

# 走査電子顕微鏡 (SEM) の電子光学

## Electron Optics for Scanning Electron Microscope (SEM)

佐藤 貢  
Mitsugu Sato

(株) 日立ハイテクノロジーズ

**要旨** 走査電子顕微鏡において分解能は重要な性能指標の一つである。本稿では、分解能と電子光学系の構成要素との関連性を理解するために、ビーム集束系の軌道理論を概説する。近軸軌道方程式から導かれる軌道の性質と分解能要因（電子源、レンズ収差、回折）の関係から、ビーム電流に対応した分解能の挙動（電子の回折が支配的な挙動、電子源サイズが支配的な挙動、電子源直下の集束レンズの収差が支配的な挙動）が示される。どのビーム電流においても、対物レンズの収差で決まるビームの最適集束角（最適開き角）が大きくなれば分解能は向上する。分解能と最適開き角を高精度に評価する手法として、光学像の情報量を評価する情報理論を適用した計算法を示す。

キーワード：走査電子顕微鏡，分解能，輝度，回折，収差

### 1. はじめに

走査電子顕微鏡 (SEM) は、集束電子線を試料上で走査し、試料から発生する信号電子で像を形成する。これを実現する SEM の電子光学系は、電子源、集束系、偏向系、信号検出系で構成される。SEM の分解能は主に試料上の電子ビーム径に依存し、集束系の特性に左右される。本稿では、集束系の軌道理論に焦点を当てて、そこから導かれる SEM の分解能の挙動を説明する。

第2項では、集束軌道の性質を理解するための近軸軌道理論を概説し、第3項で SEM のビーム径要因、第4項で、第2項と第3項の関係から導かれるビーム径の挙動、第5項で分解能解析法について説明する。

### 2. 近軸軌道理論

#### 2.1 近軸軌道方程式と電磁界モデル

SEM の電子光学では、電子の進行方向（光軸）を  $z$  軸とする  $(x, y, z)$  の座標系で軌道を解析する。電子は  $z$  軸の周りを回転しながら進行するため、横座標  $(x, y)$  を電子と一緒に回転させると軌道の回転成分が消えて解析が容易になる。これを回転座標系と言う。本稿では、回転座標系の  $(x, y)$  を複素数  $w$  と複素共役  $\bar{w}$  で表して解析を進める。

$$w = x + j \cdot y \quad (1)$$

$$\bar{w} = x - j \cdot y \quad (2)$$

ここで、 $j$  は虚数単位である。

集束系は回転対称な電界と磁界で構成され、そこを通過する電子の軌道  $w(z)$  は、次の微分方程式の解として求められる<sup>1)</sup>。

$$w'' + \frac{\Phi'}{2\Phi} w' + \frac{\Phi''}{4\Phi} w + \frac{1}{8} \frac{e}{m\Phi} B^2 w = 0 \quad (3)$$

ここで、'および''は、 $z$  に関する微分を表す。 $m$  と  $e$  は、電子の質量と電荷を表す。式 (3) は光軸付近で成り立つ近軸軌道方程式で、その解を近軸軌道と言う。 $\Phi = \Phi(z)$  および  $B = B(z)$  は、それぞれ  $z$  軸上の静電ポテンシャルと磁界の  $z$  方向成分を表す。 $(x, y, z)$  を変数とする  $\Phi$  と  $B$  が  $z$  のみで表せるのは、関数を光軸 ( $x = y = 0$ ) のまわりに Taylor 展開しているからである<sup>2)</sup>。

式 (3) の  $w(z)$ 、 $\Phi(z)$ 、 $B(z)$  に対して、具体的なイメージを持つために、図1に電界放出形電子源 (FE 電子源/FE: Field Emission) と対物レンズ (磁界レンズ) で構成される

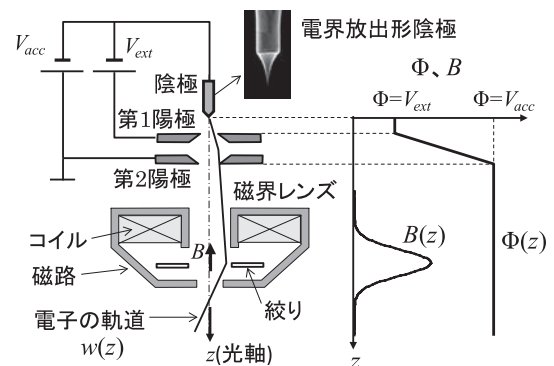


図1 1段レンズの電子光学系モデル

1段レンズの電子光学系を示す。Φ(z)は陰極から見た電位(=電子の運動エネルギー)になっている。なお、陰極はΦ=0となるが、Φ=0が存在すると式(3)が解けない。そこで、図2に示すように、陰極から第1陽極に向かう軌道を元に電子源(直径2r<sub>ss</sub>の仮想領域)を定義し<sup>3)</sup>、その領域からΦ=V<sub>ext</sub>の電子が放出すると近似する。この近似から、陰極と第1陽極の間をΦ=V<sub>ext</sub>として式(3)を解く。

## 2.2 近軸軌道とその性質

式(3)の一般解w(z)とそのz微分は、2つの独立解h(z), g(z)を用いて次式で表される。

$$w(z) = w_o \cdot g(z) + w'_o \cdot h(z) \quad (4)$$

$$w'(z) = w_o \cdot g'(z) + w'_o \cdot h'(z) \quad (5)$$

w<sub>o</sub>とw'<sub>o</sub>は軌道の初期値(z=z<sub>o</sub>における位置と勾配)である。h(z)とg(z)を近軸基本軌道と言い、以下の初期値を持つ。

$$g(z_o) = 1, \quad g'(z_o) = 0, \quad h(z_o) = 0, \quad h'(z_o) = 1 \quad (6)$$

g(z)とh(z)を図3に示す。h軌道の特性としてh(z<sub>o</sub>)=h(z<sub>i</sub>)=0となり、z=z<sub>o</sub>の一点から出発した任意の近軸軌道w(z)は、z=z<sub>i</sub>で一点に集まる。これを完全結像性と言い、この性質を持つ光学系をガウス結像系と言う。ガウス結像系のz<sub>o</sub>を物面、z<sub>i</sub>を像面(またはガウス像面)と言う。

近軸軌道w(z)において、w<sub>o</sub>≠0のときのw(z<sub>i</sub>)/w(z<sub>o</sub>)は、物面から像面への結像倍率Mを表し、式(4)より

$$M = g(z_i) / g(z_o) = g(z_i) = g_i \quad (7)$$

で計算できる。電子光学ではMを横倍率と言う。一方、w<sub>o</sub>

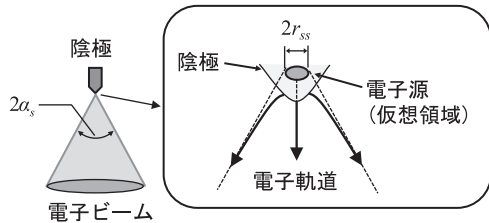


図2 陰極付近の電子軌道と電子源

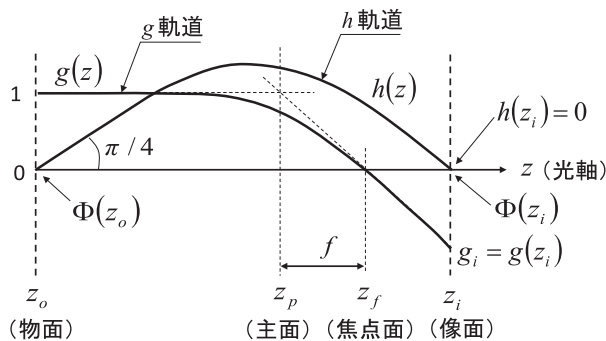


図3 近軸基本軌道g(z)とh(z)

=0のときのw'(z<sub>i</sub>)/w'(z<sub>o</sub>)を角倍率M<sub>a</sub>と言い、式(5)より次式で計算できる。

$$M_a = h'(z_i) / h'(z_o) = h'(z_i) = h'_i \quad (8)$$

また、g軌道から、図3の通り、レンズの主面(z<sub>p</sub>)、焦点面(z<sub>f</sub>)、焦点距離(f)が定義される。

近軸軌道方程式の解の性質として、zに関する次式の近軸不変量がある<sup>1)</sup>。

$$\sqrt{\Phi(z)} \{g(z)h'(z) - g'(z)h(z)\} = Const. \quad (9)$$

式(9)の左辺は物面(z<sub>o</sub>)と像面(z<sub>i</sub>)で同じ値を持つため、式(6)より

$$\sqrt{\Phi(z_o)} = \sqrt{\Phi(z_i)} \cdot g_i \cdot h'_i \quad (10)$$

が成り立つ。式(7)(8)を式(10)に代入すると、MとM<sub>a</sub>の関係が次式で示される。

$$M \cdot M_a = \sqrt{\Phi(z_o) / \Phi(z_i)} \quad (11)$$

近軸軌道方程式から導いた式(7)(8)(11)は、集束軌道の性質を理解する基礎となる。

## 3. SEMのビーム径を決める要因

### 3.1 球面収差

#### 3.1.1 軌道収差と球面収差の関係

SEMの分解能はガウス像面付近の最小ビーム径に依存する。しかし、完全結像性を有する近軸軌道群は、像面で1点に集まり実際のビーム径を反映しない。そこで導入するのが軌道収差ΔW(z)であり、そのひとつが球面収差である。収差論では、近軸軌道w(z)と軌道収差ΔW(z)から、実際の軌道W(z)を

$$W(z) = w(z) + \Delta W(z) \quad (12)$$

で表す。このとき、図4に示すように、W(z)の決め方として、以下の2通りの方法がある。

- ΔW(z<sub>i</sub>)=0としてW(z)を像面で指定し、物面の収差ΔW<sub>o</sub>=ΔW(z<sub>o</sub>)を計算する
- ΔW(z<sub>o</sub>)=0としてW(z)を物面で指定し、像面の収差ΔW<sub>i</sub>=ΔW(z<sub>i</sub>)を計算する

ΔW<sub>o</sub>を物面定義の収差、ΔW<sub>i</sub>を像面定義の収差と言う。物面定義の収差ΔW<sub>o</sub>は、ビーム電流が大きいときのビーム径の

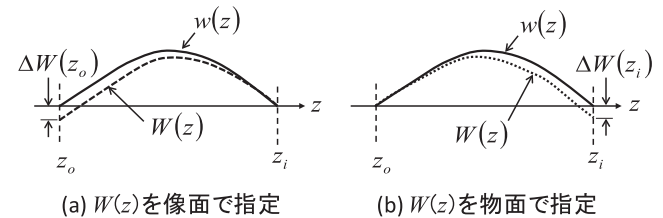


図4 軌道W(z)の像面指定(a)と物面指定(b)

挙動を理解するときに役に立つ。本稿では、特に明記しなければ像面定義の収差  $\Delta W_i$  を表す。  $\Delta W_i$  と  $\Delta W_o$  の間には、次式の関係がある<sup>2)</sup>。

$$\Delta W_i = -g_i \cdot \Delta W_o = -M \cdot \Delta W_o \quad (13)$$

### 3.1.2 球面収差の定義

球面収差は、光軸から出発した近軸軌道

$$w(z) = w'_o \cdot h(z) \quad (14)$$

に対する軌道収差で定義される。球面収差に関する  $\Delta W_o$  と  $\Delta W_i$  は、次式で表される<sup>1)</sup>。

$$\Delta W_o = C_{so} \cdot w'_o \cdot w'_o \cdot \bar{w}'_o \quad (15)$$

$$\Delta W_i = C_{si} \cdot w'_i \cdot w'_i \cdot \bar{w}'_i \quad (16)$$

$C_{so}$  を物面定義の球面収差係数、 $C_{si}$  を像面定義の球面収差係数と言う。  $\bar{w}'_o$  と  $\bar{w}'_i$  は  $w'_o$  と  $w'_i$  の複素共役である。一例として、式 (16) を  $x$  成分 ( $\Delta X_i$ ) と  $y$  成分 ( $\Delta Y_i$ ) に分解すると、

$$\Delta X_i = C_{si} \cdot (x_i'^2 + y_i'^2) \cdot x_i' \quad (17)$$

$$\Delta Y_i = C_{si} \cdot (x_i'^2 + y_i'^2) \cdot y_i' \quad (18)$$

となる。今、 $x_i' = \alpha_i$  (像面でのビーム集束半角)、 $y_i' = 0$  と置くと、

$$\Delta X_i = C_{si} \cdot \alpha_i^3 \quad (19)$$

となり、右辺は球面収差の式として広く知られている。

### 3.1.3 球面収差の性質

図5に、球面収差があるときのガウス像面付近の軌道群とビーム強度分布を示す。

球面収差があると、ガウス像面の手前 (アンダーフォーカス側) で軌道群の外径が最小になり、これを最小錯乱円と言う。最小錯乱円の直径  $d_{si}$  は、次式で与えられる<sup>1)</sup>。

$$d_{si} = 0.5C_{si}\alpha_i^3 \quad (20)$$

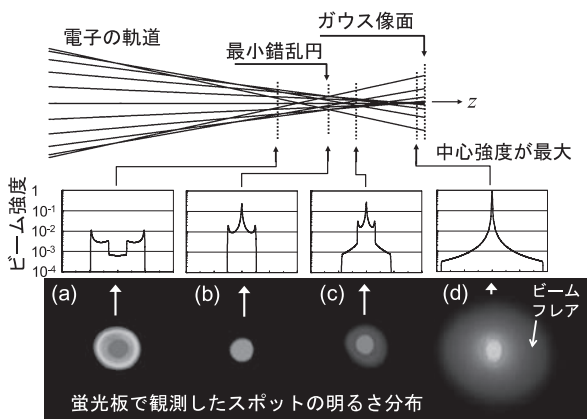


図5 球面収差があるときのビーム挙動

球面収差が大きいと、図5の (d) に示すように、ビーム中心強度が最大の位置 (ベストフォーカス位置) で強度分布の裾野 (ビームフレアと言う) が大きく広がる。図6に、球面収差が小さいSEM像と球面収差が大きいSEM像を比較して示す。いずれもベストフォーカス位置で撮影したSEM像である。図6より、球面収差が大きいと、ビームフレアの影響でSEM像が霞に覆われたようになってコントラストが低下することがわかる。

### 3.2 色収差

電子源から放出される電子はさまざまなエネルギーを持ち、そのエネルギー幅 ( $\Delta V$ ) は電子源の種類で異なる。例えば、FE電子源の  $\Delta V$  は0.2~0.5 eV、タングステンフィラメント形熱電子源の  $\Delta V$  は2~4 eVである<sup>4)</sup>。図7に、エネルギーの異なる電子の軌道を示す。エネルギーの違いによって軌道の集束点が異なり、ビーム全体では一点に集束しない。このように、エネルギーのばらつきによる軌道の変化 (近軸軌道からのずれ) を色収差と言う。色収差があるときのビームの最小直径  $d_{ci}$  は、次式で表される<sup>1)</sup>。

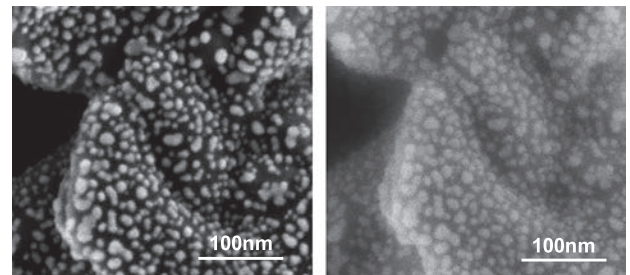
$$d_{ci} = C_{ci}\alpha_i\Delta V / V_{acc} \quad (21)$$

ここで、 $C_{ci}$  を色収差係数と言う。  $V_{acc}$  は加速電圧 ( $\Phi(z_i)$ ) である。

### 3.3 電子の回折

電子は波の性質を持ち、光と同じ回折現象を起こす。回折現象は、波が物体 (絞り) の背後に回り込んで広がる現象であり、この解析には波動光学理論<sup>5)</sup>が必要となる。

物面 ( $z_o$ ) の一点から放出した電子をガウス結像系で集束すると、像面 ( $z_i$ ) には回折現象で図8に示す Airy パターン



(a) 球面収差が小さいSEM像 (b) 球面収差が大きいSEM像

図6 球面収差の影響 (試料: 金粒子)

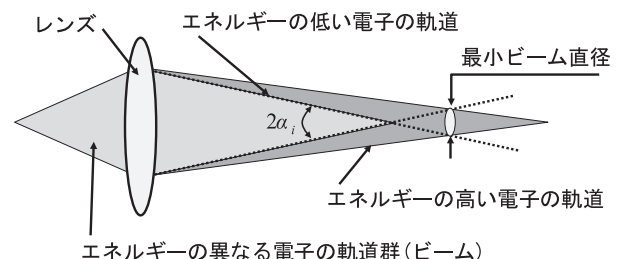


図7 エネルギーの異なる電子の軌道

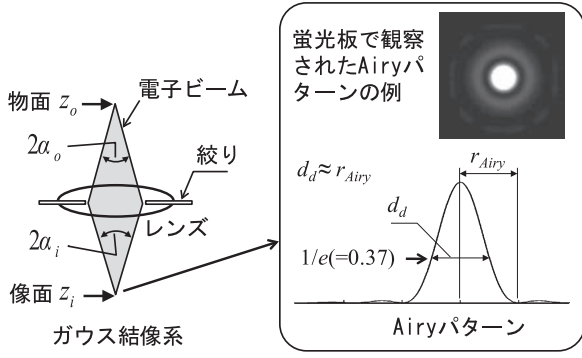


図8 回折によるビーム強度分布

が現れる. Airy パターンには複数の暗環があり, その最初の暗環半径 (Airy 半径:  $r_{Airy}$ ) は次式で与えられる<sup>5)</sup>.

$$r_{Airy} = 0.61\lambda / \alpha_i \quad (22)$$

$\lambda$  は電子の波長で, 加速電圧  $V_{acc}$  (V) から次式で計算される.

$$\lambda = \sqrt{1.5/V_{acc}} \quad (\text{nm}) \quad (23)$$

例えば,  $V_{acc} = 15000$  (V) で加速した電子の波長は,  $\lambda = 0.01$  (nm) となる.

回折によるビームの実効直径 (回折直径)  $d_d$  を, 中心に対して強度が 37% (=  $1/e$ ,  $e$ : 自然対数の底) になる直径で定義すると, 次式となる.

$$d_d \approx r_{Airy} = 0.61\lambda / \alpha_i \quad (24)$$

### 3.4 電子源の輝度と光学特性

#### 3.4.1 輝度の定義

図 1 において, 第 1 陽極から陰極を見ると, 図 2 に示す直径  $2r_{ss}$  の電子源 (仮想領域) から  $\Phi = V_{ext}$  の電子が放出され, 電子源の面積  $S_s$  は

$$S_s = \pi \cdot r_{ss}^2 \quad (25)$$

となる. 電子源からの電子の放射角 (半角) を  $\alpha_s$  (rad), ビーム電流を  $I_p$  とすると, 単位立体角 (sr: steradian) 当たりのビーム電流  $J_\Omega$  は,

$$J_\Omega = I_p / (\pi \cdot \alpha_s^2) \quad (26)$$

で計算され,  $J_\Omega$  を放射角電流密度と言う. 電子源の輝度  $B_s$  は,  $S_s$  と  $J_\Omega$  から次式で定義される.

$$B_s = \frac{J_\Omega}{S_s} = \frac{I_p}{(\pi \cdot r_{ss}^2)(\pi \cdot \alpha_s^2)} \quad (27)$$

#### 3.4.2 電子源の輝度と加速電圧の関係

図 1 の電子光学系モデルを用いて電子源の輝度と加速電圧の関係を示す. ここで必要となるのが, 式 (7) (8) (11) である. 電子源を物面 ( $z_o$ ) にすると, 磁界レンズのビーム集束点が像面 ( $z_i$ ) になり, 直径  $2r_{ss}$  の電子源は  $M$  倍で像面に結像される. 一方, 物面で放射角  $\alpha_s$  のビームは, 像面に

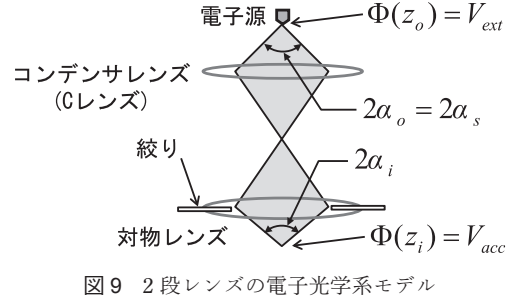


図9 2 段レンズの電子光学系モデル

$\alpha_i = M\alpha_s$  で集束される. 物面の電位  $\Phi(z_o) = V_{ext}$  と像面の電位  $\Phi(z_i) = V_{acc}$  を式 (11) に代入すると,

$$M \cdot M_a = \sqrt{V_{ext} / V_{acc}} \quad (28)$$

となり, 像面の輝度  $B_{si}$  が次式で書ける.

$$B_{si} = \frac{I_p}{(\pi M^2 r_{ss}^2) \cdot (\pi M_a^2 \alpha_s^2)} = \frac{V_{acc}}{V_{ext}} B_s \quad (29)$$

これより, 輝度が加速電圧  $V_{acc}$  に比例することが示される. 同様に, 像面の放射角電流密度  $J_{\Omega i}$  は次式で表される.

$$J_{\Omega i} = \frac{I_p}{\pi \alpha_i^2} = \frac{I_p}{\pi M_a^2 \alpha_s^2} = M^2 \frac{V_{acc}}{V_{ext}} J_\Omega \quad (30)$$

## 4. SEM のビーム径の挙動

### 4.1 電子光学系のモデル

図 9 に, コンデンサレンズ (C レンズ) と対物レンズの 2 段レンズから成る電子光学系を示す. 本項では, 図 9 の電子光学系を使ってビーム径の挙動を説明する.

### 4.2 電子源サイズと回折直径の挙動

電子源は像面で直径  $2Mr_{ss}$  のスポットに結像され, 式 (29) より

$$2Mr_{ss} = \frac{2}{\pi \alpha_i} \sqrt{\frac{V_{ext} I_p}{V_{acc} B_s}} \quad (31)$$

となる. 電子源サイズ ( $2Mr_{ss}$ ) と回折直径 ( $d_d$ ) の両方を考慮したビーム径は,

$$\sqrt{d_d^2 + (2Mr_{ss})^2} \approx 0.61 \frac{\lambda}{\alpha_i} \sqrt{1 + \frac{1}{\lambda^2} \frac{V_{ext} I_p}{V_{acc} B_s}} \quad (32)$$

となる<sup>6)</sup>. さらに式 (23) より  $V_{acc}$  が消えて

$$\sqrt{d_d^2 + (2Mr_{ss})^2} \approx 0.61 \frac{\lambda}{\alpha_i} \sqrt{1 + 0.7 \frac{I_p}{B_s / V_{ext}}} \quad (33)$$

が得られる. 式 (33) の右辺の  $B_s / V_{ext}$  は, 1V に換算した単位電圧輝度 ( $\text{A}/\text{nm}^2/\text{sr}/\text{V}$ ) を表す. 例えば, FE 電子源の輝度は通常,  $10^9$  ( $\text{A}/\text{cm}^2/\text{sr}$ ) (at 100 kV)<sup>4)</sup> で表されるが, これを単位電圧輝度に換算すると  $10^{10}$  ( $\text{A}/\text{nm}^2/\text{sr}/\text{V}$ ) となる. この電子源を  $I_p < 10$  pA ( $10^{-11}$  A) で使うと式 (33) の右辺のルー

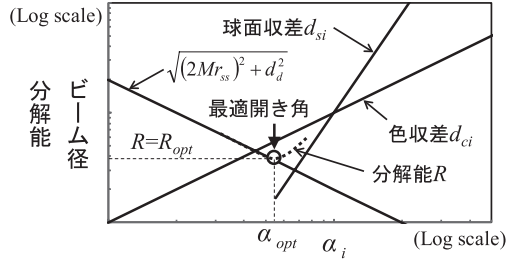


図 10 要因別ビーム径と  $\alpha_i$  の関係 ( $I_p$ :一定)

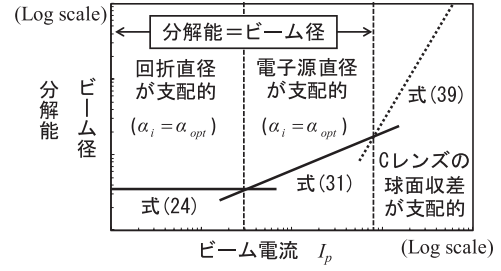


図 11 ビーム電流とビーム径の関係

トがほぼ 1 になり,  $2Mr_{ss}$  の寄与が無視できる. この状態は点光源と同じであり, このとき回折が支配的となってビーム径が  $I_p$  に依存しない.

### 4.3 対物レンズ収差 (球面, 色) の挙動

図 10 に, 要因別ビーム径と  $\alpha_i$  の関係を示す. 要因別ビーム径に対応する分解能の変化を点線で示した. ここで留意すべきは, 式 (33) が分解能と対応するのにに対し,  $d_{si}$  と  $d_{ci}$  は分解能と直接対応しないことである. 理由は, 収差が作るビーム強度分布がガウス分布と大きく異なり, 「分解能=収差直径」とならないからである. 分解能が最も良くなる  $\alpha_i$  を最適ビーム開き角 ( $\alpha_{opt}$ ) と言い,  $\alpha_i = \alpha_{opt}$  での分解能を到達分解能 ( $R_{opt}$ ) と言う.  $\alpha_{opt}$  は, 図 10 に示すように, 収差で分解能低下が起こる直前の  $\alpha_i$  であり, 対物レンズの収差係数と加速電圧で決まる.  $R_{opt}$  は, 収差項を含まない式で近似的に

$$R_{opt} \approx 0.61 \frac{\lambda}{\alpha_{opt}} \sqrt{1 + 0.7 \frac{I_p}{B_s / V_{ext}}} \quad (34)$$

としても, 実用的な精度で挙動を把握できる.

### 4.4 C レンズの球面収差の挙動

C レンズの球面収差で生じる最小錯乱円 (直径) を物面で定義すると, 式 (20) の類推から

$$d_{so} = 0.5C_{so}\alpha_o^3 \quad (35)$$

となる. ここで  $C_{so}$  は, 物面で定義した C レンズの球面収差係数である. 電子源での  $\alpha_o (= \alpha_s)$  は, 式 (26) より

$$\alpha_o = \sqrt{I_p / (\pi \cdot J_\Omega)} \quad (36)$$

と書ける. 式 (35) の  $\alpha_o$  に式 (36) を代入すると,

$$d_{so} = 0.5C_{so} \left( \frac{I_p}{\pi \cdot J_\Omega} \right)^{3/2} \quad (37)$$

が得られる. 電子光学系トータルの横倍率  $M$  は, 式 (28) (36) より次式で表される.

$$M = \frac{\alpha_o}{\alpha_i} \sqrt{\frac{V_{ext}}{V_{acc}}} = \frac{1}{\alpha_i} \sqrt{\frac{V_{ext}}{V_{acc}}} \frac{I_p}{\pi \cdot J_\Omega} \quad (38)$$

像面での最小錯乱円の直径  $d_{si}$  は, 式 (13) より, 式 (37) と式 (38) の積で次のように計算される.

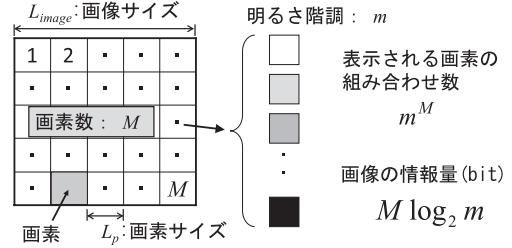


図 12 デジタル画像の画素と明るさ階調

$$d_{si} = Md_{so} = \frac{0.5C_{so}}{\alpha_i} \sqrt{\frac{V_{ext}}{V_{acc}}} \left( \frac{I_p}{\pi \cdot J_\Omega} \right)^2 \quad (39)$$

$I_p$  を大きくして式 (39) の球面収差 ( $d_{si}$ ) が顕在化すると, 図 6 (b) のような SEM 像になる.

### 4.5 ビーム電流とビーム径の関係

図 11 にビーム電流とビーム径の関係を示す. この関係は, 次のように導かれる. 各種ビーム径要因(式 (20), (21), (24), (31), (39)) から最適開き角  $\alpha_{opt}$  を求め, 主要な寄与項を決める. これをビーム電流を変えながら行うことで, 図 11 が得られる. 図 11 において, 回折直径と電子源直径が支配的な領域では式 (24) (31) が分解能に対応する. しかし, C レンズの球面収差が支配的な領域では, 式 (39) は分解能に対応しない. この領域では, 収差が顕在化しない (ビームフレアが発生しない)  $\alpha_i$  は存在しない.

### 5. 収差の影響を受けた分解能解析法

$\alpha_{opt}$  を高精度に見積もるには, 収差の寄与を的確に反映して分解能を解析する必要がある. 収差の寄与を反映した分解能計算法として, 電子源, 回折, 球面収差, 色収差の各直径の二乗和平方根 (二乗平均) を計算する方法が広く知られているが, この方法では, 収差直径が分解能と直接対応しないためにミスリードを招く. 本稿では, より実用性の高い方法として, 画像情報量から分解能を解析する方法<sup>6)</sup>を紹介する.

画像情報量を説明するために, 図 12 に, デジタル画像の画素と明るさ階調の模式図を示す. 表示可能な画素の組み合わせが同じ確率で出現すれば, 画像情報量は  $M \log_2 m$  (ビット) で計算される<sup>7)</sup>. 明るさ階調  $m$  と画像サイズ  $L_{image}$  を固定すれば, 情報量は画素数  $M$  に比例し, 画素サイズ  $L_p$  の二乗に反比例する (画素サイズが 1/2 になると画素数は 4 倍に

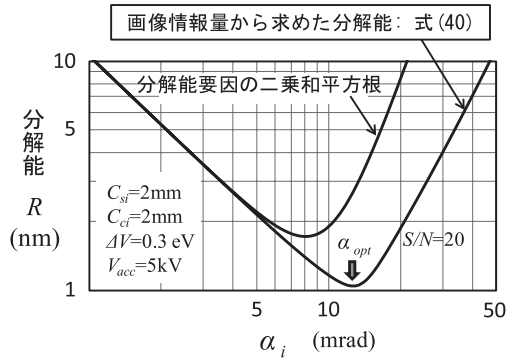


図 13 画像情報量から求めた分解能 (式 (40)) と分解能要因の二乗和平方根の比較例

増える). アナログの光学像の場合は, 画像のぼけ (空間分解能) とノイズ (SN 比) で情報量が有限の値に制限される.

光学像の情報量を計算する理論<sup>7,8)</sup>を SEM の電子光学系に適用すると, SEM の分解能  $R$  が次式で定義できる<sup>6)</sup>.

$$R = 0.61 \frac{\lambda}{\alpha_i} \sqrt{\frac{\rho_H^{ideal}}{\rho_H}} \quad (40)$$

$$\rho_H = \frac{1}{2 \ln 2} \iint \ln \left[ 1 + \left| \frac{S_i(v_x, v_y)}{S_i(0,0)} \right|^2 \cdot \frac{S}{N} \right] dv_x dv_y \quad (41)$$

ここで  $\rho_H$  は, 試料上に換算した画像領域の単位面積 ( $\text{nm}^2$ ) 当たりの情報量 ( $\text{bit}/\text{nm}^2$ ) を表す.  $S_i$  は, 収差や回折の影響を含むビーム強度分布 (評価対象) の二次元フーリエ変換である.  $v_x, v_y$  は  $x$  方向と  $y$  方向の空間周波数を表す.  $\rho_H^{ideal}$  は回折が支配的な光学系の情報量 ( $\text{bit}/\text{nm}^2$ ) で, 式 (41) の  $S_i$  に Airy パターン (図 8) の二次元フーリエ変換を代入して計算される.  $S/N$  は画像の SN 比 (厳密にはコントラストとノイズの比) である. 図 13 に, 式 (40) による分解能の計

算例と分解能要因の二乗和平方根を比較して示す. 式 (40) の値が最小となる  $\alpha_i (= \alpha_{opt})$  は, 実験とも良く一致する.

## 6. おわりに

本稿では, SEM の集束系の軌道の性質と, そこから導かれる分解能の挙動について説明した. 電子光学はシステム技術であり, 電子光学系の個々の構成要素の組み合わせと制御条件をトータルで見て最終的な性能や特性を把握することが大切である.

近年の SEM は, 電子源, 集束系, 偏向系, 信号検出系など, 電子光学系を構成する各要素の目覚ましい進歩によって, 性能や機能の飛躍的な進歩を遂げた. 例えば, ビーム偏向の高精度化と分解能向上の相乗効果によって, 半導体デバイスの寸法をサブナノメートルの高い再現性で計測できるようになった. また, 極高真空技術による FE 電子銃の飛躍的な性能向上や, 減速光学系および信号弁別技術の進歩によって, これまで得られなかった試料情報が高分解能に可視化できるようになった. 今後こうした要素技術の進歩によって, 性能と機能の向上の歩みが続くものと期待される.

## 文 献

- 1) 裏 克己: ナノ電子光学, 共立出版, 1-90 (2005)
- 2) Sturrock, P.A.: *Proc. R. Soc. Lond.*, A 210, 269-289 (1951)
- 3) 下山 宏: 電子顕微鏡, 19, 3, 151-164 (1985)
- 4) 吉田 明: 新・走査電子顕微鏡, 日本顕微鏡学会関東支部編, 共立出版, 5-7 (2000)
- 5) Born, M. and Wolf, E., 草川 徹・横田英嗣訳: 光学の原理 II, 東海大学出版会, 568-684 (1975)
- 6) Sato, M.: Resolution. *Handbook of Charged Particle Optics Second Edition/Edited by J. Orloff, CRC Press, 391-435 (2009)*
- 7) Linfoot, E.H.: *J. Opt. Soc. Amer.*, 45, 808-819 (1955)
- 8) Black, G. and Linfoot, E.H.: *Proc. Roy. Soc. (London)*, A, 239, 522-540 (1957)