

SPM によるトナー表面電荷分布の計測に関する考察

栗林 夏城^{*,1}

(2011 年 12 月 25 日受付; 2012 年 4 月 30 日受理)

Study on Measuring Method of Charge Distribution on a Toner Surface Using Scanning Probe Microscope (SPM)

Natsuki KURIBAYASHI^{*,1}

(Received December 25, 2011; Accepted April 30, 2012)

A signification of surface potential measured by Kelvin Force Microscope (KFM) on charged surface is revealed, and potential distribution on a charged toner surface is calculated by electrostatic field analysis using Boundary Element Method (BEM). It is found that the potential distribution is spread more than the charge distribution, because Coulomb force is long range interaction and measured potential depends on shape and configuration of tip. Two methods of inverse analysis for finding the charge distribution on a toner surface are proposed. One is given by using KFM experimental data, and the other is by using measurement of induced current on vibrating tip surface. Trial simulation for verification of these methods is practiced, and the possibility is found.

1. はじめに

電子写真の画像形成材料であるトナーは粒径数ミクロンの帯電した微粒子で、個々のトナー粒子は主に静電気力によって感光体上に現像され凝集した状態で保持されている。既報¹⁾ではトナー粒子間の付着力(凝集力)がトナー表面上に局所的に分布している電荷が引き起こす誘電分極による静電的引力であることを示唆し、表面の電荷分布によってトナーと感光体間やトナー間の静電的付着力が大きく変わることを解析シミュレーションにより示した。トナーの付着力はトナー挙動を支配する重要な要因でトナー画像の形成過程に大きな影響を与える。したがって、トナー表面の電荷分布を知ることがトナー画像の形成プロセスを最適化するために必要である。しかし、実際のトナー表面上の電荷分布の計測は困難である。

走査型プローブ顕微鏡 (Scanning Probe Microscope : SPM) の一種であるケルビンフォース顕微鏡 (Kelvin Force Microscope : KFM) を用いた取り組み²⁾があるが、その方法は表面電荷の直接測定ではないために、測定値が何を意味するのか、表面電荷分布とはどのように対応するのか明確ではない。

KFM は導電性の探針先端を導電性の試料表面に極近接さ

せて走査し表面ポテンシャルの分布を計測する方法であるが、これを絶縁性試料表面の電荷分布の計測に適用すると表面電荷によるクーロン電場が長距離まで及ぶため、実際の電荷分布より大きく広がった分布が計測されること^{3,4)}が知られており、その詳細を本研究で明らかにした。

本報告では、まず KFM の測定原理を検証し、トナー表面電荷分布と KFM 測定値である表面電位分布との関係を明らかにした。そして KFM による表面電位分布計測のシミュレーションを実施して上述の問題点を検討した。次に、KFM 測定値から表面電荷分布を逆推定する方法を提案した。さらに、探針に誘導される電荷の測定値を用いて表面電荷分布を逆推定する方法を提案する。

表面電荷分布の推定については、静電容量型表面電位計の計測値から表面電荷法や電荷重畳法を用いて逆解析を行う例が紹介^{5,6)}されている。本研究の方法は原理的にはこれらと同様であるが、KFM 測定値を使って境界要素法による静電場解析をもとに逆解析の定式化を行っている。

2. KFM によるトナー表面電位分布計測のシミュレーション

2.1 KFM によるトナー表面電位の計測方法

KFM でトナー表面の電位分布を計測する際は、まず原子間力顕微鏡 (Atomic Force Microscope : AFM) によりトナー表面形状を計測した後、導電性探針を 50-100 nm (ナノメートル) 程度リフトさせて一定の gap を保ったまま同じ表面を走査する。その様子を図 1 に示した。なお、探針は曲率半径 20 nm 程度の鋭い先端を持つ。

キーワード : トナー, 表面電荷, 走査型プローブ顕微鏡, 逆問題, 境界要素法

* (株)リコー研究開発本部基盤技術研究センター (224-0035 神奈川県横浜市都筑区新栄町 16-1)

Research and Development Group, Ricoh Company, Ltd., 16-1 Shinei-cho, Tsuzuki-ku, Yokohama, Kanagawa 224-0035, Japan

¹ natsuki.nk.kuribayashi@nts.ricoh.co.jp

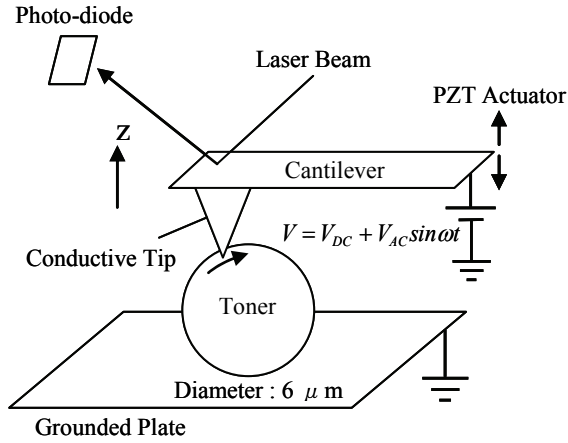


図1 KFMによるトナー表面電位分布の測定

Fig.1 Measurement of toner surface potential by KFM.

AFM による表面形状の計測方法としては、探針に結合しているカンチレバーを固有振動数 (例えば 100 kHz 程度) 近くで振動させて、探針先端が表面に極く近接 (1 nm 以下) したときに働く原子間力を振幅や振動数の変化として検出して表面高さを決定する方法が一般的であるが、トナー表面電荷のリークを防ぐため探針は非接触で走査される必要がある。

KFM 測定では探針に次式で表わされる交流電圧を印加しながら、カンチレバーは加振せずに走査する。

$$V = V_{DC} + V_{AC} \sin \omega t \quad (1)$$

この際、探針には静電気力が生じて振動数 ω で微小に振動するが、直流バイアス V_{DC} を変えるとある値のとき探針の振動成分がゼロになる。この値をその探針位置での表面電位とする。この V_{DC} 分布を表面電位分布としているが、 V_{DC} は探針印加電圧のことである。

探針の変位量を計測する方法は光てこ方式と呼ばれ、図 1 に示すようにカンチレバーの背面 (鏡面) に照射したレーザースポット光の反射光の振れをフォトダイオードで検出することで行う。振動数 ω 成分の検出には Lock-in アンプを用いる。探針とカンチレバーは一体として圧電アクチュエータにより走査され、垂直、水平分解能とも 0.1 nm 以下である⁷⁾。

2.2 KFM 測定値 V_{DC} の物理的意味

トナー表面は平面ではなく凹凸もあるため、KFM 測定では探針先端と表面との gap を数十 nm 以上に保って走査する必要がある。この際、探針に働く z 方向の力 F_z はトナー表面の電荷による静電気力であり原子間力は無視できる。そこで、探針、トナー、トナーを保持する接地プレートからなる系の静電場を解析することで F_z と探針印加電圧 V との関係を求めた。

図 1 のように探針と接地平面で静電容量 C のコンデンサが形成され、その間に誘電体であるトナーが挿入されている系を考える。電極である探針に電圧 V が印加され電荷 Q が蓄えられているときに、この系の持つ静電エネルギーに着目し、

仮想変位の手法により探針にかかる力を以下の通り求める。系の静電エネルギーとはコンデンサの持つエネルギーであるが、電極の位置が変わることで電極上の電荷量が変わるとき、その変化分を電圧 V に抗して電源に戻す仕事も考慮する必要がある。

探針の印加電圧を 0 とした場合でも、トナー表面電荷 (正電荷とする) により誘導された電荷 $-Q_0$ ($Q_0 > 0$) が存在しているので、

$$Q = CV - Q_0 \quad (2)$$

が成り立っている。印加電圧を V に保ったまま探針が垂直方向 (z 方向) に Δz 変位すると静電容量が ΔC 変化してコンデンサの静電エネルギーが変化する。同時に ΔQ の電荷が電源から探針へ流入する。これを探針が電源に対してなす仕事として、静電エネルギーの増分と電源になす仕事の和を ΔU_e とすると次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \Delta U_e &= \frac{1}{2} \Delta CV^2 + (-\Delta QV) \\ &= -\frac{1}{2} \Delta CV^2 + \Delta Q_0 V \end{aligned} \quad (3)$$

$$\therefore \Delta Q = \Delta CV - \Delta Q_0 \quad (4)$$

上式 (4) は、探針の Δz 変位にともない、 $-Q_0$ も変化することを考慮している。仮想変位の考え方により F_z は次式となる。

$$\begin{aligned} F_z &= -\frac{\Delta U_e}{\Delta z} = \frac{1}{2} \frac{\Delta C}{\Delta z} V^2 - \frac{\Delta Q_0}{\Delta z} V \\ &= \frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial z} V^2 - \frac{\partial Q_0}{\partial z} V \end{aligned} \quad (5)$$

上式で表わされる力 F_z は、探針に電圧 V を印加した状態で探針の変位により静電エネルギーなどが変化することで生じる力であるが、印加電圧 $V = 0$ のときも探針にはトナー表面電荷による引力 $-F_0$ ($F_0 > 0$) が働いている。したがって、

$$\begin{aligned} F_z &= \frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial z} V^2 - \frac{\partial Q_0}{\partial z} V - F_0 \\ &= \frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial z} \left(V - \frac{\partial Q_0 / \partial z}{\partial C / \partial z} \right)^2 - \frac{1}{2} \frac{(\partial Q_0 / \partial z)^2}{\partial C / \partial z} - F_0 \end{aligned} \quad (6)$$

となる。平行板コンデンサの場合、静電容量 C は $1/z$ に比例することからもわかるように、通常 $\partial C / \partial z < 0$ であり、式 (6) は上に凸の放物線となる。

式 (6) に式 (1) で表わされる印加電圧を代入すると、

$$\begin{aligned} F_z &= \frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial z} \left\{ \left(V_{DC} - \frac{\partial Q_0 / \partial z}{\partial C / \partial z} \right)^2 + \right. \\ &\quad \left. 2V_{AC} \left(V_{DC} - \frac{\partial Q_0 / \partial z}{\partial C / \partial z} \right) \sin \omega t + V_{AC}^2 \sin^2 \omega t \right\} \\ &\quad - \frac{1}{2} \frac{(\partial Q_0 / \partial z)^2}{\partial C / \partial z} - F_0 \end{aligned} \quad (7)$$

となり、 F_z の振動成分がゼロになるのは次式が成り立つときであることがわかる。

$$V_{DC} = \frac{\partial Q_0 / \partial z}{\partial C / \partial z} \quad (8)$$

すなわち、KFM 測定値 V_{DC} は式で与えられ、この値はトナー表面電荷のみによって決まるのではなく、探針の形状や配置に起因するコンデンサの静電容量によっても変わる。表面形状を計測した後、gap を一定に保って走査するのは、式 (8) からわかるように KFM 測定値 V_{DC} は z に依存すること、また $\partial C/\partial z$ を一定にするためである。

2.3 静電場解析による F_z と V_{DC} の計算方法

既報¹⁾で示した境界要素法による静電場解析を用いて、上述の式 (6) が正しいことを確かめるための計算を行った。図2は計算モデルのメッシュ分割図であるが、既報¹⁾で示した例と同じに径 $6\ \mu\text{m}$ 、電荷質量比 $25\ \mu\text{C/g}$ の球形トナーの表面に4個の局所電荷が均等に分布するとして、その天頂部分に存在する面電荷 (局所電荷) の周囲を探針で走査する場合を示している。また、探針先端は $5\ \text{nm}$ 程度のメッシュで細分割している。なお、天頂以外の電荷の影響は小さいことが計算実施により確かめられたので2.4以降の計算では除いている。

まず、式 (6) で表わされる F_z と探針印加電圧 V の関係を計算した。天頂部分の面電荷の面積 dS を球面積の 0.55% 、面電荷密度 $\sigma = 10^{-3}\ \text{C/m}^2$ として、探針は天頂位置 (gap = $100\ \text{nm}$) に固定した。 F_z は探針表面上で Maxwell の応力を積分することで求める。探針形状は3種類を考え、Tip A は探針の円錐部分のみとし、Tip B と C は探針に接続するカンチレバーの先端部を形状追加している (図3)。

計算結果を図3に示す。3種類とも F_z-V 曲線は上に凸の放物線を示しており、式 (6) で表わされる曲線である。静電場解析により式 (6) が定性的に確かめられた。また、極大値における印加電圧、すなわち V_{DC} は大きく異なる。この理由は探針形状により式 (8) の分母 $\partial C/\partial z$ が異なるためである。

式 (8) で表わされる KFM 測定値 V_{DC} の計算方法は、式 (8) の分子 $\partial Q_0/\partial z$ と分母 $\partial C/\partial z$ を差分で計算する。すなわち、接

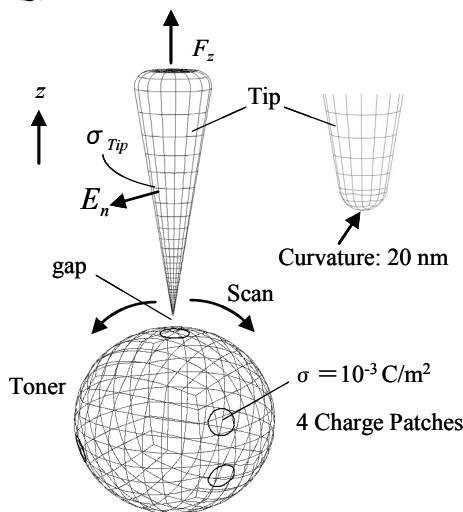


図2 トナー表面電位分布の計算モデル
Fig. 2 Calculation model for V_{DC} distribution on toner surface.

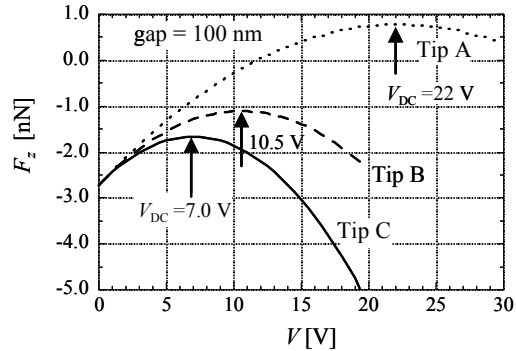
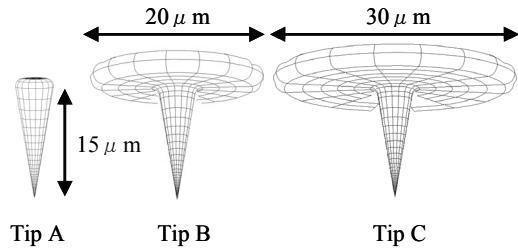


図3 探針が受ける力と探針印加電圧の関係
Fig. 3 Force of Tip (F_z) for applied voltage to tip.

地探針先端とトナー表面との gap に対して $\text{gap} \pm \Delta z$ の位置で Q_0 を計算する。探針は導体であるので静電場計算の結果から次式を使って Q_0 を算出できる。

$$Q_0 = \int \sigma_{\text{Tip}} dS = \int \epsilon_0 E_n dS \tag{9}$$

ここで、 σ_{Tip} は探針表面に誘導された電荷の面密度、 E_n は探針表面に垂直な電界ベクトルである。これを探針表面全体にわたって積分する。

一方、 $\partial C/\partial z$ については静電容量 C が、表面の電荷をゼロとして印加電圧 V を $1.0\ \text{V}$ としたときの探針に誘導される電荷 ($Q = CV$) に等しいので上と同様に求められる。

2.4 トナー表面電位分布 (V_{DC} 分布) の計算結果

前と同様に直径 $6\ \mu\text{m}$ 、電荷質量比 $25\ \mu\text{C/g}$ の球形トナーを考える。一つの円形の表面電荷の中心をトナー天頂位置として、その面積 dS をトナー球面積 S の $2, 5\%$ 、電荷量は全体の $1/4$ とする。面電荷密度 σ は一定ではなく、次式で示すような cosine 曲線で変化するとした。

$$\sigma = \sigma_{\text{max}} (1 + \cos k\theta) \tag{10}$$

ここで、 k は円形の表面電荷の境界で $\sigma = 0$ となるように調整するパラメータで、 σ_{max} は電荷量を調整するパラメータである。式 (10) は天頂位置で最大 ($2\sigma_{\text{max}}$) となる軸対称の電荷分布である。

KFM 計測の際にトナーは導電性テープに半分程度埋まって固定されているので、窪んだ接地プレートも考慮して図4のような計算モデルで静電場解析を行った。式 (8) の分子 $\partial Q_0/\partial z$ を計算する場合は探針を接地して、分母 $\partial C/\partial z$ を計算する場合は探針に $1.0\ \text{V}$ を印加して静電場計算を行う。探針

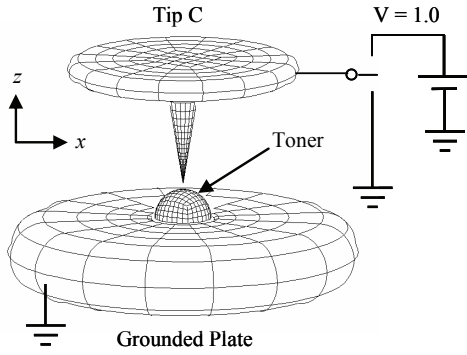


図4 KFMシミュレーションの計算モデル

Fig. 4 Calculation model for KFM simulation.

は図3のTip Cを用いた。探針先端とトナー球面とのgapは100 nmとして、 $-3.0 < x < 3.0 \mu\text{m}$ の範囲を走査した。 V_{DC} 分布の計算結果を図5に示す。図5には式(10)で与えられる面電荷分布も破線で示している。 $dS/S = 0.02$ の場合、電荷分布の半値幅 $0.96 \mu\text{m}$ に対して表面電位分布(V_{DC} 分布)の半値幅は $1.72 \mu\text{m}$ であり、面積にして3.2倍程度に広がっている。

上と同じ計算条件で、ただし探針は実際の形状と同じ3角錐形状でカンチレバーの部分も形状追加したもの(Tip D)を用いて計算を行った。計算モデルを図6に示す。 $dS/S = 0.02$ の場合の計算結果を図5中に示してある。

Tip C(計算モデル図4)を用いた場合は V_{DC} のピーク値はおよそ5.2 Vであったのに対して、計算モデル図6に示した実際に近い探針形状(Tip D)を用いた場合のピーク値はおよそ1.0 Vである。 V_{DC} のピーク値で数倍の差があるが、これは式(8)の分母 $\partial C/\partial z$ の違いによる。例えば図7で接地プレートを半分程度に短くして計算すると V_{DC} のピーク値は2.4 V程度になる。すなわち、 V_{DC} が実測される系を再現して静電場計算を行うには、図6のようにカンチレバーと十分に広い接地プレートを考慮しなければならない。

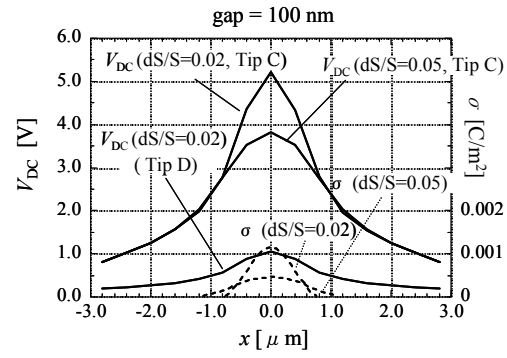
このことは、実際のKFM測定においても考慮すべきことで、トナー、探針、カンチレバー、接地プレートを含めて正確に形状と配置を決めないと実験値の再現性は得られない。

3. KFM測定値を用いたトナー表面電荷分布の逆解析

図5の計算結果から、計測される V_{DC} 分布は表面電荷分布より大きく広がることがわかった。そのため V_{DC} 分布から表面電荷分布を逆推定する方法が必要である。

3.1 表面電荷分布の逆解析の方法

図7に示すようにトナー表面をメッシュ分割して離散化し、それぞれのメッシュ(要素)上に一定の面電荷密度 σ_j ($j = 1 \cdots N$)が存在しているとする。走査される探針先端の位置を示す指標を i として、そのときに接地された探針全体に誘導される電荷を Q_i ($i = 1 \cdots N$)とする。 Q_i は探針先端が要素

図5 探針印加電圧分布 V_{DC} の計算結果Fig. 5 Calculation result of V_{DC} distribution.

i の中心から z 方向にgapだけ離れた位置にあるときの式(8)(9)における Q_0 である。

トナー表面上の電荷はそれぞれ独立に静電場を形成し、探針表面上の各位置に垂直な電界 E_n を作るので、式(9)で表わされる誘導電荷が生じる。すなわち Q_i は次式のように σ_j の線形結合として表わされる。

$$Q_i = \sum_j \lambda_j^i \sigma_j \quad (11)$$

ここで、 λ_j^i は探針、トナー、接地プレートの形状と配置、およびトナー表面上の電荷 σ_j の位置に起因する係数である。上式に $\partial/\partial z$ を作用させれば次式となる。

$$\partial Q_i / \partial z = \sum_j \partial \lambda_j^i / \partial z \sigma_j \quad (12)$$

したがって、探針位置が i のときのKFM測定値 V_{DC} を V_i とすれば、

$$V_i = \frac{\partial Q_i / \partial z}{\partial C_i / \partial z} = \frac{1}{\partial C_i / \partial z} \sum_j \partial \lambda_j^i / \partial z \sigma_j \quad (13)$$

となる。ここで、 C_i は探針位置が i のときの探針の静電容量である。上式は次のような連立1次方程式を表わしており、

$$\begin{bmatrix} A_{ij} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \sigma_j \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} V_i \end{Bmatrix} \quad (14)$$

$$A_{ij} = \frac{\partial \lambda_j^i / \partial z}{\partial C_i / \partial z} \quad (15)$$

KFM測定により得られる $\{V_i\}$ から $\{\sigma_j\}$ を原理的には逆解析できる。

行列成分 A_{ij} は、式(13)で σ_j のみを1として他の面電荷をすべてゼロとしたときに得られる V_i に等しい。したがって、探針位置 i ($i = 1 \cdots N$)を変え、 $\sigma_j = 1$ ($j = 1 \cdots N$)として j を変えて静電場計算を行って $N \times N$ 個の V_i ($=V_{\text{DC}}$)を求めることで A_{ij} が決定できる。

問題は、静電場計算においては探針、トナー、接地プレートの形状と配置を実験条件と正確に一致させる必要があるこ

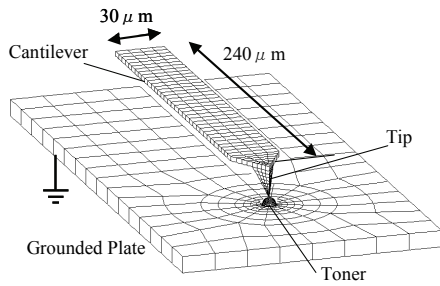


図6 実際の探針形状 (Tip D) を用いた計算モデル
Fig. 6 Calculation model for KFM simulation using Tip D.

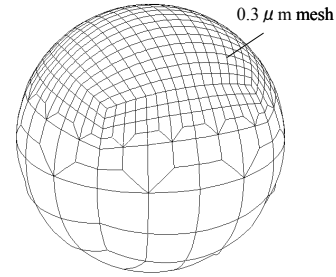


図8 トナー天頂部の細メッシュ分割図
Fig. 8 Calculation mesh around the top of toner surface.

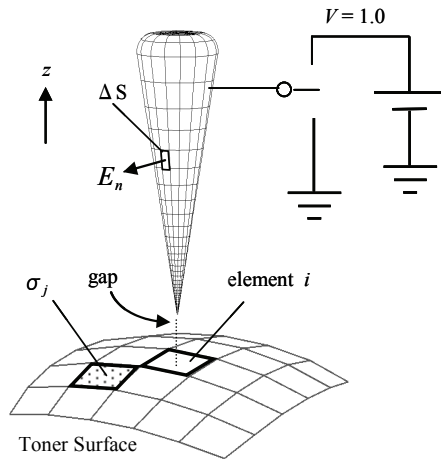


図7 トナー表面電荷の逆解析の計算モデル
Fig. 7 Inverse analysis calculation model.

とである。また、 $N \times N$ 個の行列成分 A_{ij} を求めるには計算量が膨大になる。

なお、面電荷の個数と探針走査位置の個数が一致しない場合も考慮して、連立1次方程式は特異値分解による方法で解いた。

3.2 試行計算結果

実際の KFM 測定値を使うのではなく、2.4 で述べた KFM シミュレーションにより V_{DC} 分布 $\{V_i\}$ を求め、連立1次方程式(14)を作成してトナー表面のメッシュ上の面電荷密度 $\{\sigma_j\}$ を逆解析する試行計算を行った。

3.2.1 計算モデル

探針は、Tip C と実際の探針形状 Tip D の二つを用いた。探針、トナー、接地プレートの形状と配置は図 4、および図 6 と同様である。トナー表面の天頂部分は図 8 に示すような約 $0.3 \mu\text{m}$ のメッシュで細分割してそれぞれのメッシュ上に図 9 のような 2 通りの面電荷分布を与えた。面電荷はトナー天頂部分の $12 \times 12 = 144$ 個のメッシュ上のみ存在するとしている。図 9 はトナー天頂部分の球面を平面に投影したものである。面電荷密度 σ_j の大きさ (絶対値) は最大で 10^{-3} 、最小で $3 \times 10^{-4} \text{C/m}^2$ である。

Tip C を用いる場合、静電場計算における未知数の総数は 7,440、実際の探針形状 Tip D の場合は 7880 である。一つの

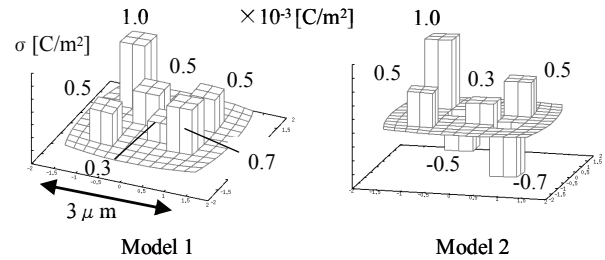


図9 トナー天頂部の面電荷分布 (入力データ)
Fig. 9 Charge distribution on toner surface around the top (input data).

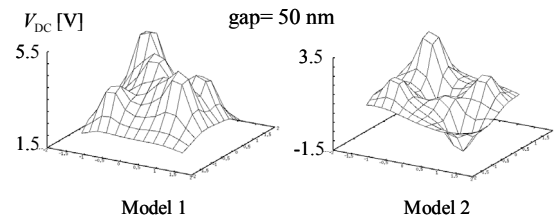


図10 V_{DC} 分布 (Tip Cを用いた計算値)
Fig. 10 V_{DC} Distribution (calculation results using Tip C).

行列成分 (A_{ij}) を計算するのに 30 分程度を要するため、全部で $144 \times 144 \times 0.5 = 10,368$ 時間 (432 日) かかる。しかし、用いた球面メッシュが 1/4 の対称性を有していることから 1/4 の計算時間短縮を図り、さらに、OpenMP による 4 並列計算と 6 個の CPU による同時実行により 6 日程度ですべての行列成分を計算できた。

3.2.2 計算結果

探針形状 Tip C を用いたシミュレーションにより得られた V_{DC} 分布 $\{V_i\}$ を図 10 に、逆解析の結果を図 11 に示す。

入力データでは四つのメッシュを一つのかたまりとして同じ面電荷密度を与えているが、逆解析の結果では四つのメッシュで σ_j がバラついている。ただし、四つの平均値は入力値と 10% 程度の誤差である。図 11 中の数値は四つの平均値である。机上の試行計算の結果より、逆解析が原理的には可能なことが確かめられた。

図 12 は実際の探針形状 Tip D を用いたシミュレーションによる逆解析の結果であるが、Tip C を用いた場合と比べ誤差

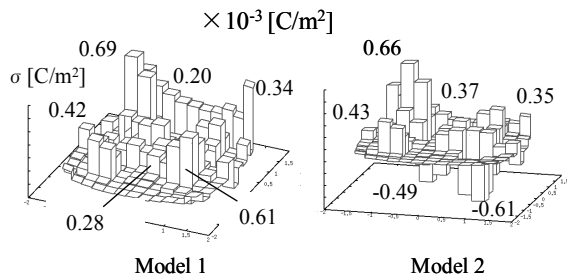


図11 表面電荷分布の逆解析結果 (Tip C)
Fig.11 Calculation results of inverse analysis for charge distribution using Tip C.

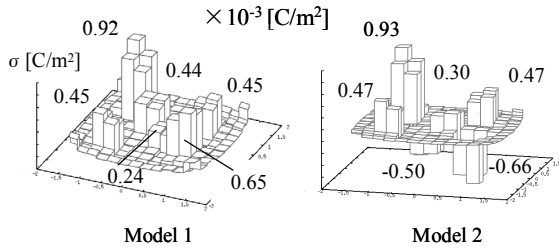


図12 表面電荷分布の逆解析結果 (Tip D)
Fig.12 Calculation results of inverse analysis for charge distribution using Tip D.

が大きい. この理由は次のように考えられる. Tip D を用いた場合の V_{DC} 分布の計算結果は Tip C の場合と比べて V_{DC} のピーク値で数分の一であり (図5参照), 分布が緩やかで変化が小さい. このことは逆解析を行う際の式(14)において, Tip D を用いる場合は右边ベクトル $\{V_i\}$ の小さな変化が解 $\{\sigma_j\}$ を大きく変化させることを意味している. すなわち Tip C の場合と比べて行列Aがより悪条件になっていると考えられる.

すべて机上の計算データを用いているにもかかわらず, 入力データと結果が一致しないのは逆問題の不安定性のためである. 面電荷 σ の分布を与えて V_{DC} 分布を求める順問題では σ 分布が滑らかでなくても V_{DC} 分布は滑らかになるため安定的に解を求められるが, 逆問題の場合は不安定になる. 数値計算上のわずかな誤差のため入力した σ 分布と完全には一致しない.

4. 探針誘導電荷の測定値を用いたトナー表面電荷分布の逆解析

KFM 測定値 V_{DC} の分布は表面電荷分布を反映したものであるが, 長距離までおよぶクーロン力のため真の表面電荷分布と比べてぼやけたものとなる. また探針とカンチレバーの静電容量 C の影響を受けるため, V_{DC} の実測値は誤差を含みやすいと予想される. そこで, 探針に誘導される電荷の測定値を用いてトナー表面電荷分布を逆解析する方法を検討した.

4.1 表面電荷分布の逆解析の方法

探針を接地したまま gap を一定に保ってトナー表面上を走査すれば, 表面電荷の分布に応じて探針に誘導される電荷が

増減する. この電荷は式(11)で与えられる. したがって式(14)(15)と同様な次の連立1次方程式が成り立つ.

$$\begin{bmatrix} A_{ij} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \sigma_j \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} Q_i \end{Bmatrix} \quad (16)$$

$$A_{ij} = \lambda_j^i \quad (17)$$

すなわち, 探針誘導電荷の分布を計測できれば, 式(16)から $\{\sigma_j\}$ を逆解析できる.

そこで, 図4の計算モデルの場合で探針表面全体に誘導される電荷を算出してみたところ, 10^{-16} C 以下であることがわかった. これを直流電流として計測するのは困難であるが, 交流電流として計測できる可能性がある. 非接触 AFM で表面形状を計測する際, 探針は一定の振動数, 振幅で振動しながら表面上を走査される. 通常の市販 SPM 装置では, 例えば固有振動数 100 kHz, 振幅 40 nm 程度である. そのため, 探針がトナー表面に最近接するときと表面から最も離れたときで誘導される電荷に差が生じ, これを 100 kHz の交流電流として計測できると考えられる.

次に, 静電場計算によりこの交流電流の大きさを見積もるため, 探針先端とトナー表面の gap が 2 nm と 80 nm の場合 (振幅を 39 nm としている) で探針誘導電荷を計算した. 図4の計算モデルで表面電荷の面積 dS は球面積の 0.55%, 面電荷密度 $\sigma = 10^{-3}$ C/m² (一定) とした. その結果, gap = 2, 80 nm のときの誘導電荷の差は 5×10^{-17} C 程度となり, これを 100 kHz の交流電流に換算すると 5×10^{-17} C / 10^{-5} s = 5×10^{-12} A となる. この電流は Lock-in アンプを用いて計測可能と考えられる. また, 計算により gap = 2 nm と 5 nm のときの誘導電荷の差は小さく (0.5×10^{-17} C 以下), 探針-表面間の gap が小さいところで誘導電荷の変化は小さいことがわかった. すなわち実際の計測において最近接距離を正確に管理する必要がないと考えられる. さらに, 誘導電荷は探針先端から 15 μ m 程度の距離 (探針長さ) までに全体の 90% が集中しており, 誘導電荷の測定値は V_{DC} の測定値に比べてカンチレバーの影響は少ない. すなわち, V_{DC} 測定値を用いるよりも誘導電荷の測定値を用いて逆解析を行う方が誤差が小さいと予想される.

以上の結果から, gap = 2, 80 nm のときの誘導電荷の差 ΔQ_i を計測できるとすれば, 次式のようにトナー表面電荷分布を逆解析することが可能になる.

$$\begin{bmatrix} A_{gap2} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \sigma \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} Q_{gap2} \end{Bmatrix} \quad (18)$$

$$\begin{bmatrix} A_{gap80} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \sigma \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} Q_{gap80} \end{Bmatrix} \quad (19)$$

$$\begin{bmatrix} A \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \sigma \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \Delta Q \end{Bmatrix} \quad (20)$$

ここで, 式(18)(19)はそれぞれ gap = 2, 80 nm のときの式(16)に相当し, 式(20)はこれらの辺々を差し引いたものである.

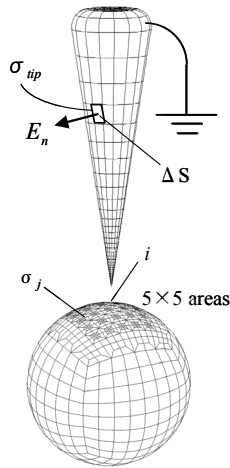


図13 誘導電荷の計算モデル (メッシュ図)

Fig.13 Mesh model for calculating induced charge on tip.

4.2 試行計算結果

上述した逆解析の方法を確かめるため、試行計算を行った。誘導電荷の差 (誘導電流) は測定値の代わりに静電場計算によって得られる計算値を用いた。図7と同様にトナー天頂部周辺のみを $5 \times 5 = 25$ 個の領域 (要素) に分ける。探針先端をこれらの領域 (要素) の中心に配置して誘導電荷を計算する。gap は 5, 85 nm とした。gap = 5 nm のときの計算精度を確保するため、各領域の中心位置周辺は細メッシュ分割してある。図13にトナー表面のメッシュ分割図を示した。なお、探針は簡単のため図3の TipA を用いた。

計算結果を図14に示す。25個の領域の中で2ヶ所に面電荷密度 $\sigma = 10^{-3} \text{ C/m}^2$ 、または $0.3 \times 10^{-3} \text{ C/m}^2$ を入力データとして与えている。逆解析の結果 (図14(c)) は入力データに対しておよそ 3%以内で一致している。簡単な計算モデルではあるが、接地探針に誘導される電荷の測定値から表面電荷分布を逆解析する可能性を確認できた。

5. まとめ

トナー表面の電荷分布を走査型プローブ顕微鏡 (SPM) を用いて計測する方法について検討した。KFM で測定される表面電位の意味を解析的に明らかにして、境界要素法による静電場解析により KFM 測定値をシミュレーションした。その結果、KFM で測定される表面電位 (V_{DC}) 分布は実際の電荷分布に比べて大きく広がることが確認できた。

KFM 測定値 (V_{DC}) は探針に誘導される電荷量 (の勾配) に依存するが、この誘導電荷はトナー表面電荷によるクーロン電場の作用によって生じる。クーロン電場は長距離まで及ぶため、探針から遠く離れた表面電荷の影響を受けて V_{DC} 分布が広がると考えられる。

次に KFM 計測で得られる表面電位分布を用いて、電荷分布を逆解析する方法を示し、さらに、SPM 探針に誘導される

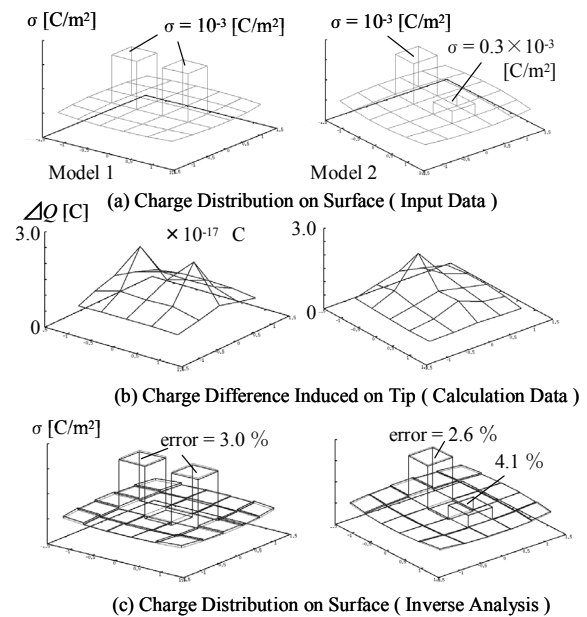


図14 トナー表面電荷分布の逆解析結果

Fig.14 Inverse analysis results for charge distribution.

電荷の測定値を用いて逆解析する方法を示した。これらの解析手法では境界要素法による静電場計算により探針に誘導される電荷や静電容量を求めているため任意形状の探針に適用できる。

机上の試行計算によりこれらの実現の可能性を見出すことはできたが、計測された実際のデータをもとに電荷分布を逆解析するためには、トナーの表面形状や探針、接地プレートなどの詳細な形状と配置を知る必要があり、また計算時間の短縮も必要である。さらに逆解析手法は測定データの誤差をある程度許容できるための安定性が必要である。これらは今後の課題である。

参考文献

- 1) 栗林夏城：トナー表面電荷による静電付着力の解析。静電気学会誌, **35** (2011) 126
- 2) 多田達也：SPM によるトナー粒子表面の帯電特性観察—曲率のあるトナー表面のミクロな帯電分布は測定できるのか—。日本画像学会第3回技術研究会 (2007) 1
- 3) J. Colchero, A. Gil and A.M. Baro: Resolution enhancement and improved data interpretation in electrostatic force microscopy. Phys. Rev. **B64** (2001) 245403
- 4) H.O. Jacobs, P. Leuchtman, O.J. Homan and A. Stenner : Resolution and contrast in Kelvin probe force microscopy. J. Appl. Phys., **84** (1998) 1168
- 5) 宅間 董, 八島政史, 河本 正: 絶縁物表面の帯電電荷測定原理。静電気学会誌, **22** (1998) 102
- 6) 熊田亜紀子：帯電電荷密度分布の高空間分解測定に向けて。電気学会論文誌 A, **125** (2005) 281
- 7) 重川秀実, 吉村雅満, 河津 璋：走査プローブ顕微鏡, p.70, 共立出版 (2009)