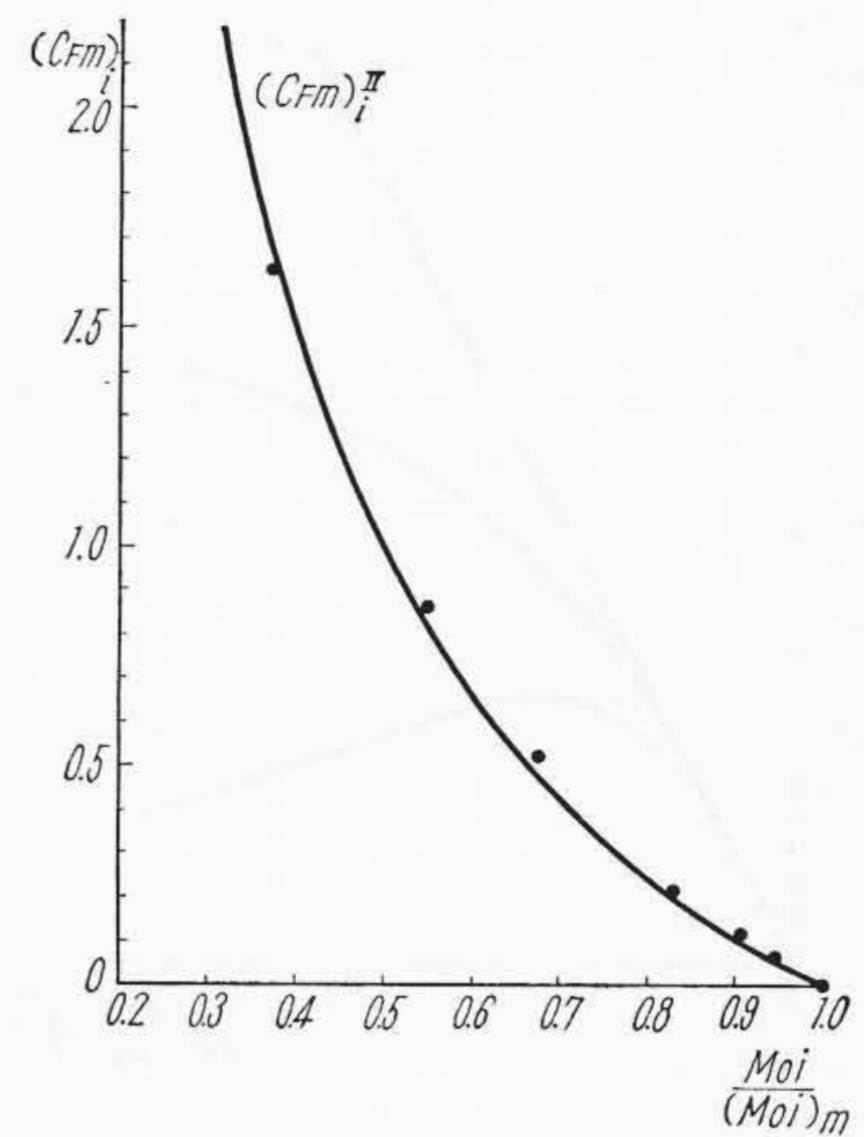
投射レンズの場合は対物レンズの場合とはちがって、磁極片間隔 h と磁極片孔径 d との比 $\frac{h}{d}$ の小さいレンズからかなり大きいレンズまで実用されている。上述の計算は前に述べたように(7)式の鐘形磁場を仮定して行つたので磁場分布形状のちがいによる収差係数の変化は現われてこない。実験によれば $\frac{h}{d}$ が大きくなるに従つて $(C_{Fm})_p$ が0になる $\frac{ni}{\sqrt{\phi}}$ の値が小さくなる。この傾向は別に行つた焦点距離の計算⁽⁹⁾からも期待されるもので、Ments氏およびLe Poole氏⁽¹⁰⁾もこのことを報告している。しかし量的には実験と計算は必ずしも十分一致しているとはいえない。上述の計算は比較的 $\frac{h}{d}$ の小さいレンズについて実験とあつている。対物レンズの場合は比較的 $\frac{h}{d}$ の小さいレンズが常用されているので実用面ではあまり問題にしないで差しつかえない状態である。

3.3 中間レンズの倍率色収差

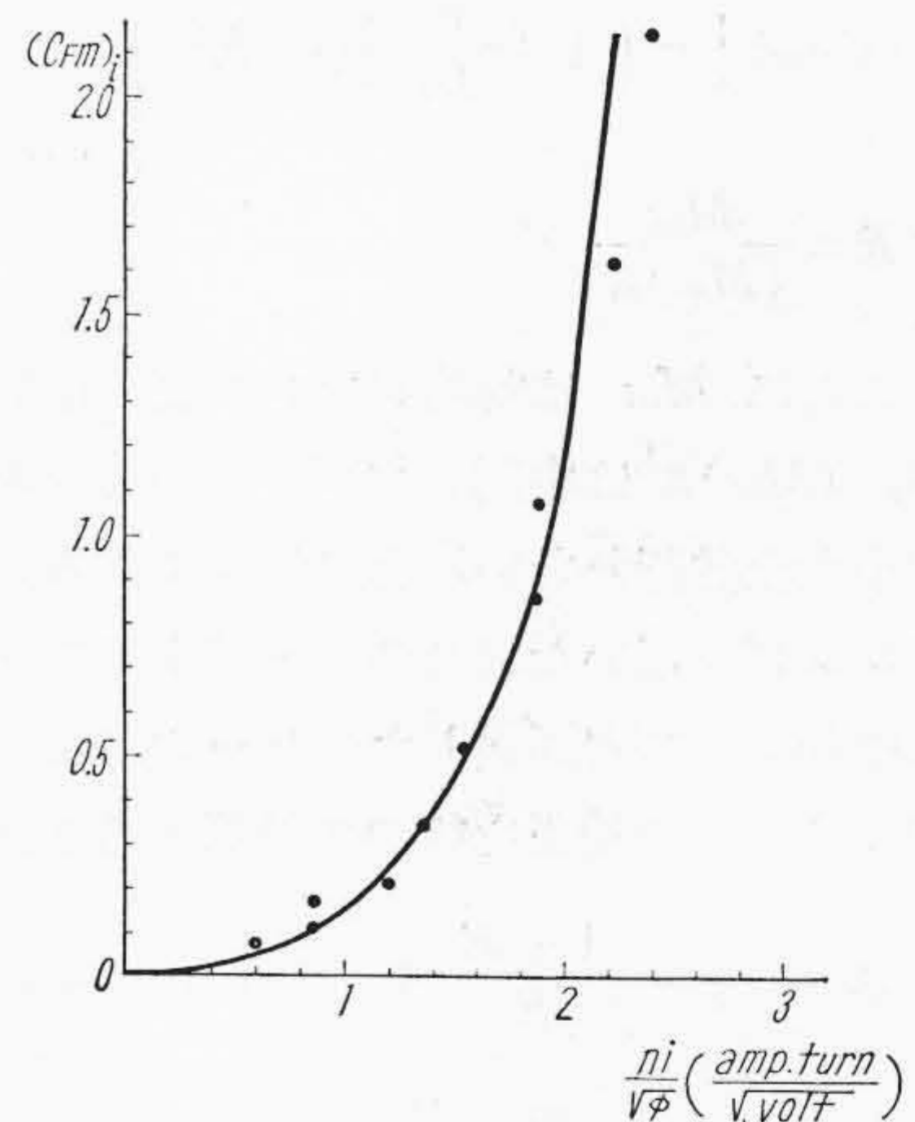
対物、投射レンズの間に中間レンズを挿入したいいわゆる3段レンズ系がしばしば用いられているが、中間レンズを拡大に使用するとき(第5図a)には中間レンズはまったく2段レンズ系の投射レンズと同様になるので、中間レンズを倍率縮小に使う場合(第5図b)についてのみ述べることにする。中間レンズが対物レンズおよび投射レンズと異なる点は一般に物体あるいは像が焦点にきわめて近いと考えられない点である。

ビームが中間レンズを通過後、軸にほぼ平行になると考えれば中間レンズの倍率色収差係数 $(C_{Fm})_i$ は第1近似で

$$(C_{Fm})_i \approx \frac{\Delta V_i}{V_i} \cdot \frac{\phi}{\Delta \phi} = \frac{V_i}{f_i} \cdot \frac{\Delta f_i}{f_i} \cdot \frac{\phi}{\Delta \phi} \dots \dots \dots (20)$$



— (23) 式より計算
 ○ 実験(小泉) $d_i = h_i = 17.5\text{mm}$ $l_{oi} = l_{ip} = 245\text{mm}$
 第6図 中間レンズの倍率色収差係数と倍率縮小率との関係

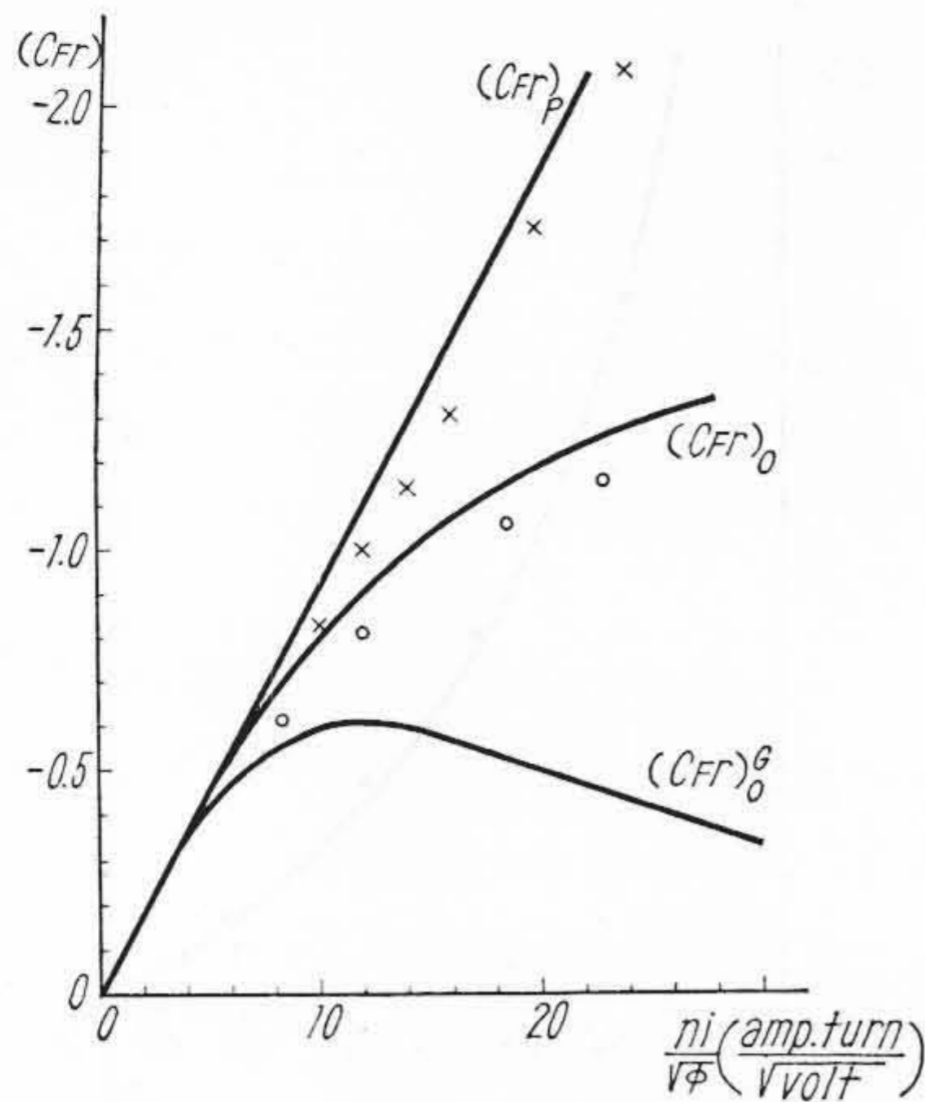


— (25) 式より計算
 ○ 実験(小泉) $d_i = h_i = 17.5\text{mm}$, $l_{oi} = l_{ip} = 245\text{mm}$
 第7図 中間レンズの倍率色収差係数と励磁の強さ $\frac{ni}{\sqrt{\phi}}$ との関係

となる。ここに V_i および ΔV_i はそれぞれ中間レンズから中間レンズ像面までの距離および物面を一定としたときの $\Delta \phi$ に対応する像面の偏倚量、 f_i および Δf_i は中間レンズの焦点距離およびその変化量である。普通中間レンズを倍率縮小に用いる場合 $\frac{ni}{\sqrt{\phi}}$ は小さく、近似的に

$$\frac{\Delta f_i}{f_i} = \frac{\Delta \phi}{\phi} \dots \dots \dots (21)$$

とおくことができるから、(20) および (21) 式から



— (29), (30), (32) および (12) 式より計算
 o 実験 (片桐) $d=5\text{mm}$, $h=2.25\text{mm}$

第 8 図 回転色収差係数と励磁の強さ $\frac{ni}{\sqrt{\phi}}$ の関係

$$\left. \begin{aligned} (CF_m)_i &= \left(1 + \frac{v_i}{l_{oi}}\right)(1-R) \\ R &= \frac{M_{oi}}{(M_{oi})_m} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(22)$$

となる。ここに M_{oi} は対物レンズおよび中間レンズによる倍率, $(M_{oi})_m$ は中間レンズを用いない場合すなわち倍率縮小を全然行わない場合の倍率である。すなわち R は中間レンズを用いた場合の倍率縮小率である。

一般に中間レンズを通過した後ビームが軸に平行になるわけではなく、この補正を行つて計算すると係数は

$$(CF_m)_i = \frac{1-R}{R} \dots\dots\dots(23)$$

となる。(23) 式は $\frac{ni}{\sqrt{\phi}}$ が小さい限り中間レンズの倍率色収差係数が倍率縮小率のみの函数であることを示している。レンズが弱いとして

$$\frac{1}{f_i} = C \left(\frac{ni}{\sqrt{\phi}}\right)_i^2 \dots\dots\dots(24)$$

を用いると

$$\left. \begin{aligned} (CF_m)_i &= \frac{k \left(\frac{ni}{\sqrt{\phi}}\right)_i^2}{1 - k \left(\frac{ni}{\sqrt{\phi}}\right)_i^2} \\ k &= \frac{C \cdot l_{oi} \cdot v_i}{l_{oi} + v_i} \div \frac{C \cdot l_{oi} \cdot l_{ip}}{l_{op}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(25)$$

となる。 l_{oi} , l_{op} , および l_{ip} はそれぞれ対物レンズ～中間レンズ, 対物レンズ～投射レンズ, 中間レンズ～投射レンズの距離である。第 6 図は $(CF_m)_i$ と R との関

係, 第 7 図は $(CF_m)_i$ と $\frac{ni}{\sqrt{\phi}}$ との関係を示したもので、計算と実験はよく一致している。

励磁が強い場合には (21) 式は

$$\Delta f_i / f_i = p \cdot \Delta \phi / \phi$$

でおきかえられ、収差係数は

$$(CF_m)_i = p (CF_m)_i \dots\dots\dots(26)$$

となる。鐘形磁場を仮定すれば p は

$$p = -\frac{\omega_i^2 - 1}{2\omega_i^2} (1 - \omega_i \pi \cot \omega_i \pi) \dots\dots\dots(27)$$

で与えられる。

4. 回転色収差

4.1 対物レンズの回転色収差

対物レンズによる像の回転角 Ψ_0 は

$$\Psi_0 = \sqrt{\omega_0^2 - 1} \cdot \left(\cot^{-1} \frac{Z_g}{a_0} - \cot^{-1} \frac{Z_b}{a_0} \right) \dots(28)$$

で表わされる。ここに Z_g および Z_b はそれぞれ物体および像位置の Z 座標である。 Ψ_0 を ϕ について微分するに際して、右辺かつこ内を一定 (電子顕微鏡においては試料位置および乾板位置が一定におかれている) として計算し、最後にかつこ内が $\frac{\pi}{\omega_0}$ に等しいことを入れれば、対物レンズの回転色収差係数 $(CF_r)_0$ として

$$(CF_r)_0 = -\frac{\pi \sqrt{\omega_0^2 - 1}}{2\omega_0} \dots\dots\dots(29)$$

が得られる⁽⁷⁾。Glaser 氏⁽⁶⁾はこれに対し

$$(CF_r)_0^G = -\frac{\pi \sqrt{\omega_0^2 - 1}}{2\omega_0^3} \dots\dots\dots(30)$$

を与えている。これは (28) 式右辺かつこ内が $\frac{\pi}{\omega_0}$ なることを最初から入れて微分すれば得られる。第 8 図は対物レンズの回転色収差係数および次に述べる投射レンズの回転色収差係数と $\frac{ni}{\sqrt{\phi}}$ との関係を示すものである。図からもわかるように (29) 式の方が Glaser 氏の (30) 式より実験と合致している。

4.2 投射レンズの回転色収差

投射レンズによる像回転は

$$\Psi_p = \pi \sqrt{\omega_p^2 - 1} = \pi \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \frac{ni}{\sqrt{\phi}} \dots\dots\dots(31)$$

で与えられる。 ϕ で微分すれば収差係数として

$$(CF_r)_p = -\frac{\pi \sqrt{\omega_p^2 - 1}}{2} = -\frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \frac{ni}{\sqrt{\phi}} \dots\dots\dots(32)$$

が得られる。投射レンズの係数は磁極の大きさ、形状によつて影響されないとしてさしつかえない。

中間レンズの回転色収差係数は投射レンズのそれとま

つたく同様になる。

4.3 回転色収差係数の符号

(29) および (32) 式から計算される回転色収差係数は負である。係数が負であることの物理的意味は ϕ が増加するに従つて像の回転の大きさが減少する方向に像点の偏倚が生じることであつて、偏倚が空間的にどちらにゆくかということは励磁極性によつて異なるわけである。これは (28) 式および (31) 式が回転の大きさを問題にして方向を考慮していないからである。回転方向を考慮した計算も ω に正負の符号を考えればできないわけではないが、従来の計算がすべて符号を考慮しておらず混乱を起すおそれもあるので、励磁極性を逆にすると像回転の方向が逆になることを考慮して実際問題を扱つた方が無難と思われる。

5. 総合収差

対物、中間、投射の3レンズ系の軸外色収差による像の偏倚は各レンズの収差係数を用いて次のように書くことができる。すなわち倍率色収差について

$$(\delta_{Fm})_{oip} = \{ (C_{Fm})_o + (C_{Fm})_i + (C_{Fm})_p \} \times (r_g)_o \cdot \frac{\Delta\phi}{\phi} \dots\dots\dots (33)$$

回転色収差について

$$(\delta_{Fr})_{oip} = \{ (C_{Fr})_o \pm (C_{Fr})_i \pm (C_{Fr})_p \} \times (r_g)_o \cdot \frac{\Delta\phi}{\phi} \dots\dots\dots (34)$$

となる。ただしいずれも試料面に換算した量であり、軸調整は完全であるものとしている。(34) 式の複号は中間あるいは投射レンズの励磁極性が対物レンズと同じときに正、逆のとき負をとるもので、 $(\delta_{Fr})_{oip}$ は対物レンズの像回転方向を正としている。なお各レンズの軸上色収差係数を $(C_{Fa})_o$, $(C_{Fa})_i$, $(C_{Fa})_p$ で表わせば

$$(\delta_{Fa})_{oip} = \left\{ (C_{Fa})_o + \frac{(C_{Fa})_i}{M_{oi}^2} + \frac{(C_{Fa})_p}{M_{oi}^2} \right\} \times \alpha_0 \cdot \frac{\Delta\phi}{\phi} \dots\dots\dots (35)$$

が得られる。ここに α_0 は対物レンズに入射する電子線束の開き角である。これらの式から明らかなように、軸上色収差は対物レンズのみが問題であるの対し、軸外色収差は各レンズまつたく同様の寄与をする。

6. 結 言

電子顕微鏡に用いられる磁気レンズの色収差特に軸外色収差について述べたが、倍率色収差を取り扱うにあつて主電子線の物面における傾きを考慮せねばならないことが明らかになつた。このことは特に対物レンズに対

して重大である。ここで行つた計算は Glaser 氏の鐘形磁場を仮定して行い、実際のレンズの磁場分布を正確に表わしているものではないが、その差は本質的なものではない。もちろん上下の磁極片孔径の異なるレンズに対しては異なつた磁場分布の仮定で計算せねばならない。対物レンズに対する主電子線の傾きを計算するに際して用いた仮定は現在普及している電子顕微鏡に対して妥当と思われる。

投射レンズの倍率色収差は焦点距離の変化に比例するものとして実用上差つかえないようである。投射レンズでは磁極片孔径と磁極片間隔の比が小さいものからかなり大きいものまで一般に使用されており、それに対する収差係数の依存性が問題であるが、現在のところほとんど実験によつてゐる。簡単な実用的な計算法がみ出されることが望まれる。

中間レンズの倍率色収差係数は倍率縮小的使用法の場合常に正で、倍率縮小とともに急増するが、3段レンズ系で倍率縮小をある程度以上にすると、ほかの対物、投射レンズで補償不可能なまでに増加することは実際問題として重要である。

回転色収差は従来発表されていた結果で問題はない。しかし Glaser 氏の対物レンズに対する結果はある物理的意味をもつてゐるにしても実用には適しない。

ここで取り扱つた幾何学的方法と軌道法との関連については紙面の都合で省略した。従来発表されている軌道法的計算は初期条件の設定の不適當なものがあつたが、初期条件を適当に考慮すれば本報告とまつたく同じ結果が得られることを確め得た⁽⁴⁾⁽¹¹⁾。

理想的な照射の場合のみを取り扱つたが、照射が傾いた場合でも電圧中心が軸から偏倚するだけで、そのほかの様子はまつたく変らない。また実用的に総合電圧中心が投射レンズの軸の近傍にあるようにするためには対物、投射両レンズの励磁を同極性にする方が有利であるが、収差量の面からみれば異極性励磁の方がすぐれている。これらの詳細についてはすでに本誌⁽⁵⁾に発表したことがあるので省略した。

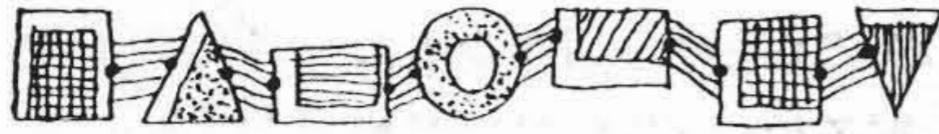
最後に本研究にあたり終始御指導御鞭達を賜つた日立製作所中央研究所只野文哉博士、実験面より御援助をいただいた片桐信二郎、小泉喜八郎、孤田孜の諸氏、軌道法との比較の考察に有益な助言をいただいた渡辺宏博士に厚く御礼申上げる。

参 考 文 献

(1) 片桐信二郎・電子顕微鏡, 3, 21 (1953)
 (2) 片桐信二郎: J. Electronmicroscopy, 1, 13 (1953)
 (3) 森戸望: 電子顕微鏡, 3, 85 (1954)
 (4) 森戸望: J. Appl. Phys., 25, 986 (1954)
 (5) 森戸望: 日立評論, 37, 45 (1955)

(6) W. Glaser: Z. Physik, 117, 285 (1941)
 (7) 金谷光一: 電試彙, 15, 86 (1951)
 (8) Zworykin ほか: Electron Optics and the Electron Microscope, (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1945)

(9) 森戸望: 未発表
 (10) M. v. Ments and J. B. Le Poole: Appl. Sci. Research. B1, 3 (1947)
 (11) 森戸望: J. Electronmicroscopy, 5, 1 (1957)



新案の紹介



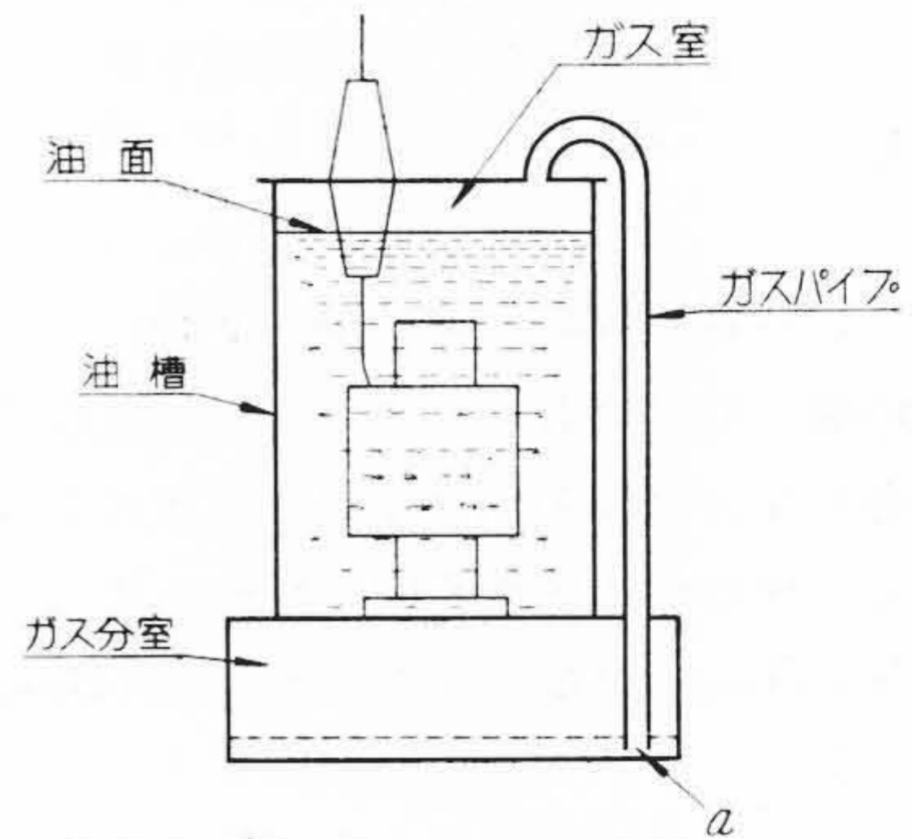
実用新案第470439号

農 沢 靖 夫

密 封 型 変 圧 器

窒素ガスを封入した密封型油入変圧器で油温の影響を受けることの少ない油槽下部などに別のガス分室を設けこれと油面上に設けたガス室とをパイプでつないで温度による内圧の変化を緩和することは従来から行われていたが、この構造では使用中蒸発した油がガス分室で凝結してたまり、油槽内の油が減少して絶縁、冷却などに支障をきたす心配がある。

この考案は上記の対策としてガスパイプの下端aを特にガス分室の底部に近づけて開口させたもので、使用中ガス分室で凝結した油が点線のようにパイプの下端をふさぐところまでたまれば室内のガスが封じられ、さらにパイプ内にも油が一杯になればそれ以上油槽内の油は減少しない。この状態で油槽内の圧力が上れば一時ガス分室の油面も上るが、圧力が下れば油はパイプを通じて吸い上げられ油槽内にもどる。(坂本)



日 立

Vo. 20 No. 7

目 次

- ◎わが家の電化.....石黒敬七
- ◎印度を走る日立の電車
- ◎コバルト60とアイソトープ
- ◎新しい照明施設
- ◎風を売って40年
- ◎明日への道標: わが国最大の重電機運搬用シキ300形貨車
- ◎ショールーム: ヒッターライト
- ◎冷凍食品と電気冷蔵庫
- ◎便利なモートルポンプ
- ◎生活と金属(II) 特殊鋼の話
- ◎日立だより

誌代 1冊 ¥60 (〒16)

発行所 日立評論社
 東京都千代田区丸の内1丁目4番地
 振替口座 東京 71824 番

取次店 株式会社オーム社書店
 東京都千代田区神田錦町3の1
 振替口座 東京 20018 番

日立造船技報

Vo. 19 No. 2

目 次

- ◎突合せ溶接における溶接中の変形ひずみの動的測定実験
- ◎小中形船用ディーゼル機関の得失について
- ◎熱膨脹継手の疲労強度について
- ◎板用ドリルにおける双先の検討
- ◎防音壁構造について
- ◎微弱磁場測定装置とその応用
- ◎小形船舶に対する風圧による傾斜モーメントの研究

~~~~~

本誌につきましての御照会は下記発行所へ御願いたします。

**日立造船株式会社技術研究所**  
 大阪市此花区桜島北之町60