

電磁界中における電磁粒子のダイナミクスと
画像形成技術への応用に関する研究

Study on Dynamics of Electromagnetic Particles
in Electromagnetic Field
and Application to Imaging Technology

2003年2月

中山 信行

目 次

第1章 緒 言	1
1・1 研究の背景	1
1・1・1 画像形成装置と市場	1
1・1・2 電子写真プロセスの原理	2
1・1・3 電子写真プロセスの位置づけ	3
1・1・4 電子写真プロセスの課題	3
1・1・5 電磁粒子力学	5
1・2 電子写真プロセス	6
1・2・1 構成と動作	6
1・2・2 現像プロセス	8
1・2・3 二成分現像プロセスの課題	10
1・2・4 現像プロセス関連の従来研究	11
1・2・5 転写プロセス	12
1・2・6 転写プロセスの課題	14
1・2・7 転写プロセス関連の従来研究	15
1・3 研究の内容	16
1・3・1 研究対象と内容	16
1・3・2 本論文の構成	17
第2章 電子写真における電磁粒子力学	20
2・1 研究の狙い	20
2・2 電磁粒子解析法	20
2・3 個別要素法	21
2・3・1 個別要素法の概要	21
2・3・2 解析アルゴリズム	21
2・3・3 二次元解析アルゴリズム	23
2・3・4 三次元解析アルゴリズム	28
2・3・5 接触部の力学特性	30
2・4 電磁粒子に作用する力	30
2・4・1 静電気力	30
2・4・2 磁気力	31
2・4・3 そのほかの力	33
2・4・4 作用力の数学的扱い	34
2・5 作用力の概算	34

2・6	まとめ	36
第3章	電界中における帯電粒子挙動	37
3・1	研究の狙い	37
3・2	シミュレーション方法	39
3・2・1	モデルの概要	39
3・2・2	機械的相互作用力	39
3・2・3	転写電界による静電気力	41
3・2・4	そのほかの作用力	44
3・3	材料特性	44
3・3・1	トナー粒子材料の機械特性	44
3・3・2	付着特性	49
3・4	トナー粒子層の圧縮特性	50
3・4・1	実験方法	50
3・4・2	シミュレーション方法	50
3・4・3	シミュレーション結果	51
3・5	中抜け現象の数値シミュレーション	53
3・5・1	シミュレーション方法	53
3・5・2	シミュレーション結果	55
3・5・3	実験検証結果	57
3・6	トナー飛散現象の数値シミュレーション	58
3・6・1	単色画像の飛散	58
3・6・2	多重転写画像の飛散	59
3・7	まとめ	60
第4章	磁界中における磁性粒子チェーンの静力学特性	62
4・1	研究の狙い	62
4・2	実験方法	64
4・2・1	実験装置基本構成	64
4・2・2	ソレノイドコイル	64
4・2・3	磁性粒子	67
4・2・4	実験方法	68
4・3	シミュレーション方法	69
4・3・1	モデルの概要	69
4・3・2	磁気相互作用	70
4・4	実験結果	72
4・4・1	チェーン長さ	72

4.4.2	チェーン傾斜特性	75
4.5	二次元シミュレーション	77
4.5.1	シミュレーション方法	77
4.5.2	シミュレーション結果	78
4.6	三次元シミュレーション	83
4.6.1	シミュレーション方法	83
4.6.2	シミュレーション結果	84
4.7	理論的考察	91
4.7.1	チェーン長さ	91
4.7.2	チェーン傾斜特性	94
4.8	まとめ	96
第5章	磁界中における磁性粒子チェーンの動力学特性	98
5.1	研究の狙い	98
5.2	実験方法	98
5.2.1	実験方法	98
5.2.2	固有振動数の評価方法	100
5.3	実験結果	101
5.3.1	軸方向正弦波加振実験結果	101
5.3.2	半径方向正弦波加振実験結果	103
5.3.3	衝撃加振実験結果	104
5.4	二次元シミュレーション	107
5.4.1	シミュレーション方法	107
5.4.2	シミュレーション結果	108
5.5	理論的考察	112
5.6	傾斜特性による剛性評価	113
5.6.1	剛性評価方法	113
5.6.2	剛性評価結果	115
5.7	荷重-変位特性による剛性評価	116
5.7.1	実験方法	116
5.7.2	実験結果	117
5.7.3	剛性の比較	119
5.8	まとめ	121
第6章	磁性粒子チェーンに対する電磁作用	123
6.1	研究の狙い	123
6.2	実験方法	124

6.3	実験結果	126
6.3.1	チェーン剥離挙動	126
6.3.2	剥離電界	128
6.4	粒子帯電量の推定	129
6.4.1	コンデンサモデル	129
6.4.2	電界シミュレーション	131
6.4.3	電界シミュレーション結果	132
6.4.4	粒子帯電量	136
6.5	静電気力と磁気力の対比	141
6.5.1	静電気力の推定	141
6.5.2	磁気力との対比	142
6.6	まとめ	144
第7章 結 言		145
謝 辞		149
参考文献		150
研究業績		156

第1章 緒 言

1.1 研究の背景

1.1.1 画像形成装置と市場

情報精密機器はマルチメディアの基盤となるハードウェアであり、なかでもカラープリンタに代表される画像形成装置は、視覚を介して情報を記録・伝達するための重要な機器である。画像形成装置に利用されている画像形成方式には、ドットインパクト方式、電子写真方式、インクジェット方式、熱転写方式などさまざまな方式があるが、現在では電子写真方式とインクジェット方式の二方式にほぼ集約されている。このうち電子写真方式^{(1)~(6)}は、レーザプリンタとして広く認識されており、高画質であること、高速適性・普通紙適性が高いことなどから、特に高速機分野で主流となっている。

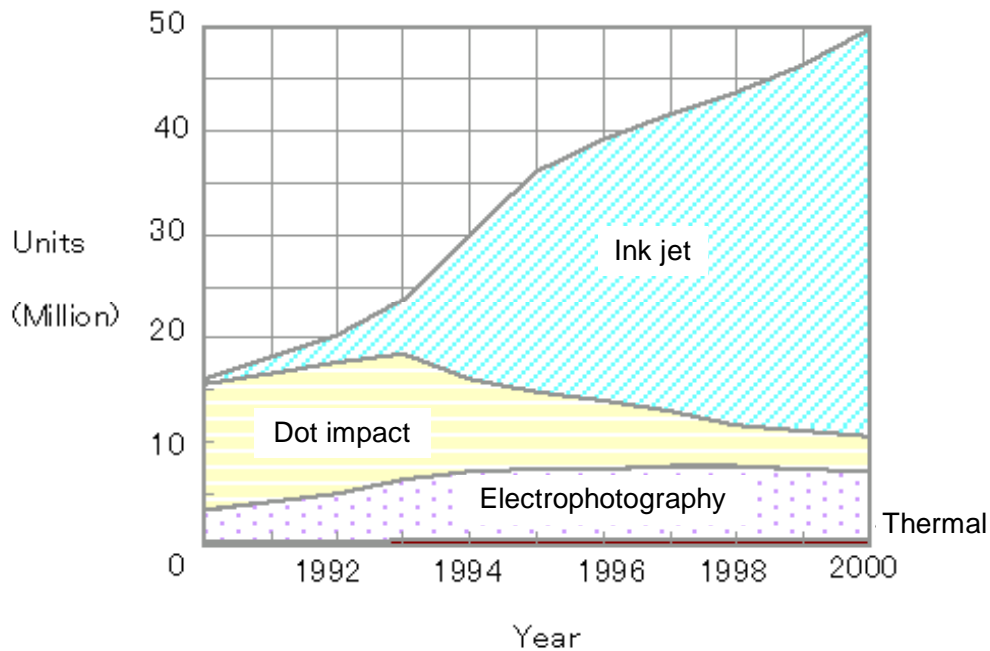


Fig. 1-1 Global printer market.⁽⁷⁾⁽⁸⁾

速度 40 PPM (Print Per Minute, A4 サイズ紙) 以下の機種でみた場合のプリンタ世界市場は図 1-1⁽⁷⁾⁽⁸⁾に示すとおりであり、1998 年度においては約 4300 万台/年の出荷台数規模になっている。このうち約 75 %を個人向けに急速に普及が進んでいるインクジェット方式が占め、電子写真式プリンタ (レーザプリンタ) の占有率は 18 %程度である。一方、金額では、インクジェット方式が 1 兆 1000 億円、レーザプリンタが 1 兆 2000 億円とほぼ拮抗し、さらにプリント枚数でみると、1996 年データで約 2100 億枚 (日本) および約 6000 億枚 (アメリカ) のうち 80 %近くをレーザプリンタが占めている。今後、IT 化の進展に伴って情報量が増大する中

で、プリント枚数のさらなる増加が見込まれており、高画質化、高速化、環境適性化といった観点での要求がますます厳しくなっている。本研究では、このようなレーザープリンタなどに利用されている電子写真技術を主な研究対象とする。

1.1.2 電子写真プロセスの原理

ここで、電子写真法による画像形成原理を簡単に説明する。レーザープリンタにおける電子写真プロセスのより具体的な構成や、動作などに関しては次節で詳細に説明する。

電子写真法は、1938年、チェスター・カールソンらが発明した複写原理である。カールソンらは、硫黄を塗布した金属板を摩擦帯電させ、文字を記したガラス板を重ねて露光を行い、さらにライコポジウムという粉末を振りかけて文字を顕像化した。最後に、ワックスを塗布した用紙を金属板に押圧して文字を転写した。この一連の工程は、原理的に現在用いられている電子写真プロセスと全く同一である。また、レーザープリンタは電子写真プロセスの画像出力機能のみを分離して利用したものである。

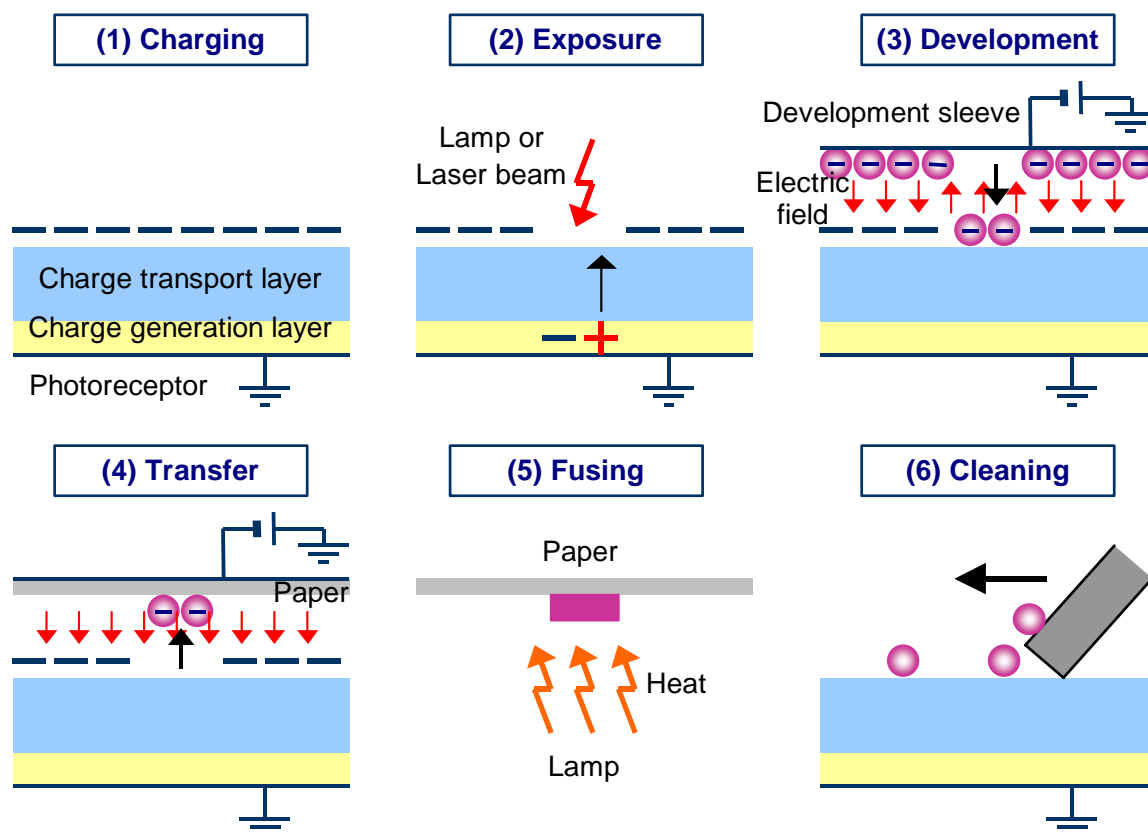


Fig. 1-2 Principle of electrophotography process.

図 1-2 に電子写真法による画像形成原理を示す。以下に示すような 6 つのサブプロセスを経て画像が形成される。粉体が直接関与するのは、現像、転写の各プロセスである。

(1) 帯電：光導電性を有する感光体（電荷を発生する電荷発生層と電荷を輸送する電荷輸

送層の2層構造の有機材料)表面に均一な負電荷を与える。

- (2) 露光：原稿からの画像濃度に対応した反射光，または，画像情報に基づいて変調されたレーザービームを，帯電した感光体に照射する．光照射された部分は帯電工程で付与した電荷が減衰し，静電的な画像（静電潜像）が形成される．
- (3) 現像：静電潜像に対して電界を形成し，帯電した着色微粒子（トナー）を供給し現像する．この工程で，粉体による可視画像（顕像）が形成される．
- (4) 転写：現像された粉体画像に対して電界を形成し，画像を用紙などの媒体に静電的に写し取る．
- (5) 定着：転写した粉体画像を加熱溶融し，媒体上に固着させる．
- (6) クリーニング：転写時に感光体上に残留した粒子をゴムブレードなどで機械的に除去し，次の画像形成に備える．

1.1.3 電子写真プロセスの位置づけ

前述した画像形成装置は，電磁気力や流体力を利用してトナーや液滴などの微粒子の運動や相変化を高速・高精度に制御する技術を基盤としており，電磁粒子力学，換言すれば，“電磁気力や流体力による粒子輸送の精密制御に関する研究”とも称すべき学際的な研究が必要となる．このうち電子写真プロセスは，着色した樹脂を粉砕した，もしくは重合法によって造粒した粉体を利用しており，粉体に電磁的特性を付与し，電磁界中で発生する電磁力によりその運動を制御することで，媒体上に粉体画像を形成するプロセスである．工学的には“電磁気力による粉体輸送の精密制御プロセス”と位置づけることができる．

一方，細分化された固体の集合である粉体は，個々の粒子相互の拘束関係が希薄であること，表面積が大きくその表面特性がバルク特性よりも全体の挙動に対して大きく影響することなどから，粉体特有の興味深い挙動を示す⁽⁹⁾．集合体としてみた場合には，その力学特性は強い非線形性を有し，破断，崩壊などを伴う不連続体とみなされる．一方で，粉体を加振した場合などには集合体全体が流動化し，液体に極めて近い挙動を示すこともよく知られている⁽¹⁰⁾．このような粉体の特徴から，工学的応用を考えた場合には，粉体の特性とその挙動を高精度に制御することが求められる．粉体の挙動を制御するための一手段として，電磁界中で電磁力を作用させる方法が有効であり，電子写真プロセスもこのような電磁力による粉体制御技術の代表例の一つとして位置づけることができる．

1.1.4 電子写真プロセスの課題

電子写真プロセスは，前述したとおり，現像プロセス，転写プロセスなど複数のサブプロセスから構成され，その機構は極めて複雑である．また，温湿度などの環境条件に敏感な静電気や放電現象を扱うこと，これらの電磁氣的現象と機械的現象が相互に関連してプロセス性能を決定していること，対象が高速・微小であり観測困難な場合が多いこと，などの理由によりプロセス中の物理的現象を定量的に特定することが困難である．このため未解明の分野もまだ多く，この点が本質的なプロセス性能向上の最大の阻害要因となっている．

例えば、電子写真プロセスで発生する画像劣化の一つとして、本研究で検討対象とした現象の一つが図 1-3 に示すものである。これは線画像の一部が欠落してしまう中抜けと呼ばれる現象であり、すでに 20 年以上前から観測されているものであるにもかかわらず、これまでこの現象の発生メカニズムを定量的に検証した報告はない。開発段階では、実験的にさまざまな要因の寄与を把握し、最適化することで実用に耐えるレベルまで作り込んでいるものの、この現象の解消には至っていない。電子写真プロセスでは、このような慢性的な画像劣化が散見され、性能の試行錯誤的な作り込みに多大な工数を要しているのが現状である。

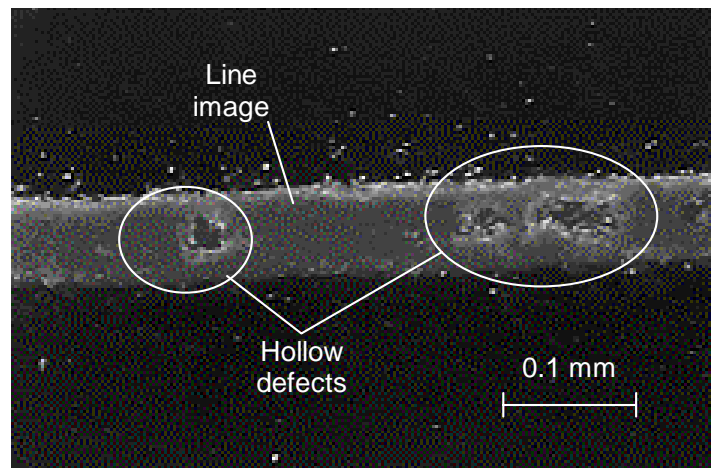


Fig. 1-3 Photograph of hollow defects in line image of electrophotography.

一方、電子写真法の発明以降、プロセスの体系的な理論化のアプローチが継続的になされており^{(1)~(3)}、高品質化と設計の効率化に大きく寄与してきている。図 1-4 には、電子写真技術とその理論に関する歴史的経緯をまとめた。電子写真プロセスが静電気力を利用することから、初期には、電磁気学を基礎とする研究が主体であり、その成果は文献(1)~(3)などに体系的にまとめられている。また、本研究で対象とする現像プロセス中の磁性粒子チェーンの力学特性に着目した報告としては、後述する(1・2・4 項)Paranjpe らによる先駆的研究がある⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。

Schaffert は、Battell 研究所における電子写真技術創成期の研究成果を集大成し、電子写真プロセスの物理的機構を、静電気学を基礎とした理論としてまとめた⁽¹⁾。ここでは、感光体の帯除電理論と静電潜像が形成する電界理論に比重をおき、のちに解析的アプローチをとる場合の標準的モデルとなる多層構造モデルを用いた理論を展開している。その後 Williams は、主として Xerox 社と IBM 社における研究成果から、電磁界理論を基礎にした電子写真プロセス理論をまとめている⁽²⁾。ここでは、各サブプロセスの特徴的現象を扱った理論が網羅されており、特に現像プロセスに関しては、電界理論にとどまらず磁界中における磁性粒子の磁気相互作用についても詳しく述べられている。また、転写プロセスに関しては多層構造モデルをもとにトナー層内に発生する機械的、静電的応力から転写効率を検討した結果が紹介されており、用紙の機械的、電気的特性の影響にも言及されている点が注目される。Schein は、特に現像プロセスと現像剤の帯電特性に焦点を当て、静電気学的な立場から、一成分、二成分方式を含む各種

現像方式に対する理論をまとめている⁽³⁾。

これらの研究ではもっぱら解析的なアプローチがとられていたが、その後、電磁界解析に有限要素法 (Finite Element Method, FEM) や有限差分法 (Finite Difference Method, FDM) などの数値解法が適用され、より現実に即した系の解析がなされるようになってきている。また、電磁界解析のみによる議論を補うべく、放電中の気体の運動や粒子の移動を連続体力学的に扱った研究がなされるようになってきている。その背景には、ハード・ソフト両面における数値計算技術の発展がある。

しかし、これらは主として電磁気学と連続体力学に基づいたマクロな粉体輸送量の議論に集中しており、図 1-3 に示したような特異なミクロ現象については全く対応できていない。画像品質に対する要求の高度化に伴って、このような未解明現象のメカニズム解明とそれに基づく抜本的改善策の提案が大きな課題として残されている。このような観点から、電磁界中での電磁粒子の力学特性を明らかにすることがプロセス性能改善のため重要になっている。特に画像の劣化を抑制し、高画質化を実現する点では、粒子個々の挙動に着目した体系的な研究調査が不可欠と考えられる。

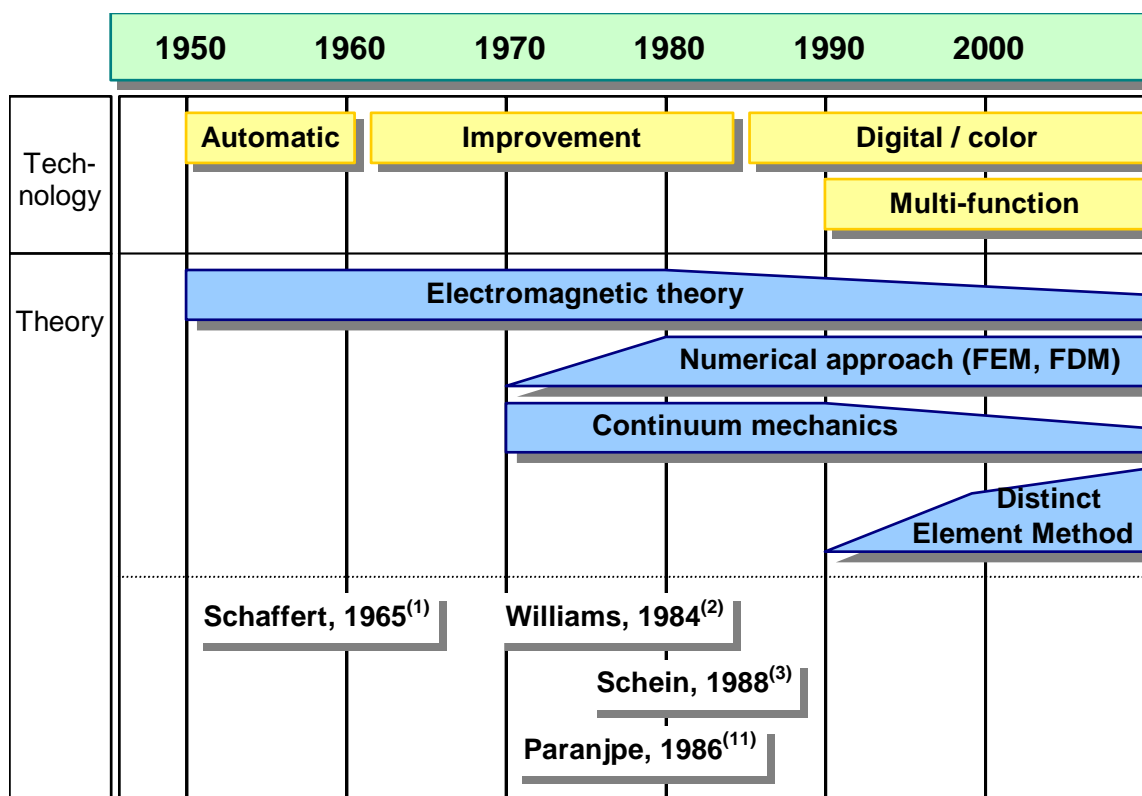


Fig. 1-4 History of electrophotographic technologies and theoretical studies.

1.1.5 電磁粒子力学

上述のように電子写真プロセスの高度化のためには、このプロセスを“電磁気力による粉体輸送の精密制御プロセス”として捉え、電磁界中での電磁粒子挙動を把握し、そのメカニズム

を明らかにしていく体系的な研究が必要となる。また、対象が微小であり実験的観測に限界があることから、メカニズムを解明していく過程では、粉体挙動を数値的に再現するシミュレーション技術の併用が必須と考えられる。

前述したとおり、粉体を集合体としてとらえた場合には、条件によって不連続体または流体としての側面を持ち、このような特性を表現する汎用的な構成則を規定することが困難になっている。このため、理論的には対象とする現象のうち最も支配的であるいずれかの特性に着目したモデル化を行うのが一般的である。一方、近年では、個々の粒子の運動に着目してその運動を簡単なモデルで記述し、その素過程の集合として粉体集合体全体の挙動を再現する方法が多用されてきている。このような手法の代表が、P. A. Cundall の提案した個別要素法 (Discrete Element Method または Distinct Element Method, DEM) ^{(13)~(16)} であり、個々の粒子について簡略な衝突則をもとに運動方程式を構成し、個々の粒子の運動を追跡することで粉体集合体の挙動を再現するものである。本手法により、粉体集合体の変形、破断、崩壊や、流動、対流といった極めて広範囲の現象を同一の手法で統一的に再現できることが示されてきている。さらに運動方程式中に電磁力を導入することにより、電磁界中での電磁粒子挙動を再現することも可能と考えられる。

本研究では、電磁粒体挙動を数値的に再現する手段として、この個別要素法に基づく数値解析法を採用した。電子写真プロセスにおける電磁粒体挙動の実験的観測と同時に、本手法に基づく数値シミュレーションによって、現象のメカニズムの理解を深めるとともに、本手法の有用性についても検証する。

1.2 電子写真プロセス

1.2.1 構成と動作

レーザープリンタに利用されている電子写真プロセスの代表的構成を図 1-5 に示す。ドラム状の感光体を中心に、帯電、露光、現像、転写、定着、クリーニングの各サブプロセスが配置され、感光体の 1 回転でこれら一連の工程が完了するよう構成されている。各サブプロセスの構成と動作および性能について以下に述べる。また本研究で対象とする、現像プロセス、転写プロセスについては、次項以降でさらに詳述する。

a. 帯電 帯電装置はコロナ帯電器と呼ばれ、金属ワイアに数 kV の高電圧を印加して空気を電離し、発生したイオンを感光体表面に堆積させることで帯電を行う。しかし、コロナ放電時には酸化力の強いオゾンが発生し、オフィス環境にとっても、感光体材料にとっても好ましくない。このため現在では、オゾンの発生が少ない半導電性ゴムロールを利用したローラ帯電方式が主流となっている。いずれの場合も、感光体表面は数 100 V の負電位に帯電される。

b. 露光 画像をスキャナで読み取ってデジタル信号とし、加工した画像信号に基づいて半導体レーザをスイッチングしながら感光体表面を走査する。レーザ光の照射には、反射面を複数有する回転多面鏡 (ポリゴンミラー) が利用される。数万 rpm で高速回転する回転

多面鏡にレーザ光を反射，偏向させて感光体表面を走査露光する．レーザ光の照射した画像に相当する部分では，感光体表面の帯電電荷が除電され，数 10 V 以下まで電位が減衰する．

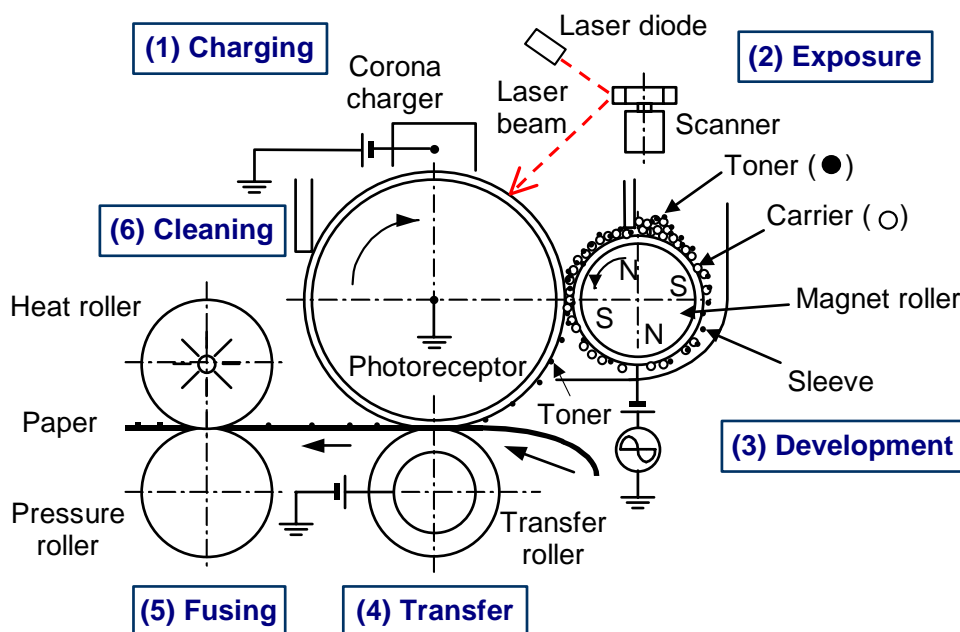


Fig. 1-5 Electrophotography process used in a laser printer.

c. 現像 現像工程では，図 1-5 に示すような二成分磁気ブラシ現像方式が広く用いられている．この方式では，2 種類の粒子からなる現像剤を用い，その循環搬送と帯電を行う．多極の固定磁石の周囲に回転スリーブ部を設けたマグネットローラを使用し，粒径 50 μm 程度の導電性磁性粒子（キャリア）が，磁力によってスリーブ上に付着することで搬送される．もう一方の粒径 10 μm 程度の非磁性粒子（トナー）は摩擦帯電して静電的にキャリア表面に付着し，キャリアとともに搬送される．スリーブに適当なバイアス電圧（画像部電位と非画像部電位の中間の電位に設定される）が印加され，感光体に近接する現像領域では，画像部と非画像部で逆向きの電界が形成される．形成された電界の作用によって帯電したトナー粒子のみが感光体表面の画像領域に移動し，現像が行われる．

d. 転写 転写工程では，帯電工程と同様にコロナ帯電器またはローラ帯電器を利用して用紙などの媒体を数 100 ~ 数 kV 程度に帯電させ，その際発生する静電気力によってトナー粒子を用紙上に写し取る．この段階ではトナー粒子は静電的に用紙に付着しているだけであり，次の定着工程で加熱溶融されることで，用紙上に固着する．カラー画像形成では，通常シアン，マゼンタ，イエローの三原色に黒を加えた 4 種類の着色トナー粒子を使用して画像形成を行う．この場合各単色画像を重ね合わせることでカラー画像が得られるが，画像を重ね転写する必要性から，用紙に直接転写する代わりに一旦中間画像保持媒体に転写を行ってから用紙に一括転写する中間体転写方式も広く利用されている．

e. **定着およびクリーニング** 定着工程では、ランプなどの熱源を内蔵するヒートローラと加圧ローラにより、画像を保持した用紙を加圧しながら加熱する。通常のトナー粒子は200前後の温度で軟化・熔融し、用紙表面の繊維などに浸透したのち、冷却・固化して固着する。

一方、転写時には感光体上に数%程度のトナー粒子が残留する。クリーニング工程では、残留したトナー粒子をゴムブレードなどで機械的に除去し、次の画像形成に備える。

f. **プロセス性能** 電子写真プロセスの画像再現性に係わる基本特性は、図 1-6 に示す 4 象限グラフによって示される。第 1 象限に示される曲線が、入力である原稿の濃度と出力である現像された画像の濃度の関係を示しており、プロセス全体の濃度再現特性を示す。この特性は、入力情報である原稿濃度が、第 2~4 象限に示される各サブプロセスの特性に基づいて、露光量、感光体表面電位、現像濃度と順次変換された結果であり、各サブプロセスの特性により変動する。レーザープリンタ、複写機の設計では、装置全体の機械設計とともに、図 1-6 に示される諸特性を、関連する極めて多数のパラメータを調整しながら最適に設計する必要がある。

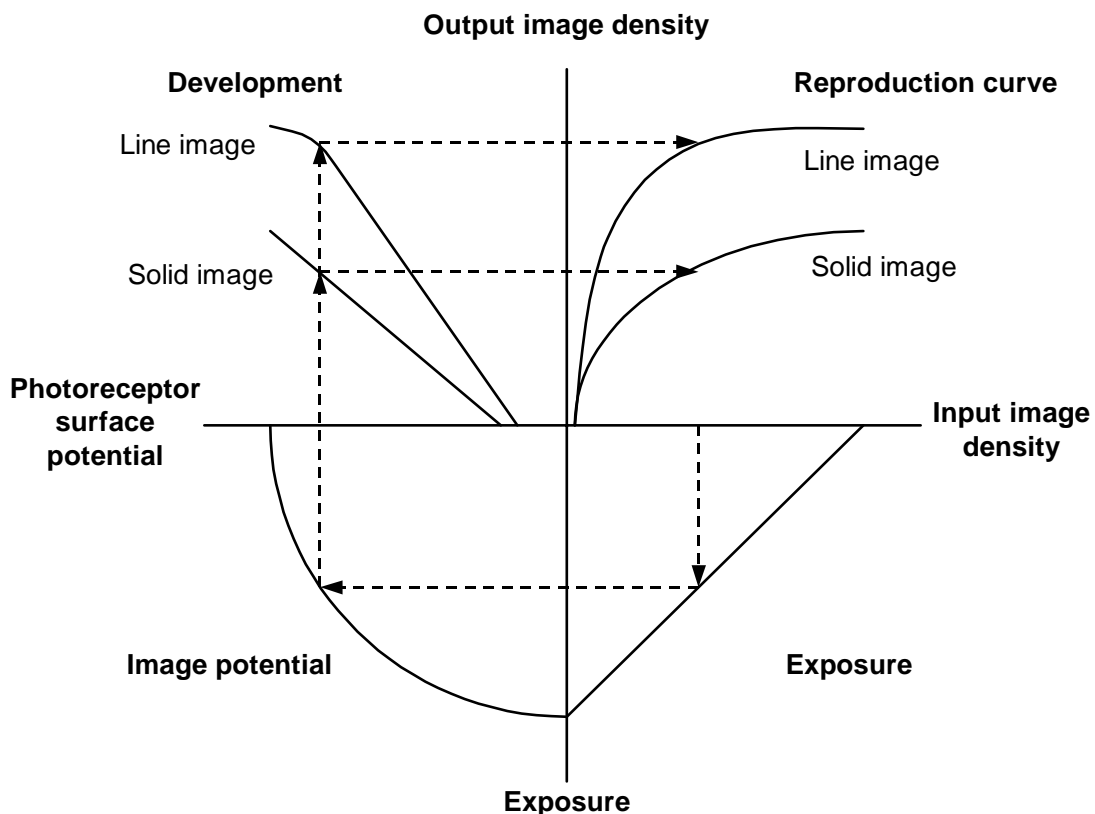


Fig. 1-6 Quadrant plot describing image reproduction characteristics in electrophotography.

1.2.2 現像プロセス

a. **二成分現像** 現像プロセスは、帯電させたトナー粒子を感光体上の静電潜像に静電吸引着させて顕像を得るプロセスであり、最終的な画像品質を左右する重要なプロセスである。こ

の現像プロセスは、二成分現像と一成分現像に大別される。二成分現像は、粒径 50 μm 程度の磁性粒子であるキャリアに、静電力によって粒径 10 μm 程度の非磁性トナー粒子を一定の割合で付着させ、このトナー粒子の付着したキャリアを、マグネトロラ（多極磁石、固定）が作る磁界によってスリーブ（非磁性、回転）上に付着させる（図 1-7 参照）。スリーブ上のキャリアはキャリア間の磁気力によってブラシ状に穂立ちしており、穂の先端が感光体を掃くように接触する。したがって、二成分磁気現像は、磁気ブラシ現像とも称せられる。キャリアブラシの先端部に付着しているトナー粒子は、キャリア・トナー・感光体間の静電力のバランスによって、感光体表面に形成された静電潜像に移動し、現像が行われる。モノクロの高速機やカラー機に多く用いられている。

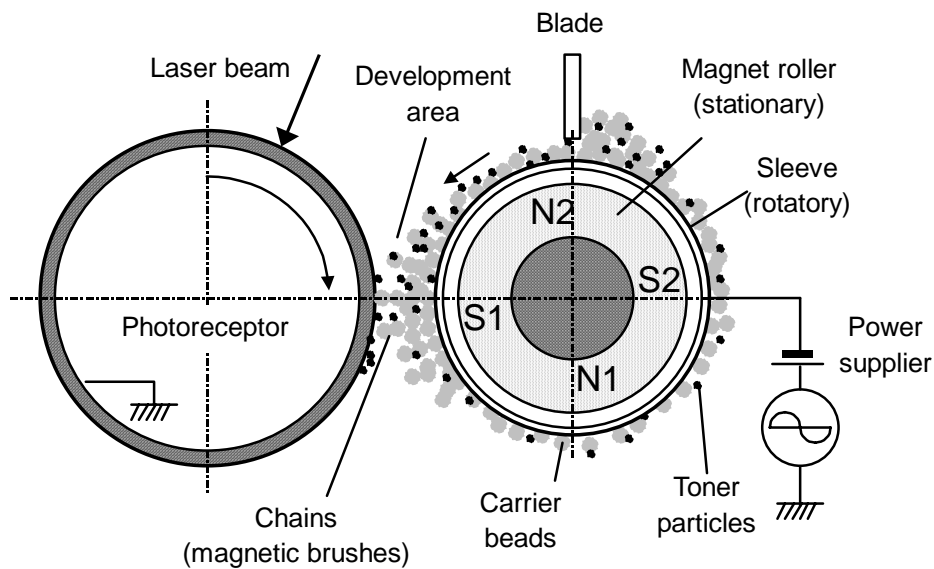


Fig. 1-7 Two-component magnetic brush development process in electrophotography.

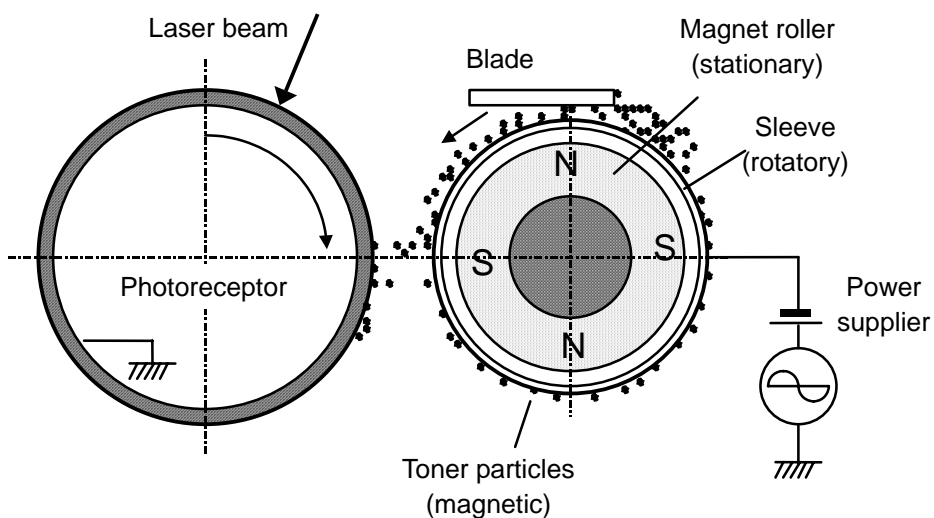


Fig. 1-8 Single-component magnetic development process in electrophotography.

b. 一成分現像 一成分現像は、二成分現像におけるキャリアを使用せずトナー粒子のみを用いるものであり、トナー粒子の磁気特性により磁性と非磁性に大別される。磁性一成分現像は、磁性のトナー粒子を磁気力によって回転スリーブ上に付着させ現像部に搬送する。トナー粒子はブレードによって摩擦帯電されるとともに、適切な厚さに層形成され、現像部において、静電力や磁気力などのバランスによって、感光体表面の静電潜像に移動し現像が行われる（図 1-8 参照）。磁性をもたせるためにトナー粒子に黒色の酸化鉄を混合するため、カラーを発色することができずカラー機には適用できない。しかし、二成分現像に比べて構造が簡単であり、低速のモノクロ機に多く用いられている。一方、非磁性一成分現像は、磁気力を用いない方式である。構造が簡単でカラーにも適用できる利点がある。

1.2.3 二成分現像プロセスの課題

現像プロセスの基本特性は図 1-6 の第 4 象限に示される現像曲線で表され、この曲線をどのように設計するかが重要である。しかしこの基本特性以外にも、各現像方式特有の品質、性能を満たす必要がある。

二成分磁気ブラシ現像では、磁性粒子であるキャリアが磁界中で形成する磁気ブラシ（チェーン）が極めて重要な役割を担っている。例えば、十分な現像量を確保する観点からは、チェーンが現像ギャップに対して十分な長さを有することが必要であり、かつ、現像領域においてどの程度の数のチェーンが形成されるかも現像量にかかわってくる。一方、チェーンが感光体表面を摺擦しながら画像を形成する際の画像劣化回避の点からは、適度な剛性が求められる。剛性が極度に高い場合には、画像にチェーンによる摺擦痕が発生する場合もある。これらは主にマグネットローラが生成する磁界とキャリアの磁気的特性に依存するものである。

一方、現像時にはマグネットローラと感光体間に電界が形成されており、この電界中では帯電トナー粒子だけでなくキャリア自体も静電気力を受ける。すなわち、静電的に付着したトナー粒子が剥離した際にキャリア内に残留する電荷、また電界中でのキャリア層内の分極や、マグネットローラ側から誘起される電荷に対して、クーロン力が発生する。この電荷がトナー粒子と同極性であれば、画像部領域でトナー粒子と同様に感光体方向への力として作用し、異極性であれば、トナー粒子と逆に非画像領域で感光体方向への力となる。いずれの場合も、静電気力が過大になってキャリア間の磁氣的吸引力を上回ると、キャリアが感光体上に移動してしまふ BCO（bead-carry-out）と称せられる現象が発生する。このような現象を回避するためには、キャリアに作用する静電気力と、キャリア間そしてキャリアとマグネットローラ間の磁氣的結合力のバランスを明らかにし、静電気力と磁気力の逆転が発生しないよう磁氣的結合力を十分高める必要がある。

このように合理的な高画質化設計を行うためには、チェーンの特性とマグネットローラやキャリアなどの設計パラメータの関係を定量的に把握しておく必要がある。しかし現実には、チェーンの力学的特性が明らかにされておらず、現像画像品質と設計パラメータの関係やそのメカニズムは明確でない。このため、経験的に設計パラメータ範囲を設定して、そのパラメータ空間の中で現像された画像の状態を評価して最適化する、という手段がとられており、現像器

の構成やキャリア特性変更のつど同じ作業の反復が必要になっている。

1・2・4 現像プロセス関連の従来研究

現像プロセスは、最初に粉体画像を形成する点から画像の基本的な品質を決定するプロセスであり、過去最も精力的に研究がなされている。理論解析、数値シミュレーションを基礎とする研究に着目すると、これらの研究の対象は、大きく、電界（静電気力）、磁界（磁気力）、および粒子運動に分類できる。すでに1・1・4項で述べたように、初期には電磁界に関する議論と、連続体力学に基づく議論が中心となっていたが、近年になって、個別要素法などを利用して粉体ダイナミクスに着目した研究が急増している。

感光体上に現像されるトナー量は、主に現像部分で形成される電界の強さに依存することから、十分な現像量を確保する観点で、まず電界と現像パラメータの関係を明らかにする試みがなされた。現像電界は、第2章において詳述するように、電位に関するポアソン方程式を解くことで求めることができる。ここで解析的扱いを可能にするため、現像領域を均一な誘電体や抵抗体が積層した一次元の多層モデルで扱う方法が考案されている。文献(1)では、このような現像電界に関する基本的な理論が示され、キャリアの特性と電界強度との関係が議論されている。その後、このようなモデルを具体的な現像構成に適用して、実際に得られる画像品質（現像量）との関連が議論されてきている^{(17)~(19)}。また、文献(1)では、ソリッド（べた）画像と線画像での現像量の違いを議論するため、一次元モデルにおいて静電潜像を正弦関数で表現した二次元的な解析方法が提示されている。このように、静電潜像に依存する電界の変化を議論するためには、二次元空間でポアソン方程式を解く必要があり、数値計算によって二次元電界を求め、現像量との関連を検討した結果が報告されている⁽²⁰⁾⁽²¹⁾。二次元解析を行うことによって適用範囲が大きく広がっており、チェーンを含めた系の電界計算により画質劣化との関係を解明した報告もなされている⁽²²⁾。

一方、二成分現像におけるキャリアの挙動は主に磁界に依存し、磁界中でのキャリア挙動を推定するための磁界と磁気力に関する理論が文献(2)に示されている。このような解析的手法や有限要素法などを利用した数値計算による二次元磁界解析と、それに基づく磁気力解析が行われている^{(23)~(25)}。また、磁石を内蔵するマグネットローラの性能を予測するため、既知のローラ周りの磁束密度からローラ内部の磁化を推定し、その上でマグネットローラ周辺の磁界を求めるような設計問題としての研究もなされ、実用に供されている^{(26)~(28)}。

粒子の運動を対象とした研究としては、まず現像器内でマグネットローラにトナー、キャリアを供給する前段階の、攪拌・輸送工程に着目した研究が挙げられる。この工程では、電磁力の寄与が相対的に小さく粒子運動が機械的な作用で支配されること、さらに多量の粒子群が連続的な振る舞いを示すことから、連続体としての粒子群の機械的性質を計測して流体問題として扱う試みがなされている⁽²⁹⁾⁽³⁰⁾。また、同様の現象を移流・拡散問題として扱う手法も報告されている⁽³¹⁾。

上述したようなトナー粒子の現像量や磁界中でのキャリアの挙動を議論する場合、トナー粒子、キャリアの特性との関連を考察するためには、最終的にはこれらの運動状態を把握する必

要がある。そこで、電磁界のみによる検討だけでなく、電磁界中の粒子運動状態に関する研究がなされている。初期には、トナー粒子群を一体のシートとして連続的に扱った研究がみられたが⁽³²⁾、近年は個別要素法などを基礎として、個々の粒子運動を詳細に再現しながら諸性能を議論する研究が多くなってきている。電界中のトナー粒子運動を解析した例としては、一成分現像におけるトナー粒子挙動を再現した研究や^{(33)~(40)}、二成分現像におけるチェーン表面を境界として考慮しながら電界を求め、その電界中におけるトナー粒子運動を解明した研究がある⁽⁴¹⁾。また、現像工程を想定し、付着力を考慮してトナー挙動を再現した例もある⁽⁴²⁾。

磁界中におけるキャリアの挙動に関しては、個別要素法でこれを再現する試みが報告されてから^{(43)~(45)}、同様のアプローチでキャリア挙動とキャリアや構成部材の関係を検討した研究が多くなされている^{(46)~(52)}。近年は、粒径の異なるトナー粒子、キャリアに対して、それぞれ異なる衝突モデルを適用しながら、電磁界中で両者が混在する状態での挙動をシミュレートした報告がなされている^{(53)~(55)}。また、磁気相互作用の算定方法を改良することで精度向上を目指した試みもみられる⁽⁵⁶⁾⁽⁵⁷⁾。

個別要素法の応用としては、これらのほかに前述したようなトナー粒子、キャリアの攪拌・輸送工程に適用した例があり⁽⁵⁸⁾⁽⁵⁹⁾、またトナー粒子の摩擦帯電過程を再現して帯電特性を明らかにする研究も行われている^{(60)~(62)}。

本研究で対象とするチェーン特性に着目した研究に関しては、磁性粒子間の磁気相互作用とチェーンの基礎特性に関する理論的、実験的検討が報告されており⁽¹¹⁾⁽¹²⁾、磁性粒子間の磁気相互作用理論に基づいてチェーンの力学特性を初めて論じた先駆的研究と位置づけられる。また、ここで提案された磁気相互作用をもとに、個別要素法を用いた数値シミュレーションによってキャリアの挙動を再現する研究が上述のとおり数多くある。しかしながら、チェーンそのものの力学的特性と各種要因の影響、およびそのメカニズムについてはまだほとんど検討が加えられていない。また連続体に比較して数値的な取り扱いが難しい粉体の挙動を、数値シミュレーションでどの程度再現できるかについても明確にしておくことが重要と考えられる。

1.2.5 転写プロセス

a. **ローラ転写** 転写プロセスは、現像プロセスで形成された粉体画像を、静電気力によって用紙などの媒体上へ転写するプロセスである。ここでは、現像で得られた画像品質を劣化させることなく保持することが求められ、感光体上のトナー粒子を欠落なく媒体上の所定の位置に移動させることが必要となる。静電気力を発生させるための電界形成手段としてこれまでは帯電プロセスと同様のコロナ帯電器が用いられてきたが、最近では、直流電圧を印加した半導電性ゴムロールによるローラ転写（図 1-9 参照）が用いられている。ローラ転写の場合、発生オゾン量が少ないこと、転写電圧がコロナ転写の半分程度であること、転写ローラと感光体ドラムで用紙を保持して搬送するため用紙搬送性の信頼度が高いことなどの利点がある。転写プロセスでは磁気力は関与しないが、用紙などの印刷媒体が介在すること、および帯電プロセスと同様に放電が生じていることが現像プロセスと異なり、これらが転写プロセス設計の困難さの一因となっている。

b. **カラー転写** カラー画像形成では、色の異なる複数の画像を重ねる必要から、転写プロセスの検討が精力的になされてきている。カラー画像は、シアン（C）、マゼンタ（M）、イエロー（Y）の3原色に黒（K）を加えた4色画像を重ね合わせることで得られる。電子写真プロセスでは、図 1-10 に示すように、4色に相当する複数の現像器を使用して単色画像形成プロセスを4回繰り返し、これらの画像を重ね合わせてカラー画像を得る。同一の用紙に複数回画像を転写する必要性から、図 1-10 の構成では転写ドラム上に用紙を静電的に吸着保持して循環搬送している。1回転で1色分の画像を転写し、4回転して4色分の画像を用紙上の同一位置に転写する。

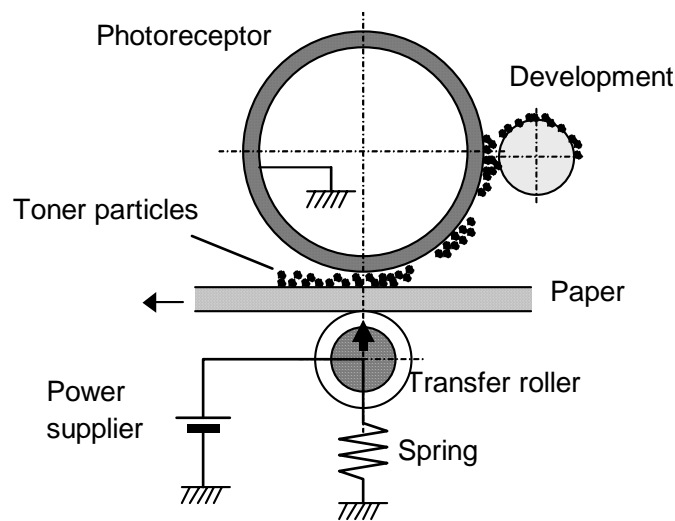


Fig. 1-9 Roller transfer process in electrophotography.

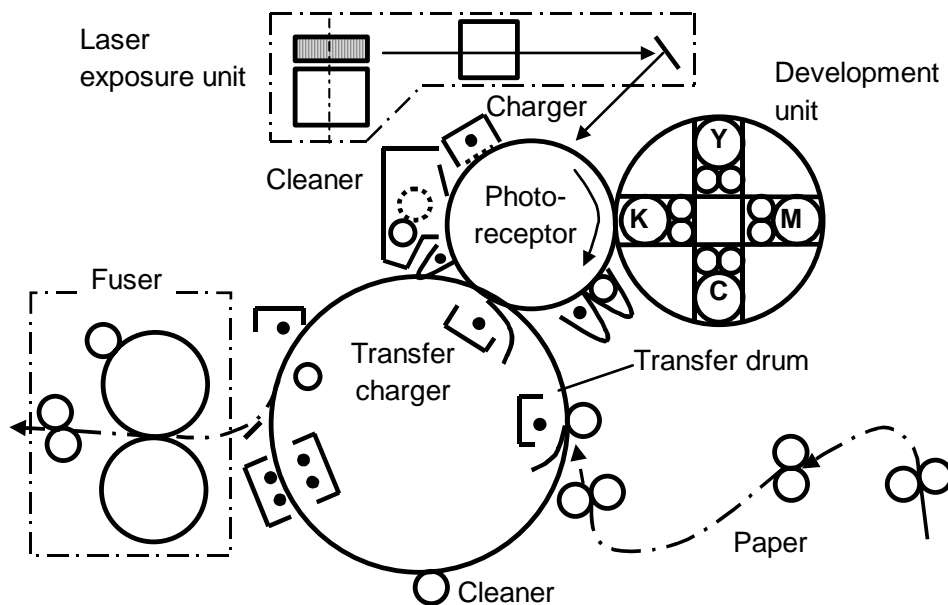


Fig. 1-10 Color electrophotography process using transfer drum.

図 1-10 に示した転写ドラム方式では、用紙を回転ドラム上に静電気力で保持することから、吸着搬送できる用紙種が限定されるとともに、搬送信頼性も低下する。そこで、図 1-11 に示す中間転写型のプロセスが開発された。このプロセスでは、単色画像をまず中間体転写ベルト上に重ねて転写する。4 色分の画像転写が完了した後に、中間体転写ベルト上の画像を用紙上一括転写する。本方式では、用紙搬送経路が白黒機の場合と同様であることから、用紙対応性、信頼性が向上している。一方で、転写工程が 2 回繰り返されることから、画像の劣化が発生しやすい。

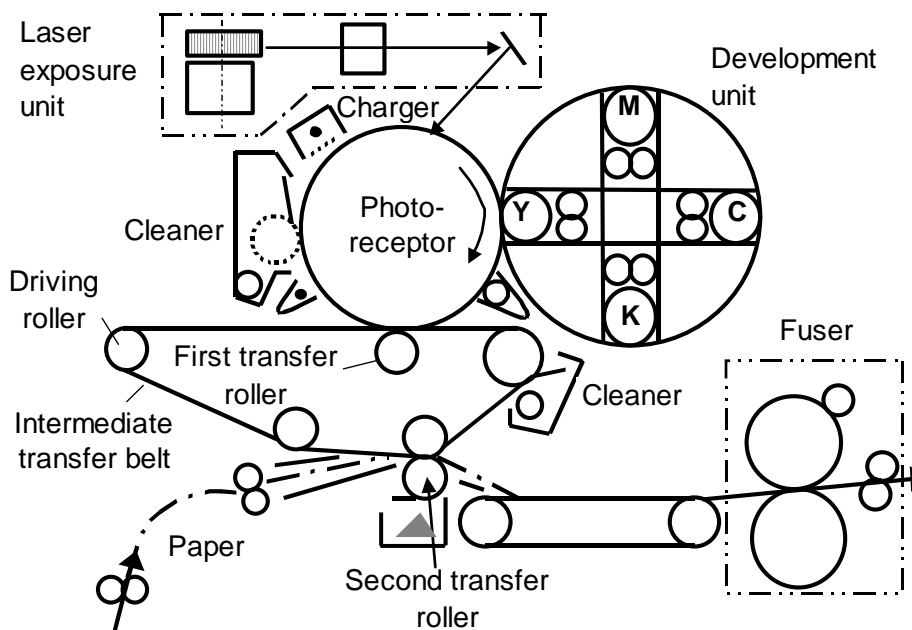


Fig. 1-11 Color electrophotography process using intermediate transfer belt.

カラー電子写真プロセスの大きな課題は、画像形成プロセスを複数回行う必要があることから、画像形成速度が低下する点である。4 色分の画像形成を行う場合には、1 枚あたりの作像に白黒機の 4 倍の時間を要することになる。この課題に対処するため、単色画像を形成する画像形成ユニットを複数配置したタンデム型のカラー電子写真プロセスも開発されている。この方式では、1 回の通紙で 4 色画像の転写が行えるため、画像形成速度は白黒機と同等になる。

1.2.6 転写プロセスの課題

転写プロセスでは、静電気力によって感光体上の現像トナー粒子を欠落なく媒体上の所定の位置に移動させることが必要であり、最も重要になるのは転写ローラに印加する電圧や転写時に形成される電界と転写トナー量の関係である。さらに、微粒子特有の付着力の影響や静電的現象に起因して局所的な転写不良や画像劣化もさまざま発生し、これらを回避しながら転写トナー量を確保することが求められる。

転写量は電界強度を大きくすることで最大化できるが、上限は放電の Paschen 則によって規制される。この限定された静電気力によって転写を行う場合に障害になるのが、van der Waals

力に代表される付着力である。トナー粒子は直径 10 μm 前後と微小であり、この程度の粒径になると、第 2 章で議論するように静電気力などに比較して付着力の影響が相対的に大きくなり、静電的な運動制御が困難になることが知られている。現在の転写プロセスでは、現像量に対し、転写量は最大でも 95 %前後であり、100 %の転写効率を安定して実現することはできていないが、この転写効率低下の主因は付着力によるものと考えられている。

また、トナー粒子画像は同極に帯電した粒子群であり、相互に静電的反発作用を及ぼす。通常は外部から与えた電界による静電気力や付着力によって、安定した状態にある。また、転写中は、感光体と転写媒体が機械的に密着することによってトナー粒子の運動が規制され、安定な状態を維持している。しかし、静電的反発作用を拘束する電界や付着力の作用、また機械的な拘束が解放されると、相互の反発力による粒子の飛散、画像の再配置が発生して画像劣化となる。

以上のような静電的な現象のほかに、機械的な要因に強く影響されるのが図 1-3 において説明した画像劣化現象（中抜け）である。この現象は、ローラ転写プロセスで多く発生し、転写中に作用する機械的圧力が大きく寄与していることが経験的に知られている。

以上のような、転写効率の低下や、粒子の飛散、局所的な画像の欠落など、転写プロセスでは実に数多くの画像劣化現象が確認されている。しかしこれらのメカニズムや設計パラメータの影響が体系的に証明されているものはごく一部であり、トナー粒子の付着特性など性能を大きく左右するにもかかわらず定量化できていない基礎的な事象も多い。現像プロセスと同様にトナー粒子の挙動を明らかにしながら、設計パラメータの影響を定量的に把握することが求められる。また、その過程で付着特性など転写性能を左右する基礎特性についても明確にしておく必要がある。

1.2.7 転写プロセス関連の従来研究

転写プロセスに関する報告は、現像プロセスに比べると格段に少ないが、同じように研究対象は、電界（静電気力）と粒子運動に分類できる（磁界や磁気力は関与しない）。しかし、これまでのところ既存の研究は、電界の算定から転写トナー量を議論するにとどまっており、粒子個々の運動に言及した研究は極めて少ない。一方、転写プロセスでは用紙が関与し、用紙の走行性能の確保や、画像への影響の低減も必要となるため、用紙の変形や運動に着目した研究もみられる。

現像プロセスと同様に、転写プロセスにおける電界も、最も簡略には厚さ方向の一次元多層構造モデルで扱うことができ、現在までの研究のほとんどはこのようなモデルを基礎として電界強度の大小からトナー粒子画像の転写量を議論している。文献(63)では、感光体、トナー粒子画像、用紙、転写ローラなどをそれぞれ静電容量とした直列モデルにより転写電界を求めて、転写量と諸要因の関係を検討している。その後、これらの一部の構成要素を抵抗で置き換えるなど⁽⁶⁴⁾、解析対象に応じて構成要素を修正、変更しながら実験事実の考察を行う研究が多数報告されている^{(65)~(70)}。また、それぞれの構成要素について容量成分と抵抗成分の双方を考えたモデルにしながら、感光体の回転移動に伴う空隙厚さの変化を考慮した、転写領域の準

二次元的な解析もなされている⁽⁷¹⁾。そこでは、Paschen 則に基づく空隙放電の発生も考慮されており、転写プロセス中の電氣的要因がほとんど網羅されていることから、その応用例も年々多くなってきている^{(72)~(74)}。

このような一次元の多層構造モデルを基礎としながら、より多様な要因を取り込んだ研究として、面内方向の電気伝導の影響を論じたものや⁽⁷⁵⁾、抵抗層内での電子および正孔の拡散を考慮したものなどがある⁽⁷⁶⁾⁽⁷⁷⁾。近年は、二次元空間で直接面内方向の電気伝導を考慮した解析や用紙の変形状態を含めた解析もなされている⁽⁷⁸⁾⁽⁷⁹⁾。

用紙の変形、走行性能を対象とした研究としては、転写ドラム上の用紙の静電的変形に対して、一次元多層構造モデルにより算定した静電気力を作用させて数値計算した結果の報告がある⁽⁸⁰⁾⁽⁸¹⁾。また、転写中に帯電した用紙が感光体に静電的に吸着して剥離できない現象が比較的高頻度で発生することから、この点に関する研究も多い。一次元のラプラス方程式を解いて静電エネルギーを求め、用紙の弾性エネルギーとの比較から用紙剥離性能や剥離時の画像乱れを論じた報告や^{(82)~(84)}、やはり一次元モデルにより剥離部の電界強度を求め静電吸着の原因となる放電発生条件を検討した報告⁽⁸⁵⁾、さらに、文献(71)などと同様に放電を考慮した準二次元電界計算から用紙帯電量と静電気力を求め、用紙変形を数値計算して剥離性を検討した報告などがある⁽⁸⁶⁾。

上述したとおり、これまでの理論的検討では主に転写の駆動力となる転写電界強度と転写トナー量との関係が議論されており、個々のトナー粒子の詳細な挙動を論じたものはほとんどない。このため中抜け現象のように転写プロセスで発生するいくつかの現象についてはいまだ十分な理解がなされていない。中抜け現象に言及した報告としては、二次元電界計算からトナー層中の電界強度分布を求めて中抜け現象との関連を指摘したものがある⁽⁸⁷⁾。しかし、この現象の最大の特徴となっている圧力依存性については言及されておらず、作用する圧力と転写性の関連や材料の機械的特性の影響は示されていない。一方、トナー粒子のような微小粒子の挙動に対して付着力が大きく影響し、特に転写性に対して重要な働きをすることが指摘されているが⁽⁸⁸⁾、材料の付着特性と転写性の関係について定量的に検討した例も少ない。中抜け現象のような特徴的な現象を含め、転写プロセス性能を予測、評価するためには、材料の機械的特性、付着特性を把握した上で、個々のトナー粒子の挙動を明らかにすることが重要と思われる。

1.3 研究の内容

1.3.1 研究対象と内容

本研究は、電子写真プロセス中の粉体挙動に対し、これらを電磁界中の電磁粒体挙動として捉え、モデル実験と個別要素法に基づく数値シミュレーション、さらに理論的考察からその基礎的特性、メカニズムを体系的に明らかにしようとするものである。特に、粉体が直接関与する転写プロセスおよび現像プロセスに着目し、プロセス中で観察される電磁粒子特有の現象や画像劣化を対象とし、これらの基礎特性把握、メカニズム解明に基づいて有益な設計情報を提示し、プロセスの高品質化に寄与することを目的とする。またこの過程で、提案した個別要素法を基礎とする電磁粒体の数値シミュレーション手法の有効性を検証する。

a. 転写プロセス 電界中の帯電粒子挙動シミュレーション方法の提案と転写プロセスにおける帯電粒子挙動および画像劣化メカニズムの解明を行う。

最初に、電子写真転写プロセスにおけるトナー粒子の挙動を明らかにするための、電界中の帯電粒子挙動シミュレーション方法を提案する。特に、中抜け現象と粒子飛散現象に着目して、このような現象を再現可能なシミュレーションアルゴリズムを提示する。また、これらの現象に深く関わるトナー粒子の機械的特性と、トナー粒子-転写媒体間付着特性を実験的に明らかにする。

ついで、中抜け現象に関する具体的な検討を行う。ここでは、中抜け現象に大きく関連するトナー粒子からなる粉体層の圧縮変形特性を実験的に明らかにするとともに、数値シミュレーションを実施してその妥当性の検証と中抜け発生メカニズムの考察を行う。これらの結果を踏まえて、転写プロセスを模擬した数値シミュレーションを実施し、中抜け現象の発生メカニズムを数値的に検証する。最後に、改善策を検討し、数値的、実験的に検証する。

つぎに、粒子飛散現象に着目し、単色画像、多色画像を想定した数値シミュレーションを実施して、現象の定量的検討を行い、メカニズムと諸要因効果を提示するとともに改善策について考察する。

b. 現像プロセス 磁界中の磁性粒子挙動シミュレーションと現像プロセスにおける磁性粒子クラスタ（チェーン）特性の解明、さらに電磁界中でのチェーン挙動の検討を行う。

まず、現像プロセスにおける磁性粒子チェーンの電磁力学的特性を解明するための、磁界中の磁性粒子挙動シミュレーション方法を示す。さらに、実験観測と数値シミュレーションから、磁性粒子チェーンの静力学特性（チェーン形状、傾斜磁界中での傾斜特性）を明らかにするとともに、ポテンシャルエネルギー最小化の原理に基づく理論的考察から、チェーン形成メカニズムと静力学特性について考察する。また、これらの検討過程で、磁性粒子チェーン挙動の数値シミュレーションの妥当性について、実験結果と二次元モデルおよび三次元モデルによる数値シミュレーション結果を対比して検討する。

つぎに、磁性粒子チェーンの動力学特性に着目し、固有振動数の計測を行ってチェーン剛性を評価する。さらに、静力学特性と同様に数値シミュレーション、エネルギー解析に基づく理論検討を行う。ついで、チェーン剛性に関し、静力学特性計測で得られた傾斜磁界中でのチェーン傾斜特性からの剛性算定、チェーンの荷重-変位関係計測による剛性算定を行い、3者を比較検討する。

最後に、電磁界中での電磁粒体挙動、特に磁氣的相互作用により結合した電磁粒子チェーンが、静電気力により分断、崩壊する現象を実験的に観測し、数値シミュレーションと理論的考察によりそのメカニズムを明らかにする。これらの結果から、チェーンの分断限界と設計指針について検討する。

1.3.2 本論文の構成

本論文では、続く第2章において、電磁粒体力学の基礎理論として、まず本研究の骨子とな

る個別要素法のシミュレーション・アルゴリズムを述べる。また、電磁粒体挙動を再現する際に最大の特徴となる電磁相互作用を中心とし、粒体に作用する力についてその理論的取り扱いを体系的にまとめ、これら作用力の概算から電子写真プロセス中で支配的な力を明らかにする。

つぎに第3章では、転写プロセスを想定した電界中の帯電粒子挙動シミュレーション方法を新たに提案し、従来議論されていない転写プロセスにおける帯電粒子挙動を検討する。特に、代表的画像劣化現象である前述の中抜け現象と、トナー粒子が画像周辺に飛散する現象に着目して、そのメカニズムの解明を行う。ここではトナー粒子に作用する外力として、Hertz接触則と塑性変形を考慮した機械的接触力、転写電界による静電気力、および物体間の付着力を考慮したアルゴリズムを構築し、まず圧縮作用を含む転写プロセス中のトナー層の挙動に関する数値シミュレーションを行う。トナー層圧縮解析から、その変形状態を明らかにし、実験結果との比較から本解析アルゴリズムの妥当性を検討する。また、圧縮時に個々のトナー粒子に作用する付着力の変化をもとに中抜け現象発生メカニズムを考察する。ついで、線画像の転写過程を想定したシミュレーションでは、中抜け現象を再現して考察したメカニズムを検証するとともに、改善策とその有効性を検討する。トナー粒子飛散については、数値的に現象を再現しながら飛散現象を回避するための設計上の留意点を検討する。

第4～6章においては、現像プロセスにおいて画質に大きく影響する磁性粒子クラスタ（チェーン）に関して、これまで体系的な調査がなされていない静力学、動力学的特性、さらに電磁作用に関する研究について述べる。

第4章では、主に磁性粒子チェーンの静力学特性に関する検討結果を述べる。本章ではまず、現像プロセスにおける磁性粒子チェーン特性を解明するための、磁界中の磁性粒子挙動シミュレーション方法を示す。さらに、ソレノイドコイルを利用してチェーンを形成し、その長さと同軸傾斜角を計測した結果を述べる。計測結果から、チェーン長さの磁束密度、粒子数、および粒径依存性や、傾斜磁界中で形成されるチェーンの傾斜特性を明らかにする。ついで、磁気相互作用を考慮した二次元個別要素法による数値シミュレーションを行い、結果の妥当性を検討する。また、モデルを三次元に拡張することにより、チェーン形成過程、チェーン長さ、およびチェーン傾斜特性が、定量的に高精度に再現できることを示す。最後に、これらチェーンの静的安定状態がポテンシャルエネルギーを最小化するように決定しているとの仮説を設定し、その妥当性を検証する。

第5章では、チェーンの動力学的特性に着目した研究について述べる。ソレノイドコイル上に形成したチェーンの加振実験から、共振周波数と等価剛性を評価し、磁界との関連を検討する。ついで、個別要素法に基づく二次元数値シミュレーションから、磁束密度、チェーン長さによる共振周波数変化を明らかにし、その妥当性を考察する。また、静力学特性と同様に共振周波数の変化に対する理論的説明として、チェーンの等価剛性が粒子1個あたりの平均ポテンシャルエネルギーに比例する、との仮説による説明を試みる。最後に、動力学特性から算定したチェーン剛性と、チェーン傾斜特性やチェーンの荷重-変位関係から推定した静的剛性との対比を行う。

第6章では、現像プロセスで発生するチェーンの電界剥離現象に関連し、チェーンに電界を

作用させたときの電磁作用に関する研究成果を述べる。電界中におけるチェーンの挙動観測から電界剥離特性を把握し、チェーンが分断し剥離する限界電界強度に関し、粒径、磁束密度依存性を明らかにする。さらに電界中でのチェーン内粒子の帯電状態を、理論モデルと数値シミュレーションにより推定して両者の対応を確認するとともに、電界による静電的剥離力を算定して磁氣的結合力との比較検討を行う。

最後に第7章では、本論文を総括し、さらに今後の課題について言及する。

第 2 章 電子写真における電磁粒子力学

2.1 研究の狙い

第 1 章で述べたとおり，電子写真プロセスに関わる理論は，例えば文献(1)～(6)などに体系的にまとめられている．しかし，これらはいずれもプロセスを電磁気学的な観点で捉えたものであり，力学的観点，特に電磁粒子のダイナミクスに関する議論は含まれていない．一方，粉体工学の領域では，一般の粒子に作用する力に関する理論がまとめられているが⁽⁸⁹⁾⁽⁹⁰⁾，電磁界との相互作用に関しては詳しく触れられていない．本章では，電子写真プロセスを対象とする電磁粒子力学理論の基礎を与えながら，次章以降で述べる研究における数値シミュレーション方法の共通の説明として，計算対象とする電磁粒子に関する運動方程式，本研究で採用した個別要素法による運動方程式の取り扱い方法，さらに，粒子に作用する力とその算定方法を提示する．特に個別要素法に関しては，二次元モデル，三次元モデルそれぞれについて，運動方程式の離散化と積分の過程を詳細に示す．最後に，作用力の粒径依存性を概算し，トナー粒子やキャリアの運動を支配する主要な力を明らかにする．

2.2 電磁粒子解析法

粉体の数値解析方法は，主に粒子群全体を連続体として扱う場合と粒子 1 個 1 個に着目して離散的に扱う場合とに大別される．連続体的手法では粒子群の特性を記述する適切な構成則を与える必要があり，これを決定することが課題のひとつになる．例えば，1.2.4 項で述べたように，現像器内でのトナー，キャリアの攪拌・輸送工程に着目した研究においては^{(29)～(31)}，これら粒子群の挙動を流体問題として扱うため，粘性，拡散特性などを実験的に求めている．

離散的な手法では，粒子個々の運動を支配するルールを記述して，個々の粒子運動を追跡することで粒子群全体の挙動を明らかにする．アルゴリズムは単純であるが，計算負荷が大きくなる点が大きな課題となる．本研究で用いた個別要素法は離散的な手法であり，現象を簡単にモデル化できること，適切な物性値を与えれば定量的に信頼性の高い解析が可能であることから近年多用されてきている．

このような離散的な手法では，トナー粒子やキャリアに作用する力を評価して運動を追跡する．粒子の運動は次の運動方程式で表される．

$$\begin{aligned} m\ddot{u}_i + c\dot{u}_i + ku_i &= f_i \\ I\ddot{\theta}_i + cr^2\dot{\theta}_i + kr^2\theta_i &= M_i \end{aligned} \quad (i=1, \dots, N; \quad N: \text{粒子数}) \quad (1)$$

ただし， u_i は並進変位ベクトル， θ_i は回転変位ベクトルで， m, c, k, r, I はそれぞれ粒子質量，粘性係数，ばね定数，半径，慣性モーメントである．また， f_i は作用する外力ベクトル， M_i はモーメントである．

式(1)の運動方程式を適当な数値解法によって解くことで粒子群の挙動を決定することが

できる。右辺の外力として、電磁気力（磁気力、静電気力）や粒子の接触に伴う相互作用力、機械的な力（空気抵抗、重力、遠心力、van der Waals 力）などを考慮し、現実には精度よく評価することで、電子写真プロセスにおける電磁粒体挙動の解析が可能である。ここで、より厳密には粒子間の電磁氣的・力学的相互作用を考慮する必要があるが、現実的に解を求める観点から、解析対象に応じて適切な近似を行うことになる。

なお、離散的手法のうち最も単純かつ本質的な手法は、セルラ・オートマトンであろう⁽⁹¹⁾。セルラ・オートマトンでは、式(1)の運動方程式の代わりに、解析対象である要素間の簡単な衝突側をもとにして要素全体の挙動を求めていくものであり、粉粒体解析への応用も試みられている⁽⁹²⁾。この場合定量的精度は犠牲になるが、運動方程式を扱う場合に比較して計算負荷ははるかに軽減される。そのほか、離散的手法における計算負荷低減を図るための手法として、DSMC(Direct Simulation Monte Carlo)が中濃度の固気混相流などに対して利用されている⁽⁹³⁾。この手法では、実際の粒子群をより少数の標本粒子群で置き換え、粒子間の衝突を理論的に得られる標本粒子間の衝突確率に基づいて扱う。同じように、粒子クラスタを要素に置き換え、粒子群の挙動を要素間の相互作用として扱った方法に SPH(Smoothed Particle Hydrodynamics)がある⁽⁹⁴⁾⁽⁹⁵⁾。SPH は、もともと流体力学の分野で考案されたものであるが、同じく、流体解析の手法を粉体解析に応用した例として PIC(Particle-In-Cell)法⁽⁹⁶⁾などもある。

2.3 個別要素法

2.3.1 個別要素法の概要

個別要素法は、1979年に P. A. Cundall が土砂などの粒状体を数値的に扱うために提案した数値解法である⁽¹³⁾(手法については1979年以前の報告においてすでに言及されている⁽¹⁴⁾⁻⁽¹⁶⁾)。Cundall は、不連続面で区切られた要素の集合体に対して、個々の要素運動が運動方程式を満足し、かつ要素間の力の伝達が作用反作用の法則に従うことを条件として数値解析する手法を提案した。この手法では、岩塊などの粒状体要素を剛体とみなし、要素が接触、衝突する際の弾性的、非弾性的特性を接触点に挿入した弾性ばねと粘性ダッシュポットで表現する。また複数の粒状体要素が接触した状態での個々の運動方程式を連立させて解く過程を現実的なものにするため、運動方程式を差分近似した上で未知変位を陽な形で含む逐次式に変換している。個々の要素の運動を追跡する考え方は、分子動力学法と全く同一のものであり、また個々の要素間で発生する素過程の集合から全体の挙動が決定する原理はセルラ・オートマトン⁽⁹¹⁾⁽⁹²⁾にも通ずるものである。

この手法は、粉体解析に適用され、従来の連続体力学的なアプローチでは汎用的モデルの構築が困難であった、破壊、流動化、偏析、対流、といった粉体特有の現象を良好に再現できることが示されている。また、要素特性を適切に与えれば、定量的に精度の高い結果が得られることが期待できる。

2.3.2 解析アルゴリズム

個別要素法では、粒子集合体の各粒子に対して式(1)のような運動方程式を構成し、これ

を次式のように時間 t に関して離散化し，陽的に解いていくことで，加速度，速度，変位を順次求める⁽⁹⁴⁾⁽⁹⁷⁾．

$$\begin{aligned} m[\ddot{\mathbf{u}}]_t &= \mathbf{f}_t - c[\dot{\mathbf{u}}]_{t-\Delta t} - k[\mathbf{u}]_{t-\Delta t} \\ I[\ddot{\boldsymbol{\theta}}]_t &= \mathbf{M}_t - cR^2[\dot{\boldsymbol{\theta}}]_{t-\Delta t} - kR^2[\boldsymbol{\theta}]_{t-\Delta t} \end{aligned} \quad (2)$$

ここで，添え字は時刻ステップを表す．式(2)は時刻 t における加速度を，時刻 $t - \Delta t$ (Δt は時間増分) において接触点で作用する粘性力，弾性力の陽関数として近似したものである．時刻 $t - \Delta t$ における状態から時刻 t における加速度を式(2)によって求め，求めた加速度を数値積分すれば，時刻 t における速度，変位が得られる．この操作を全粒子に対して行う過程を所定の時刻ステップ数だけ反復すれば，個々の粒子挙動，さらに粒子集合体全体の挙動を求めることができる．

Cundall の提案した方法では，接触に伴う物体間の法線方向，接線方向それぞれの機械的相互作用力 f_n, f_s を考え，接触点にはねとダッシュポットの並列接続モデルを仮定して評価する(図 2-1 参照)．また，本研究では電磁界中の粒子挙動を対象とするため，外力として機械的相互作用力や重力のほかに，電界中で発生する静電気力や磁界中で発生する磁気力など，粒子の挙動に影響を与える諸要因を考慮する．さらに，トナー粒子のような微小粉体に対しては，van der Waals 力などの付着力がその挙動に大きく影響することが知られており，解析対象によってこのような付着力も導入する．

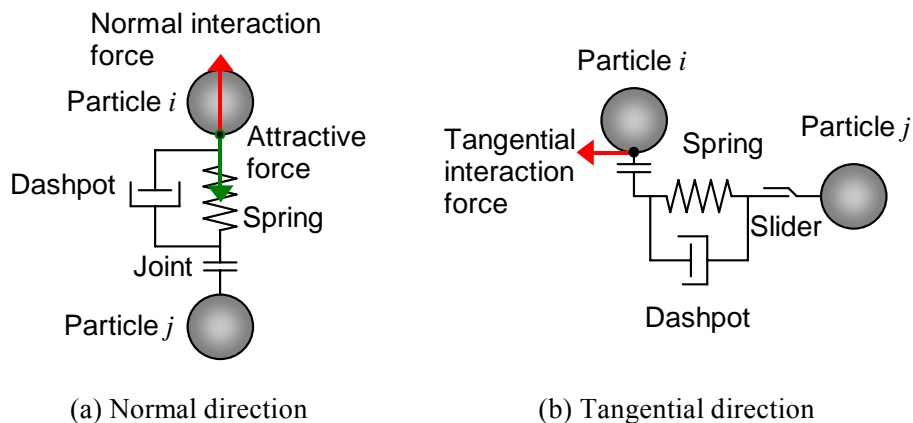


Fig. 2-1 Mechanical interaction force model of Distinct Element Method.

二次元解析では，個々の粒子を円柱もしくは二次元平面内に運動が拘束された球とみなし，式(1)，(2)に対して並進2成分，回転1成分の3自由度を扱う．三次元モデルでは，個々の球に対して並進，回転それぞれ3成分の6自由度を考える⁽⁹⁸⁾．個別要素法による解析過程は概略以下のとおりである．アルゴリズムの詳細は，次項以降に述べる．

(1) 接触の判定と局所変位

粒子間距離と粒子直径の比較から粒子間の接触を判定する．

接触 2 粒子について，中心を結ぶ線を軸とする局所座標を定義し，全体座標系における変位を局所座標系における変位に変換する．

(2) 局所相互作用力

(1) で求めた局所変位をもとに，接触に伴う局所座標系における相互作用力を評価する．

弾性力はばね定数と変位の積 粘性力は変位と時間増分の比として求められる変位速度と粘性係数の積で求められる．

この段階ですべり摩擦，転がり摩擦を加味し，作用力を修正する．

(3) 運動方程式の差分近似解

(2) で求めた局所座標系における相互作用力を全体座標系に変換する．

重力，電磁力など相互作用力以外に考慮する外力を加味して式 (2) の右辺を評価する．

運動方程式を解いて加速度を求め，これを積分して速度，変位を得る．

2.3.3 二次元解析アルゴリズム

a. 接触判定と接触相対変位 粒子断面を真円と仮定し(二次元の計算では断面を円で考えるが物理的には円柱である．また物性値の定義により，運動が二次元平面に拘束された球と捉えることもできる)，粒子 i に対する時刻 $t - \Delta t$ から時刻 t の時間増分 Δt 間の変位増分 Δu_i ， Δv_i ， $\Delta \theta_i$ を図 2-2 のように表す．

一方，図 2-3 のように粒子 i が粒子 j に接近するとき，接触開始の条件は以下で表される．

$$r_i + r_j \geq R_{ij} \tag{3}$$

$$R_{ij} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}$$

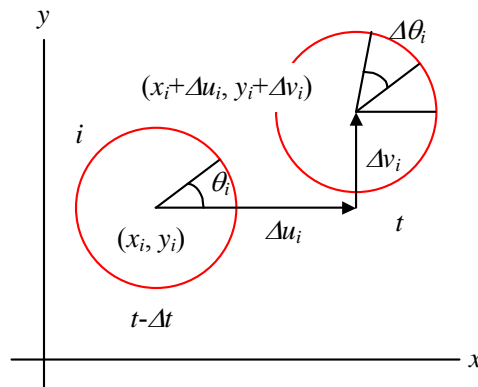


Fig. 2-2 Displacement of particle i in two-dimensional Cartesian coordinate.

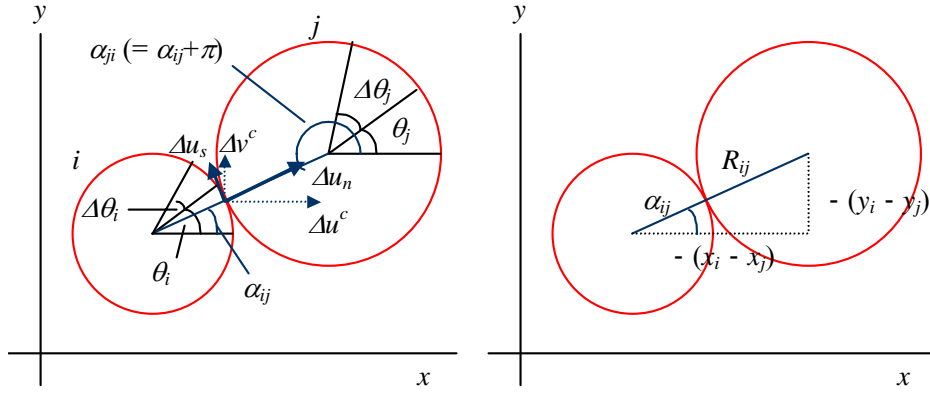


Fig. 2-3 Geometry of contact between particle i and particle j in two-dimensional Cartesian coordinate.

接触点の指標として、共通法線の x 軸となす角（反時計方向を正）を α_{ij} とすると以下が成立する。

$$\begin{aligned}\sin \alpha_{ij} &= -\frac{y_i - y_j}{R_{ij}} \\ \cos \alpha_{ij} &= -\frac{x_i - x_j}{R_{ij}}\end{aligned}\tag{4}$$

粒子 i, j の Δt 間の法線方向，接線方向相対変位増分， Δu_n （接近方向を正）， Δu_s （反時計方向を正）は以下で与えられる。これは，全体座標で記述した変位を，接触点における局所座標へ変換することに相当する。

$$\begin{aligned}\Delta u_n &= (\Delta u_i - \Delta u_j) \cos \alpha_{ij} + (\Delta v_i - \Delta v_j) \sin \alpha_{ij} \\ \Delta u_s &= -(\Delta u_i - \Delta u_j) \sin \alpha_{ij} + (\Delta v_i - \Delta v_j) \cos \alpha_{ij} + (r_i \Delta \theta_i + r_j \Delta \theta_j)\end{aligned}\tag{5}$$

b. 機械的相互作用力 接触時の機械的相互作用力は，前述したとおり図 2-4 に示すようなばねとダッシュポットの並列接続モデル（Voigt model，フオークトモデル）を仮定し，法線方向の圧縮力と接線方向のせん断力に分けて算定する。

i. 法線方向 図 2-4 左図のように，時間増分 Δt の間の 2 粒子間相対変位増分 Δu_n に比例するばねの弾性相互作用力増分 Δe_n と，相対変位速度 $\Delta u_n / \Delta t$ に比例するダッシュポットの粘性相互作用力増分 Δd_n を考える。比例定数をそれぞれ k_n, c_n とすると，

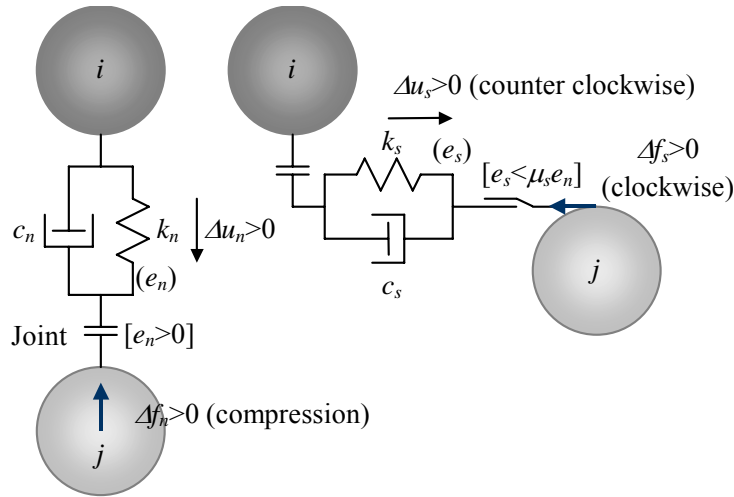


Fig. 2-4 Interaction model between particles of Distinct Element Method.

$$\begin{aligned} \Delta e_n &= k_n \Delta u_n \\ \Delta d_n &= \frac{c_n \Delta u_n}{\Delta t} \end{aligned} \quad (6)$$

である。ただし、法線方向は圧縮力を正とする。時刻 t における法線方向の弾性相互作用力 $[e_n]_t$ と、粘性相互作用力 $[d_n]_t$ は以下ようになる。

$$\begin{aligned} [e_n]_t &= [e_n]_{t-\Delta t} + \Delta e_n \\ [d_n]_t &= \Delta d_n \end{aligned} \quad (7)$$

ただし、図 2-4 中ジョイントで示したように引っ張りによる相互作用力を認めないため、以下の条件を付加する。

$$\text{if } [e_n]_t < 0 \text{ then } [e_n]_t = [d_n]_t = 0 \quad (8)$$

以上の結果を用いて、時刻 t における法線方向相互作用力 $[f_n]_t$ を次式で求める。

$$[f_n]_t = [e_n]_t + [d_n]_t \quad (9)$$

ii. 接線方向 図 2-4 右図のように、接線方向に対しても相対変位増分 Δu_s に対応する弾性相互作用力増分 Δe_s と、粘性相互作用力増分 Δd_s を考える。比例定数をそれぞれ k_s, c_s として、

$$\begin{aligned} \Delta e_s &= k_s \Delta u_s \\ \Delta d_s &= \frac{c_s \Delta u_s}{\Delta t} \end{aligned} \quad (10)$$

である．さらに，時刻 t における接線方向弾性相互作用力 $[e_s]_t$ と粘性相互作用力 $[d_s]_t$ は，

$$\begin{aligned} [e_n]_t &= [e_n]_{t-\Delta t} + \Delta e_n \\ [d_n]_t &= \Delta d_n \end{aligned} \quad (11)$$

となる．条件として以下が付加される．

$$\text{if } [e_s]_t < 0 \text{ then } [e_s]_t = [d_s]_t = 0 \quad (12)$$

接線方向に対しては，摩擦の影響を考慮し以下の条件を追加する．

$$\text{if } |[e_s]_t| > \mu_s [e_n]_t \text{ then } [e_s]_t = \mu_s [e_n]_t \text{SIGN}([e_s]_t), [d_s]_t = 0 \quad (13)$$

ここで， μ_s はすべり摩擦係数であり， $\text{SIGN}(z)$ は z の符号を表す．式 (13) は，接線方向の弾性相互作用力がすべり限界 $\mu_s [e_n]_t$ を超えた場合，すべりが発生して一定の摩擦力となる状態を表している．

以上から，時刻 t における接線方向相互作用力 $[f_s]_t$ は以下で求められる．

$$[f_s]_t = [e_s]_t + [d_s]_t \quad (14)$$

c. 運動方程式の差分近似解 式 (9)，(14) から接触に伴う法線方向，接線方向の相互作用力をそれぞれ求めた上で，粒子 i に対して， x, y 方向の分力 f_{xi}, f_{yi} と中心回りのモーメント M_i (反時計方向を正) を次式で求める．

$$\begin{aligned} [f_{xi}]_t &= \sum_j \{ -[f_n]_t \cos \alpha_{ij} + [f_s]_t \sin \alpha_{ij} \} + f_{ix} \\ [f_{yi}]_t &= \sum_j \{ -[f_n]_t \sin \alpha_{ij} - [f_s]_t \cos \alpha_{ij} \} + f_{iy} \\ [M_i]_t &= -r_i \sum_j \{ [f_s]_t \} \end{aligned} \quad (15)$$

ここで， \sum_j は粒子 i に接触するすべての粒子 j に関する総和を意味する．また， f_{ix}, f_{iy} は粒子に作用する重力などの物体力である．

個別要素法では，粒子断面を真円，解析領域の境界を平面として扱うため，境界などに接触した状態で境界面と平行な方向に力を受けると容易に回転運動を発生する．そこで，本研究では以下のような転がり摩擦抵抗力を導入した．

$$\text{if } [f_s]_t > \mu_r [e_n]_t \text{ then } [M_i]_t = -r_i \sum_j \{ [f_s]_t - \mu_r [e_n]_t \} \quad (16)$$

ただし, μ_r は転がり摩擦係数である.

式(2)の運動方程式の右辺を式(15)の各式で置き換えると, 時刻 t における加速度が以下のように求められる.

$$\begin{aligned} [\ddot{u}_i]_t &= \frac{[X_i]_t}{m_i} \\ [\ddot{v}_i]_t &= \frac{[Y_i]_t}{m_i} \\ [\ddot{\theta}_i]_t &= \frac{[M_i]_t}{I_i} \end{aligned} \quad (17)$$

時刻 t における変位速度は, 加速度を時間増分 Δt に関して積分して,

$$\begin{aligned} [\dot{u}_i]_t &= [\dot{u}_i]_{t-\Delta t} + [\ddot{u}_i]_t \Delta t \\ [\dot{v}_i]_t &= [\dot{v}_i]_{t-\Delta t} + [\ddot{v}_i]_t \Delta t \\ [\dot{\theta}_i]_t &= [\dot{\theta}_i]_{t-\Delta t} + [\ddot{\theta}_i]_t \Delta t \end{aligned} \quad (18)$$

である. さらに積分すれば変位増分として以下が得られる.

$$\begin{aligned} [\Delta u_i]_t &= [\dot{u}_i]_t \Delta t \\ [\Delta v_i]_t &= [\dot{v}_i]_t \Delta t \\ [\Delta \theta_i]_t &= [\dot{\theta}_i]_t \Delta t \end{aligned} \quad (19)$$

なお, 上式に代えて以下の式を利用する場合もあり, 解の安定性が増すことが指摘されている.

$$\begin{aligned} [\Delta u_i]_t &= \frac{[\Delta u_i]_{t-\Delta t} + [\dot{u}_i]_t \Delta t}{2} \\ [\Delta v_i]_t &= \frac{[\Delta v_i]_{t-\Delta t} + [\dot{v}_i]_t \Delta t}{2} \\ [\Delta \theta_i]_t &= \frac{[\Delta \theta_i]_{t-\Delta t} + [\dot{\theta}_i]_t \Delta t}{2} \end{aligned} \quad (20)$$

以上で得られた変位増分を時刻 t から時刻 $t+\Delta t$ における変位増分と仮定し, 式(3)以降の計算を繰り返すことで, 時間増分 Δt ごとの変位増分が逐次計算できる. なお, 以上の解析過程は時刻ステップごとの変位増分をもとに運動を求める増分形式のものであるが, 時刻 t における各粒子座標から求められる接触粒子間の相対変形量をもとに, 直接現時刻の接触力を決定する場合もある.

2.3.4 三次元解析アルゴリズム

三次元解析では、前述のとおり運動自由度が並進3成分、回転3成分の計6成分に増加する。このため、全体座標で記述した粒子座標値から接触点における局所座標への変換方法を変更する必要がある⁽⁹⁸⁾。

局所座標 XYZ は、図 2-5 に示すように全体座標 xyz に一致させた座標系を、まず z 軸の回りに α_1 回転し、さらに回転変換後の Y 軸の回りに $-\alpha_2$ だけ回転することで決定する。ただし、図 2-5 で i, j は粒子中心点を意味し、点 C は接触点である。

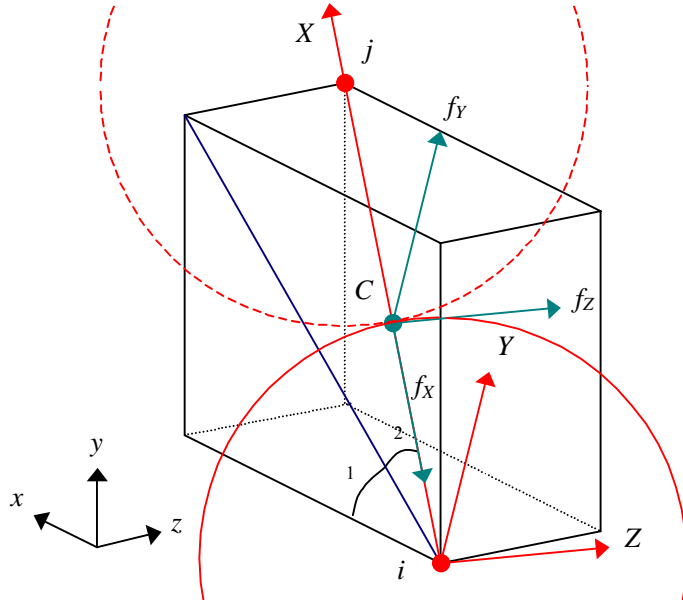


Fig. 2-5 Coordinates at the contact point between particles in three-dimensional Cartesian coordinate.

式 (4) に対応して、 α_1, α_2 を用いれば次式が成立する。

$$\cos \alpha_1 = \frac{x_j - x_i}{\sqrt{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2}} \quad (21)$$

$$\sin \alpha_1 = \frac{y_j - y_i}{\sqrt{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2}}$$

$$\cos \alpha_2 = \frac{\sqrt{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2}}{\sqrt{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2 + (z_j - z_i)^2}} \quad (22)$$

$$\sin \alpha_2 = \frac{z_j - z_i}{\sqrt{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2 + (z_j - z_i)^2}}$$

式 (5) に対応する変換は、局所座標系 XYZ における i, j 間の相対変位増分を $\Delta u_{xij}, \Delta u_{yij}, \Delta u_{zij}$ 、全体座標系 xyz における粒子 i の変位増分を $\Delta u_i, \Delta v_i, \Delta w_i, \Delta \theta_{xi}, \Delta \theta_{yi}, \Delta \theta_{zi}$ として次式

で表される .

$$\begin{Bmatrix} \Delta u_{xij} \\ \Delta v_{yij} \\ \Delta w_{zij} \end{Bmatrix} = [A] \begin{Bmatrix} \Delta u_i - \Delta u_j \\ \Delta v_i - \Delta v_j \\ \Delta w_i - \Delta w_j \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ \Delta \theta_{zi} & \Delta \theta_{zj} \\ -\Delta \theta_{yi} & -\Delta \theta_{yj} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} r_i \\ r_j \end{Bmatrix} \quad (23)$$

ただし ,

$$\begin{Bmatrix} \Delta \theta_{xi} \\ \Delta \theta_{yi} \\ \Delta \theta_{zi} \end{Bmatrix} = [A] \begin{Bmatrix} \Delta \theta_{xi} \\ \Delta \theta_{yi} \\ \Delta \theta_{zi} \end{Bmatrix} \quad (24)$$

$$[A] = \begin{bmatrix} \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 & \sin \alpha_1 \cos \alpha_2 & \sin \alpha_2 \\ -\sin \alpha_1 & \cos \alpha_1 & 0 \\ -\cos \alpha_1 \sin \alpha_2 & -\sin \alpha_1 \sin \alpha_2 & \cos \alpha_2 \end{bmatrix} \quad (25)$$

である .

式 (23) で表される相対変位増分を用いて相互作用力を求める過程は二次元解析の場合と全く同様である . ただし , 接線方向は Y 軸方向 , Z 軸方向それぞれについて求めることになる . またこの際の相互作用力は , X 軸の負方向を正 , Y 軸 , Z 軸の正方向を正とし , 式 (10) に相当する計算では符号を反転させる . さらに , すべりの判定は , Y 軸 , Z 軸方向の弾性相互作用力を用いた以下の条件によって行う .

$$\begin{aligned} & \text{if } \sqrt{[e_y]_t^2 + [e_z]_t^2} > \mu [e_x]_t \text{ then} \\ & [e_y]_t = \mu [e_x]_t \frac{[e_y]_t}{\sqrt{[e_y]_t^2 + [e_z]_t^2}}, \quad [d_y]_t = 0 \\ & [e_z]_t = \mu [e_x]_t \frac{[e_z]_t}{\sqrt{[e_y]_t^2 + [e_z]_t^2}}, \quad [d_z]_t = 0 \end{aligned} \quad (26)$$

すべての接触点に関する相互作用力が求めれば , 式 (15) と同様に局所座標系で記述された相互作用力を全体座標系に変換する . 変換式は式 (25) の変換マトリックス $[A]$ を用いて次のように表される .

$$\begin{cases} f_{Xi} \\ f_{yi} \\ f_{zi} \end{cases} = \sum_i [A]^{-1} \begin{cases} -f_X \\ f_Y \\ f_Z \end{cases} \quad (27)$$

$$\begin{cases} M_{Xi} \\ M_{yi} \\ M_{zi} \end{cases} = \sum_i [A]^{-1} \begin{cases} 0 \\ -r_i f_Z \\ r_i f_Y \end{cases}$$

2.3.5 接触部の力学特性

上述のアルゴリズムで、法線方向、接線方向のばね定数、粘性係数は以下のように決定する。まず、法線方向のばね定数は、円筒もしくは球に対する Hertz 接触式を用い、ある荷重下での荷重と変形量の比をばね定数とする。さらに、接線方向については Mindlin の式を用いて算定することが可能であるが、より簡略には、縦弾性係数と横弾性係数比に相当する定数 s を法線方向のばね定数に乗じて算定することが行われている⁽⁹⁷⁾。

一方、粘性係数は、計算の安定性を考えて決定することが多い⁽¹³⁾⁽⁹⁷⁾。すなわち、運動方程式(1)は振動方程式であり、粒子の振動を減衰させる観点から、臨界減衰条件を考慮して次式により法線方向粘性係数 c_n 、接線方向粘性係数 c_s を求める。

$$\begin{aligned} c_n &= \sqrt{2mk_n} \\ c_s &= c_n \sqrt{s} \end{aligned} \quad (28)$$

Hertz 接触式は非線形であり、粒子層の圧縮など、荷重-変位関係を線形に近似することが不適当と考えられる場合は、粒子に作用している圧縮力に応じてばね定数を修正することがより厳密である。具体的な材料の特性とその数値モデルについては、第3章において議論する。

2.4 電磁粒体に作用する力

本節では、式(1)右辺の外力として、電磁粒体に作用する主たる力を説明する。電子写真プロセスに個別要素法などを適用して粒子挙動を追跡する場合、電磁気力が作用し、また粒子間の電磁氣的相互作用が発生することが最大の特徴となる。

2.4.1 静電気力

電界 E_o 中で、電荷量 q の粒子に作用する静電気力 f_e は次式で求められる。

$$f_e = qE_o \quad (29)$$

各時刻における電界 E_o は、式(30)のように電位 ϕ の勾配で表され、電位 ϕ は Gauss の法則から導かれる式(31)の Poisson 方程式を満足するものである。

$$E_o = -\nabla\phi \quad (30)$$

$$\nabla \cdot (\varepsilon \nabla \phi) = -\rho \quad (31)$$

ここで ε は誘電率, ρ は空間電荷密度である. 導電特性を考慮する場合には, さらに電荷保存則から導かれる式 (32) を考える.

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \phi) = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (32)$$

ただし σ は導電率である. 式 (30) と (31) の双方を満足するよう電位 ϕ を決定していくことにより, 系の誘電特性, 導電特性に依存した電界を求めることができる. 式 (30), (31) は有限要素法, 有限差分法などの数値解析により解くことができる. 第3章で述べる電界計算においては, 式 (31) のみを対象として, 双一次四辺形要素⁽⁹⁹⁾⁽¹⁰⁰⁾を用いた有限要素法⁽¹⁰¹⁾⁽¹⁰²⁾を適用して電界値を得ている. なお, 空間電荷 ρ は, 帯電粒子位置の関数であり, 粒子運動に伴って変化するため, 粒子輸送計算と連成させた計算が必要になる.

トナー粒子としては絶縁性のものが広く用いられており, あらかじめキャリアとの摩擦帯電により電荷を付与されている. この場合長期的な電荷の減衰や外的要因による変動を考えなければ帯電量 q は一定であり, あらかじめ計測した数値を使用すればよい. 一方, 本研究で対象とする磁性粒子などキャリアの多くは(半)導電性のものである. 電界中にこのような導電性粒子が存在する場合には, 粒子内に電荷が誘起されてある電荷を有するようになる. このような誘起電荷も, 式 (31), (32) を解くことで求めることができる. 近似的には, 粒子周辺部の構成を平板対球コンデンサとみなすことにより, より簡略なモデルで電荷量を見積もることができる.

本研究では対象としていないが, 帯電粒子の速度ベクトルが磁束に直交する場合には, Lorentz 力も考慮する必要がある.

2.4.2 磁気力

磁界中で(軟)磁性粒子に作用する磁気相互作用力は, 以下に示すような手順で求めることができる⁽¹¹⁾⁽¹⁰³⁾. まず, 粒子中心に無限小の磁気双極子が存在するものと仮定し, この磁気双極子に作用する力が粒子に作用するものとする. 粒子 j のもつ磁気双極子モーメント p_j の受ける力 f_{mj} および回転モーメント M_{mj} は次式で表される.

$$\begin{aligned} f_{mj} &= (p_j \cdot \nabla) B_j \\ M_{mj} &= p_j \times B_j \end{aligned} \quad (33)$$

ここで, 粒子 j の位置における磁束密度 B_j は, 外部から与えた磁界と, 磁界中で粒子が磁化し

たことにより生成される磁界の和として，以下で表される．

$$\mathbf{B}_j = \mathbf{B}_j' + \sum_{\substack{k=1 \\ j \neq k}}^N \mathbf{B}_{kj} \quad (34)$$

ただし， N は粒子数である．式 (34) 右辺第 1 項は外部磁界であり，第 2 項の \mathbf{B}_{kj} は粒子 j の位置 (位置ベクトル \mathbf{r}_j) において，粒子 k (位置ベクトル \mathbf{r}_k) の磁気双極子により生成される磁束密度である (図 2-6 参照)． \mathbf{B}_{kj} は，磁界に関する Maxwell 方程式を解くことにより式 (35) で求められる⁽¹⁰³⁾．

$$\mathbf{B}_{kj} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{3\mathbf{p}_k \cdot \mathbf{r}_{kj}}{|\mathbf{r}_{kj}|^5} \mathbf{r}_{kj} - \frac{\mathbf{p}_k}{|\mathbf{r}_{kj}|^3} \right) \quad (35)$$

ここで， μ_0 は真空の透磁率， \mathbf{r}_{kj} は粒子 k から粒子 j に向かう位置ベクトルである．

一方，式 (34) で表される磁界中に置かれた磁性粒子球は磁化 \mathbf{P}_j を生じ，粒子内では次式のような磁束密度 \mathbf{B}_{in} および磁界 \mathbf{H}_{in} が形成される．

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_{in} &= \mathbf{B}_j + \frac{2}{3} \mu_0 \mathbf{P}_j \\ \mathbf{H}_{in} &= \frac{\mathbf{B}_j}{\mu_0} - \frac{1}{3} \mathbf{P}_j \end{aligned} \quad (36)$$

μ を粒子の比透磁率とすれば，

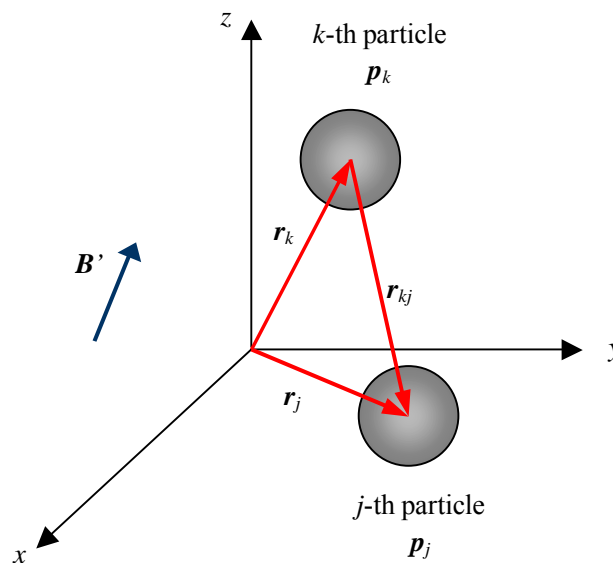


Fig. 2-6 Configuration of magnetic particles j and k in three-dimensional Cartesian coordinate.

$$\mathbf{B}_{in} = \mu_0 \mu \mathbf{H}_{in} \quad (37)$$

であるから，式(36)から以下の関係が得られる．

$$\mathbf{P}_j = \frac{3}{\mu_0} \frac{\mu - 1}{\mu + 2} \mathbf{B}_j \quad (38)$$

$$\mathbf{p}_j = \frac{4\pi}{\mu_0} \frac{\mu - 1}{\mu + 2} \frac{a^3}{8} \mathbf{B}_j \quad (39)$$

ただし， a は粒子の直径である．

以上の式(34)，(35)，(39)は，連成して連立一次方程式を構成する．これらを解いて，結果を式(33)に代入することで，磁気相互作用力が決定する．

2.4.3 そのほかの力

半径 r の粒子に加わる空気抵抗力 f_a は，Stokes の近似を用いて以下で表される⁽¹⁰⁴⁾．

$$\mathbf{f}_a = 6\pi\eta_a r \dot{\mathbf{u}} \quad (40)$$

ただし， η_a は空気の粘性係数， $\dot{\mathbf{u}}$ は粒子の空気に対する相対速度である．空気は静止流体とみなせる場合もあるが，対象によっては定常 Stokes 流などを仮定して流れ場を求めることが必要になる．

そのほか主要な力としては，式(41)の重力 f_g ，式(42)の遠心力 f_c などが考えられる．遠心力は，粒子が現象スリーブや感光体ドラム上にあるときに作用する．

$$\mathbf{f}_g = m\mathbf{g} \quad (41)$$

$$\mathbf{f}_c = mR\boldsymbol{\omega}^2 \quad (42)$$

ただし， g は重力加速度， R および ω はそれぞれ回転体の半径と角速度である．

後述するように，トナー粒子など粒径が $10 \mu\text{m}$ 程度以下の微小粒子に対しては van der Waals 力に代表される付着力が極めて重要になる．この付着力については第3章で詳細に説明するが，次節で述べる作用力概算の準備として van der Waals 力のみ算定式を示すと以下のとおりである．第3章においては，接触部において変形している場合の算定式を示すが，ここでは，変形がなく点接触している状態を考えている．

$$f_v = \frac{h}{8\pi z^2} \frac{r_i r_j}{r_i + r_j} \quad (43)$$

ここで、 h は Lifshitz-van der Waals 定数で、材料の表面エネルギーに類似する物性値である。 z はミクロにみた接触 2 物体間の表面間距離で、nm オーダの値をとる。 r_i, r_j は接触 2 物体の半径であり、 r_j を無限大とすれば平板に対する値が求められる。

なお、van der Waals 力のほかに、空気中の水分が接触界面に形成する微小な架橋の表面張力による液架橋力、接触時の帯電によって発生する鏡像力も付着力として扱われている⁽⁸⁹⁾⁽⁹⁰⁾。これらについても第 3 章でやや詳細に述べる。

2.4.4 作用力の数学的扱い

以上に述べた作用力のうち、まず静電気力は、粒子自身の持つ電荷が空間電荷として式(31)の右辺に含まれることから、粒子座標の関数となる。また磁気力も、粒子の位置ベクトルが式(35)中に含まれており、粒子の位置に依存する。空気抵抗力は、式(40)のとおり粒子速度の関数である。本研究におけるこれらの扱いはすべて機械的相互作用力と同様であり、各時刻ステップにおいて運動方程式を積分する段階では、前時刻ステップにおける粒子運動情報をもとに算定した定数として扱う。

2.5 作用力の概算

前節まで述べたように、粒子に作用する力を適切に考慮しながら運動を求めることで、電子写真プロセス中の電磁粒子挙動を再現し、粉体輸送性能に関する定量的な議論が可能となる。この際、効率的に計算を進めるためには、現象を支配する力が何であるかを特定し、計算対象に応じて作用力の種類を取捨選択することが有効と考えられる。電子写真プロセスでは、主にトナー粒子とキャリアという粒径の異なる二種類の粒子を利用することから、以下では作用力の粒径依存性を概算し、それぞれの粒子に対して支配的に作用する力がどのようなものであるかを検討する。

作用力算定は、単一の粒子が電磁界中に存在している状態を想定し、静電気力、磁気相互作用力、van der Waals 力、重力、液架橋力、空気抵抗力に対して行った。機械的相互作用力はそのような粒径の粒子に対しても無視できないことが自明であるため、検討対象から除外した。トナー粒子、キャリアは、それぞれ粒径や材質が異なり、物理特性だけでなく電磁的特性も大きく異なるが、作用力のオーダを比較するため、それぞれの標準的な特性を合わせ持つ仮想的な粒子を想定した。主な粒子特性と作用力算定条件は、表 2-1 にまとめたとおりである。

粒子の帯電量は、表面電荷密度が一定であるものとし、標準的に帯電した絶縁性トナー粒子のもつ表面電荷密度から算定した。磁気力は一方向に線形に減衰する磁場が発生している状態を想定し、粒子位置での磁束密度と磁束密度の勾配を与えて算出した。Van der Waals 力算定においては、粒子と同材質の平板に接触している状態を想定した。なお、表 2-1 に示した条件

は便宜的なものであり、実際の条件はこれらから大きく変化する場合があります。例えば、電界強度は現像プロセス中での最大電界強度は 1 MV/m のオーダーであるが、転写プロセスでは通常 1 桁程度大きくなる。また、粒子帯電量に関しては、絶縁性トナー粒子に対する摩擦帯電量と、導電性キャリアに対する注入帯電とはやや異なると考えられる。また液架橋力は、本来粒径に依存するが、厳密な算定は煩雑なためここでは定数としている。

Table 2-1 Particle properties and conditions for estimation of applied forces.

Force	Parameter	Value
-	Volume density of particle	3000 kg/m ³
Electrostatic force, f_e	Surface charge density	48.0 $\mu\text{C}/\text{m}^2$
	Electric field intensity, E_o	1.0 MV/m
Magnetic force, f_m	Magnetic permeability, μ	4.0
	Magnetic flux density, B'	99.3 mT
	Gradient of magnetic flux density, $\partial B/\partial x$	6.69 T/m
Van der Waals force, f_v	Lifshitz-van der Waals constant, h	0.25 aJ
	Separation, z	2 nm
Gravitational force, f_g	Gravity acceleration, g	9.80665 m/s ²
Liquid bridge force, f_l	Liquid bridge force, f_l	3 nN
Air drag, f_a	Viscous coefficient of air, η_a	18.2 μNs
	Relative velocity, \dot{u}	1 m/s

作用力算定結果を図 2-7 に示す。各直線の傾きは作用力に比例する粒径のべき乗数を表しており、磁気力、重力は、粒径の 3 乗、静電気力は粒径の 2 乗、van der Waals 力および空気抵抗力は粒径の 1 乗に比例する。このため、粒径により作用力の大小関係が変化する。総じて静電気力、磁気力が大きく、電磁力で粉体を制御することの有効性が示されている。

キャリアは粒径数 10 μm のオーダーであり、この領域では磁気力が最大となる。付着力である van der Waals 力は 1~2 桁小さく、重力、空気抵抗、液架橋力はさらに小さい。一方、トナー粒子は粒径数 μm ~ 10 数 μm 程度とキャリアより一桁小さく、この領域になると静電気力、van der Waals 力の影響が相対的に大きくなる。特に粒径が小さくなると、van der Waals 力が静電気力を上回るようになり、微粒子を電磁力で制御する場合、このような付着力が障害となりうることを示されている。高画質化の主要な手段として、トナー粒子径を微小化してい

くことが挙げられるが、この場合 van der Waals 力の管理，制御という極めて重要な課題が発生することがわかる。

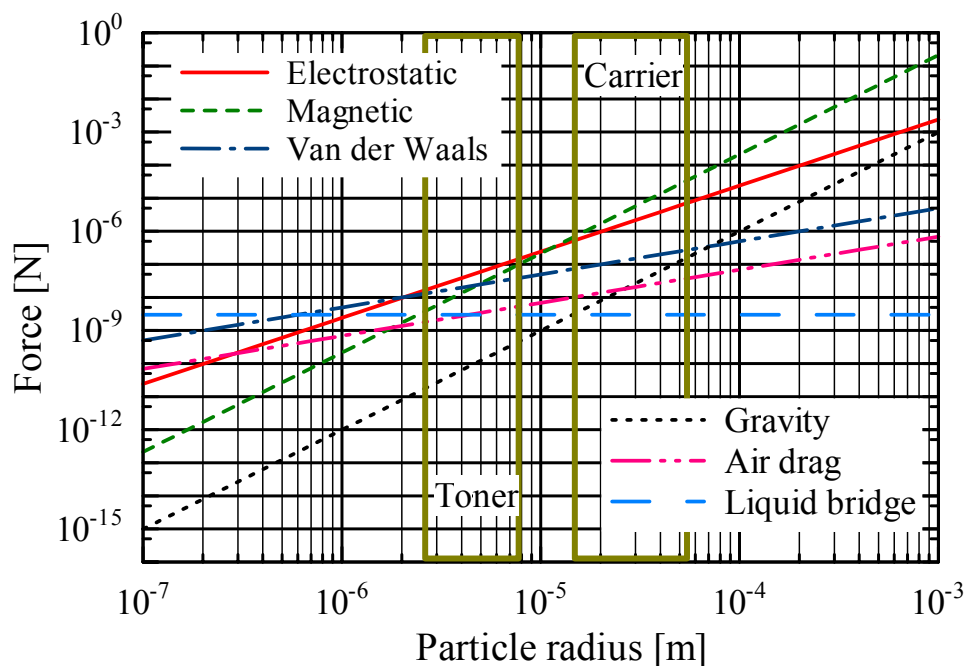


Fig. 2-7 Comparison of applied forces to particles.

2.6 まとめ

電子写真プロセスを対象とする電磁粒子力学理論の基礎を与えるため，電磁粒子に関する運動方程式と，二次元および三次元個別要素法による運動方程式の離散化と積分の過程を示し，その上で，電磁粒子挙動を個別要素法で再現する際の最大の特徴となる電磁相互作用を中心として，粒子に作用する力の種類とその理論的取り扱いをまとめた．さらに，作用力の粒径依存性を概算して粒子を電磁力で制御することの有効性を示し，粒径数 $10 \mu\text{m}$ のキャリアでは磁気力が支配的となる一方で，粒径が小さいトナー粒子では静電気力，van der Waals 力の影響が相対的に大きくなることを明らかにした．特に，粒径数 μm 以下の小粒径トナーでは van der Waals 力が静電気力を上回るようになり，微粒子を電磁力で制御する場合にはこのような付着力の管理，制御が極めて重要な課題となる．本章で述べた電磁粒子解析法は，次章以降で述べる研究における数値シミュレーション方法の基盤となっている．

第3章 電界中における帯電粒子挙動

3.1 研究の狙い

第1章で説明したとおり、電子写真の静電転写プロセスでは、感光体上に現像像として静電的に付着させた帯電トナー粒子を、バイアス電圧を印加した転写帯電器などにより形成した電界（以下、転写電界）の作用で転写体（以下本章では、用紙、透過フィルム、中間転写体などを総称して転写体とする）上に移動させる（図3-1参照）。この際、感光体上のトナー粒子を欠落なく転写体上の所定の位置に移動させることが必要となるが、条件によりさまざまな画像劣化が発生する。図3-2に、実際の転写画像で観測される代表的な画像劣化を示す。

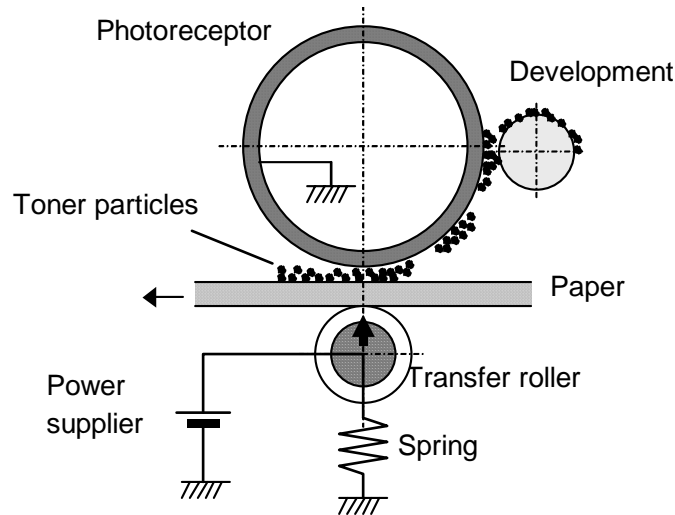


Fig. 3-1 Roller transfer process in electrophotography.

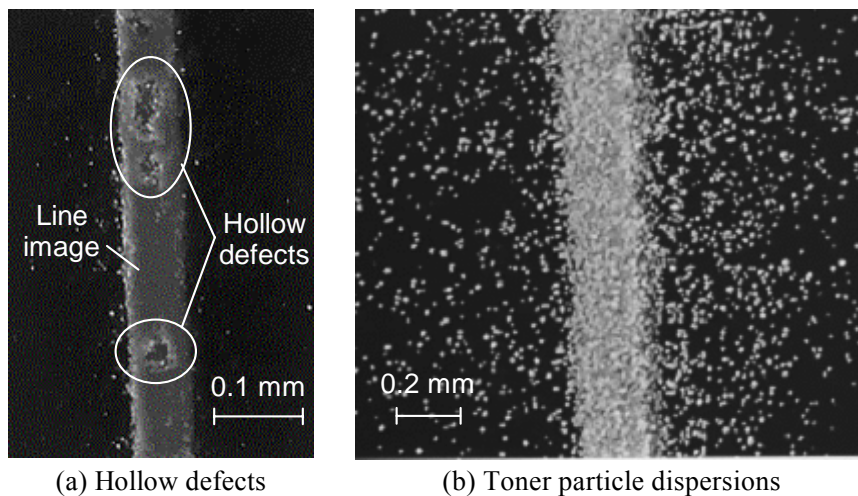


Fig. 3-2 Image defects in line image of electrophotography.

図 3-2 (a) は、線画像中央部に穴のように発生する画像欠落（中抜け現象）を示しており、転写中に転写ローラ、転写ベルトなどにより過度の圧力を受けた場合にしばしば発生する。この現象には作用する圧力のほかに、画像構造、トナー粒子特性、転写体表面性など、さまざまな要因が影響することがわかっているが、その発生メカニズムは明確でない。図 3-2 (b) はやはり線画像で観測される画像劣化で、トナー粒子が画像周辺に飛散し、画像鮮鋭度を低下させるものである。カラー画像形成では、シアン、マゼンタ、イエロー、黒の 4 色を用いた単色画像を重ね合わせてカラー画像を得るが、このような多重転写画像で顕著に観測される。これらの現象に対しても発生メカニズムや諸要因との因果関係は定量的に示されていない。

一方、転写プロセスについては、これまでさまざまな理論的検討がなされており、主に転写の駆動力となる転写電界強度と転写トナー量との関係が議論されている。しかし、これまでのところ既存の研究は、電界の算定から転写トナー量を議論するにとどまっており、粒子個々の運動に言及した研究は極めて少ない。

転写プロセスにおける電界は、最も簡略には厚さ方向の一次元層構造モデルで扱うことができ、現在までの研究のほとんどはこのようなモデルを基礎として電界強度の大小からトナー粒子画像の転写量を議論している。文献(63)では、感光体、トナー粒子画像、用紙、転写ローラなどをそれぞれ静電容量とした直列モデルにより転写電界を求めて、転写量と諸要因の関係を検討している。その後、これらの一部の要素を抵抗で置き換えるなど⁽⁶⁴⁾、解析対象に応じた構成要素を修正、変更しながら実験事実の考察を行う研究が多数報告されている⁽⁶⁵⁾⁻⁽⁷⁰⁾。また、それぞれの要素について容量成分と抵抗成分の双方を考えたモデルにしなが、感光体の回転移動に伴う空隙厚さの変化を考慮した、転写領域の準二次元的な解析もなされている⁽⁷¹⁾。そこでは、Paschen 則に基づく放電の発生も考慮されており、転写プロセス中の電気的要因がほとんど網羅されていることから、その応用例も多くなっている⁽⁷²⁾⁻⁽⁷⁴⁾。

このような一次元の層構造モデルを基礎としなが、より多様な要因を取り込んだ研究として、面内方向の電気伝導の影響を論じたものや⁽⁷⁵⁾、抵抗層内での電子および正孔の拡散を考慮したものなどがある⁽⁷⁶⁾⁽⁷⁷⁾。近年は、二次元空間で直接面内方向の電気伝導を考慮した解析や用紙の変形状態を含めた解析もなされている⁽⁷⁸⁾⁽⁷⁹⁾。

これらの理論的検討では主に転写の駆動力となる転写電界強度と転写トナー量との関係が議論されており、個々のトナー粒子の挙動を論じたものはほとんどない。このため、上述の中抜け現象やトナー粒子飛散のように転写プロセスで発生するいくつかの画像劣化については、いまだ理解が十分ではない。中抜け現象に言及した報告としては、二次元電界計算からトナー層中の電界強度分布を求めて中抜け現象との関連を指摘したものがある⁽⁸⁷⁾。しかし、この現象の最大の特徴である圧力依存性については言及されておらず、作用する圧力や材料の機械的特性と転写性の関連は示されていない。一方、トナー粒子のような微小粒子の挙動に対して付着力が大きく影響し、特に転写性に対して重要な働きをすることが指摘されているが⁽⁸⁸⁾、材料の付着特性と転写性の関係について定量的に検討した例も少ない。中抜け現象のような特徴的な現象を含め、転写プロセス性能を予測、評価するためには、材料の機械的特性、付着特性を把握した上で、個々のトナー粒子の挙動を明らかにすることが重要と思われる。

本研究では、転写プロセスにおけるトナー粒子の挙動を明らかにするため、二次元個別要素法⁽¹³⁾⁽⁹⁴⁾⁽⁹⁷⁾に基づく数値シミュレーションを試みた。特に中抜け現象とトナー粒子飛散現象の発生メカニズムを明らかにし改善策を検討するため、トナー粒子に作用する外力として、転写電界による静電気力、接触に伴う機械的相互作用力および物体間の付着力を考慮した解析アルゴリズムを構築し、材料の機械的特性、付着特性を明らかにした上で転写プロセスの数値シミュレーションを行った。まず、加圧下でのトナー層とトナー粒子の挙動を把握するためトナー層圧縮解析を行い、高圧縮されたトナー層内のトナー粒子の状態から中抜け現象の発生原因について考察した。その上で、実際の線画像の転写過程を想定した解析を行い、転写画像状態を確認した。また、これらの結果から有効な改善策を検討し、数値シミュレーションにより確認するとともにその結果の妥当性を実験的に検証した。最後に、粒子飛散現象に着目し、単色画像、多色画像を想定した数値シミュレーションを実施して、現象を数値的に再現し、メカニズムと諸要因効果を提示するとともに改善策について考察した。

3.2 シミュレーション方法

3.2.1 モデルの概要

本研究では、二次元個別要素法に基づく数値シミュレーションを行った。基本アルゴリズムは2.3 および2.4 節で述べたとおりである。ただし、静電転写プロセスを対象とし、図3-2に示したような特異な現象を再現するため、式(1)の運動方程式中の外力に関し、特に以下の点に留意した。

- (1) 加圧時のトナー層中のトナー粒子挙動を再現するため、接触に伴う機械的相互作用力を厳密に評価する。
- (2) 転写の駆動力となる転写電界 E_o による静電気力 f_e を考慮する。磁気力は全く関与しないため考慮しない。
- (3) 付着力として、van der Waals 力 f_v 、鏡像力 f_i 、液架橋力 f_{lq} を考慮し、粒子の変形に依存するモデルを適用する。
- (4) そのほかに、重力、静止空気に対する空気抵抗力を考慮する。

3.2.2 機械的相互作用力

機械的相互作用力については、Hertz 接触式⁽¹⁰⁵⁾およびトナー粒子の塑性変形性を考慮し、図3-3に示す A B D E のような関係を仮定した。図3-3は、粒子を対象物に圧接するときの法線方向相互作用力と変形量の関係を模式的に表したもので、実線 A-B-C は弾性時の挙動を、破線 B-D、D-E は塑性時の挙動を示す。弾性域(実線 A-B)では Hertz 接触を仮定し、式(44)を用いて法線方向相互作用力 f_n を評価する。

$$f_n = \frac{4}{3} \frac{1}{D} \sqrt{\delta^3 \frac{r_i r_j}{r_i + r_j}} \quad (44)$$

$$D = \frac{1 - \nu_i^2}{E_i} + \frac{1 - \nu_j^2}{E_j}$$

ここで、 $r_i, r_j, E_i, E_j, \nu_i, \nu_j$ はそれぞれ対象粒子 i, j の半径、ヤング率、ポアソン比で、 δ は変形量である。

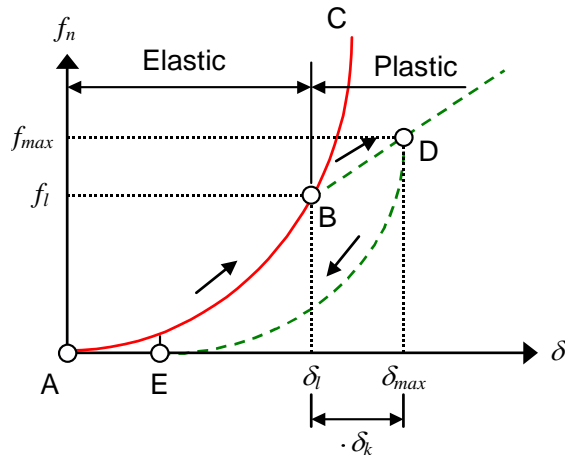


Fig. 3-3 Assumed relation between normal interaction force and deformation of toner material.

変形量 δ が弾性限界変形量 δ_l を超えた場合には塑性域に移行するものとし、後述するトナー粒子材料の機械特性評価結果をもとに、緑実線 B-D のような一定のばね定数を仮定して式(45)で f_n を評価する。

$$f_n = f_l + k_t (\delta - \delta_l) \quad (45)$$

$$f_n = \frac{4}{3} \frac{1}{D} \frac{f_m}{f_l} \sqrt{(\delta - \delta_k)^3 \frac{r_i r_j}{r_i + r_j}}$$

ここで f_l は塑性移行時の弾性相互作用力、 k_t は塑性域でのばね定数である。式(45)第2式は、塑性域に移行した後、除荷が発生した場合（図3-3 緑実線 D-E）に適用するもので、式(44)と同様の挙動を仮定し、塑性変形量 δ_k が保存されることを考慮している。ただし、 $\delta_k = \delta_{max} - \delta_l$ であり、 f_{max} は最大変形量 δ_{max} に達したときの式(45)第1式で得られる相互作用力である。なお、塑性域での線形ばね特性は、金属球の変形状態に対して適用した例がある⁽¹⁰⁶⁾。

接線方向相互作用力評価に際しては、式(44)、(45)で評価される f_n をもとに各時刻ステップでの相互作用力増加分と変形量増加分との比をとって見かけ上の法線方向ばね定数 k_n とし、これに一定値 s （ここでは縦弾性係数と横弾性係数比として0.25を仮定する⁽⁹⁷⁾）を乗じた値を接線方向のばね定数 k_s として用いる。摩擦力の算定、粘性係数の決定方法は、2.3節で述

べたとおりである。

3・2・3 転写電界による静電気力

a. **転写領域モデル** 転写電界 E_o による静電気力 f_e の算定方法は 2・4・1 項に述べたとおりであり、あらかじめ計測したトナー粒子電荷量を q として、 qE_o で評価する。電界値 E_o を求める際は、式(31)のみを対象として、双一次四辺形要素⁽⁹⁹⁾⁽¹⁰⁰⁾を用いた有限要素法⁽¹⁰¹⁾⁽¹⁰²⁾を適用している。

転写領域は、図 3-4 のように感光体、空隙、転写体に相当する均一な矩形誘電層を積層した多層誘電体モデルとして扱う。感光体表面と転写体裏面には所定の電位もしくは電荷を与え、また各トナー粒子の持つ電荷はそのトナー粒子が位置する要素に空間電荷として割り振る。この空間電荷の分布はトナー粒子の運動に伴って変化し、要素の誘電率もトナー粒子の占める面積に応じ変更する。このため、粒子運動を追跡する過程で、所定ステップごとに電界計算を行って逐次電界値を更新している。転写過程では、感光体曲率、転写体の走行経路に応じて空隙厚さが変化するため、空隙厚さと空隙部分の要素分割を逐次更新する処理も行っている。

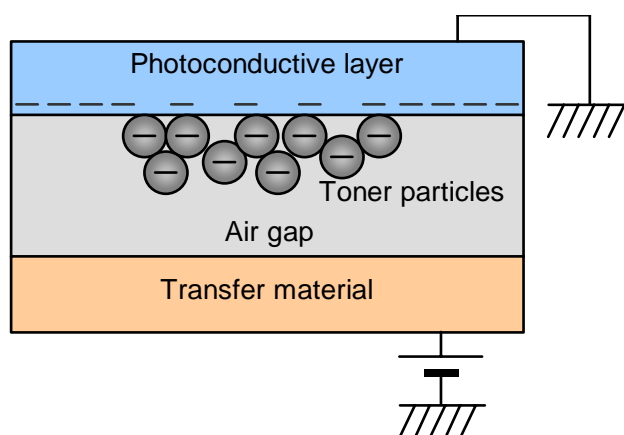


Fig. 3-4 Multi-layered model for transfer area in transfer process of electrophotography.

なお、電界が厳密に計算されていれば鏡像効果も含まれるはずであるが、計算量の点から境界近傍の要素を極度に細分できずこの効果が十分反映されない。そこで鏡像力については別途後述するモデルを用いて算定し、外力として加算するようにしている。

b. **トナー粒子物性マッピング** トナー粒子の電荷量、誘電率を有限要素に割り振る手順は以下のとおりである。粒子の持つ電荷を空間電荷として考慮し、適切な静電的相互作用を得るため要素サイズは粒子サイズに対して十分小さいことを前提としている。

図 3-5 に示すような矩形解析領域および矩形要素分割に対して、円で示した半径 r の球形粒子 P が存在している場合を考える。粒子中心 O_0 に対して、粒子の最下部、最上部、最右端、最左端の各位置を、 O_b, O_u, O_r, O_l とする。既知の半径 r および点 O_0 の座標から、点 O_b, O_u, O_r, O_l の座標を求める。つぎにこのようにして求めた点 O_b, O_u, O_r, O_l の各座標値から、そ

それぞれの点がどの要素に含まれるかを調べる．これらの点が特定の要素 M の内部あるかどうかは，図 3-6 のように該当する点 Q から要素を構成する各節点へのベクトルを考え，隣接する 2 ベクトルと要素の 1 辺で構成される 4 つの三角形の面積の総和が要素 M の面積より大きいかが判定する．図 3-6 (a) のように点 Q が要素内にある場合には三角形の面積の総和は要素 M の面積に一致し，(b) のように点 Q が要素外にある場合には，要素 M の面積よりも大きくなる．なお，三角形の面積はこれを構成する 2 ベクトルの外積で求めることができる．

全要素について，点 O_b, O_u, O_r, O_l が内部にあるか，外部あるかを調べることで，各点が属する要素を特定できる．この処理により，図 3-5 にグレー色で示した 4 つの要素が特定されることになる．さらに 4 つの要素の番号から，太点線で示した矩形領域 R を特定することができ，この領域を実効的に粒子が占有する領域とみなす．粒子の電荷量および誘電率をこの領域 R に割り振ることで，粒子特性を考慮した計算が可能となる．

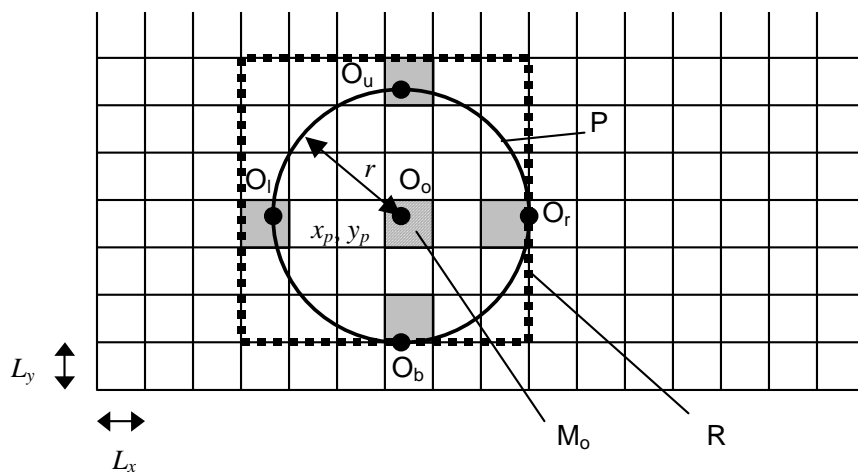


Fig. 3-5 Mapping of particle properties to elements for FEM calculation.

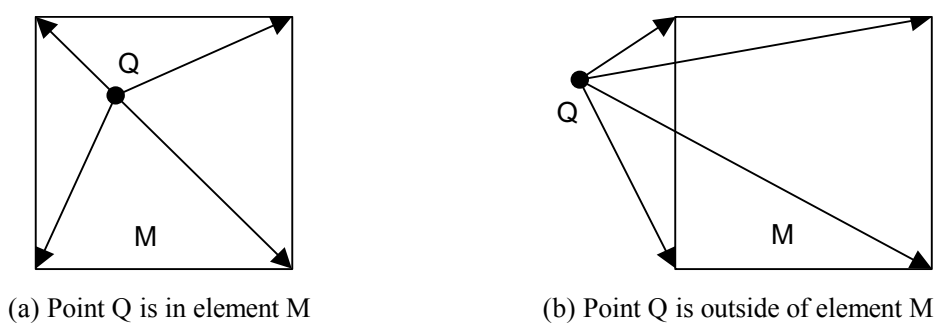


Fig. 3-6 Geometrical relation between point Q and element M .

なお，粒子の大きさを無視した場合には，粒子中心の点 O_o の座標 (x_p, y_p) が，その要素に含まれるかを調べる．その結果，粒子 P が図でハッチングで示した要素 M_o に含まれるものと判断され，粒子の電荷量をこの要素 M_o に割り振る．この場合，実際には粒子の面積である πr^2 の領域に電荷が分布しているにもかかわらず，要素 M_o の面積 $L_x L_y$ の領域にしか電荷が分布し

ないことになり、実情とかなり異なる結果が得られてしまうことになる。

c. **電界値の内挿** 計算で得られた各節点電界値から、粒子中心座標における電界値が求められる。まず上述した手順と同様にして粒子中心が位置する要素を特定できる。その要素を構成する各節点の電界値 E_i から、次式のように節点までの距離 l_i の 2 乗で重み付けして粒子位置における電界値 E_o を内挿して求める。

$$E_o = \frac{\sum_{i=1}^4 \frac{E_i}{l_i^2}}{\sum_{i=1}^4 \frac{1}{l_i^2}} \quad (46)$$

d. **要素分割** 要素分割例を図 3-7 に示す（左右対称のため半分のみ記載）。数字は各層または要素の大きさや位置を示しており、単位は mm である。

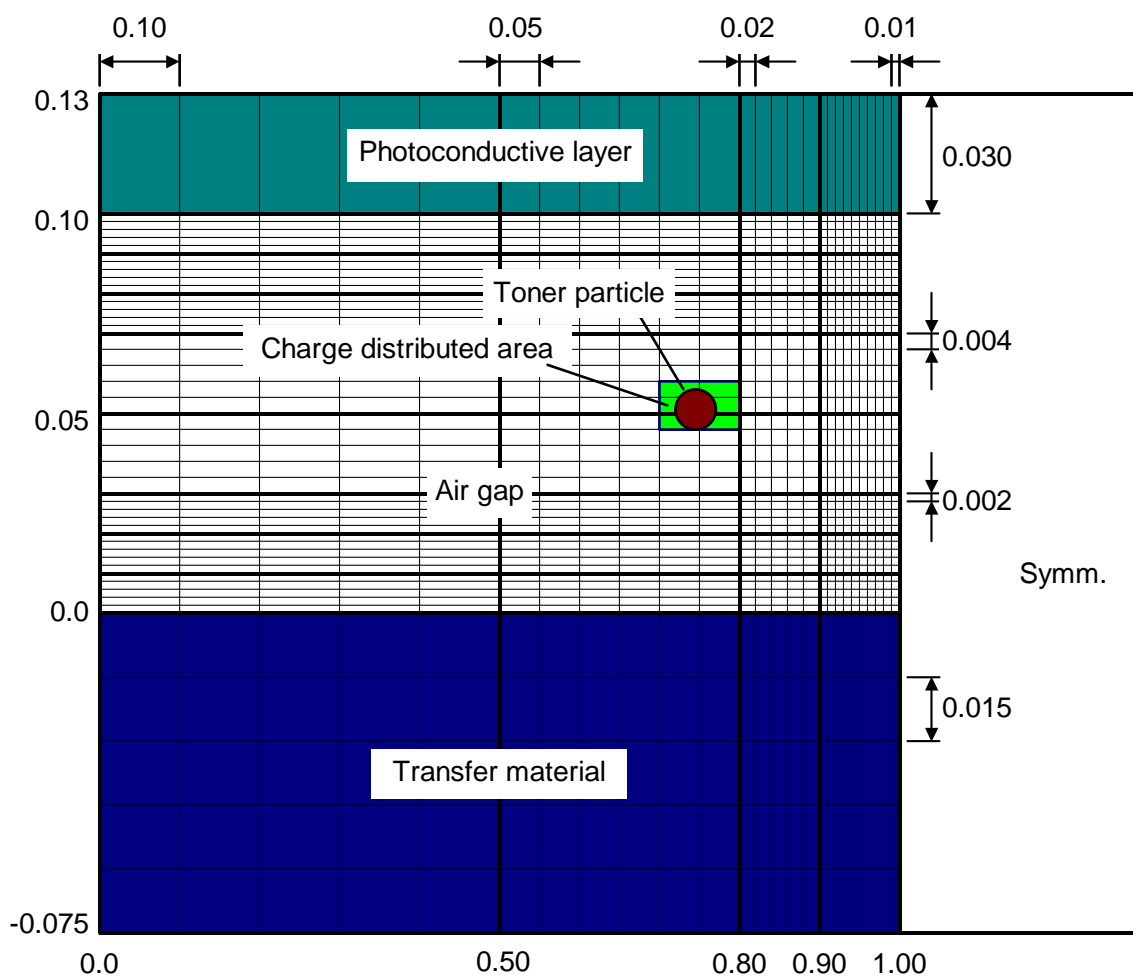


Fig. 3-7 Mesh subdivision of transfer area for electrostatic FEM calculation.

3.2.4 そのほかの作用力

そのほか粉体に作用する力⁽⁸⁹⁾⁽⁹⁰⁾として、本シミュレーションで用いた作用力モデルを表 3-1 に示す。さらに、重力は粒子質量 m と重力加速度 g の積で与えている。

表 3-1 で、van der Waals 力では、式中に粒子変形量 δ が考慮されている。すなわち、粒子に圧縮力が作用して変形が発生した場合の接触面積に増加による van der Waals 力の増加が考慮されている。弾性変形の場合には、圧接時の変形によって van der Waals 力が増加しても、圧接が解放された場合には変形による増加分は減衰する。しかし塑性変形が発生した場合には、塑性変形による増加分はそのまま残留することになる。また、鏡像力では定数 S が乗じてあるが、これは接触対象物の誘電特性や粒子表面の電荷分布の不均一性を表現するためのものである。液架橋力は、湿度一定の状態を想定し、定数として扱った。

Table 3-1 Models of applied forces to toner particles for DEM calculation.

Force	Models and parameters
Van der Waals force ⁽¹⁰⁷⁾	$\frac{h}{8\pi z^2} \frac{r_i r_j}{r_i + r_j} \left(1 + \frac{\delta}{z}\right)$ h : Lifshitz-van der Waals constant z : separation
Induced image force ⁽¹⁰⁸⁾	$\frac{S}{4\pi\epsilon_0} \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1} \left(\frac{q}{2r}\right)^2$ S : constant ϵ : dielectric constant of free space ϵ_0 : relative dielectric constant q : charge of toner particle
Liquid bridge force ⁽⁸⁹⁾	f_{lq} f_{lq} : constant
Air drag ⁽¹⁰⁴⁾	$6\pi\eta_a r v$ η_a : viscous coefficient of air v : relative velocity

3.3 材料特性

3.3.1 トナー粒子材料の機械特性

a. 評価方法 一部のプラスチック材料では、ひずみの増加に伴い応力-ひずみ曲線の勾配（以下、接線係数）が低下する⁽¹⁰⁹⁾。トナー粒子材料についても同様の挙動が予想され、その機械特性、特に塑性域に移行する限界点（以下、降伏点）や塑性域移行後のばね特性が中抜け現象の発生に深く関わると考えられる。そこで図 3-8 のような装置を用いてトナー粒子材料の機械特性の評価を行った。トナー粒子を溶融して試験片を作成し、この試験片に直径数 mm

程度の鋼球または鋼円柱を圧接したときの荷重と変位の関係を測定した。測定結果から、式(44)の関係を参照して各荷重値におけるヤング率に相当する量を求め、さらにその結果を用いてトナー粒子とほかの材料とが接触したときの挙動を算出した。また、最大圧接荷重を変えて測定を行い、圧接するときと離間して圧接を解放していくときの状況を比較し、塑性変形の発生状況を確認した。

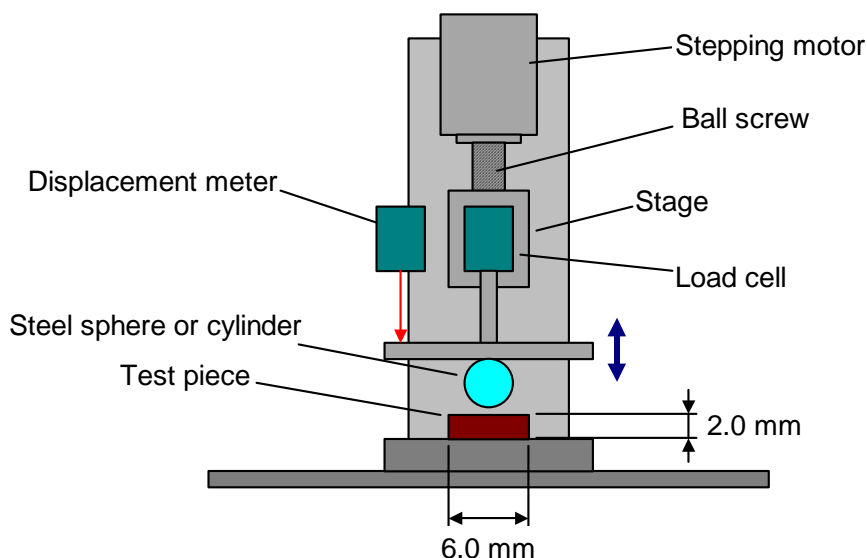
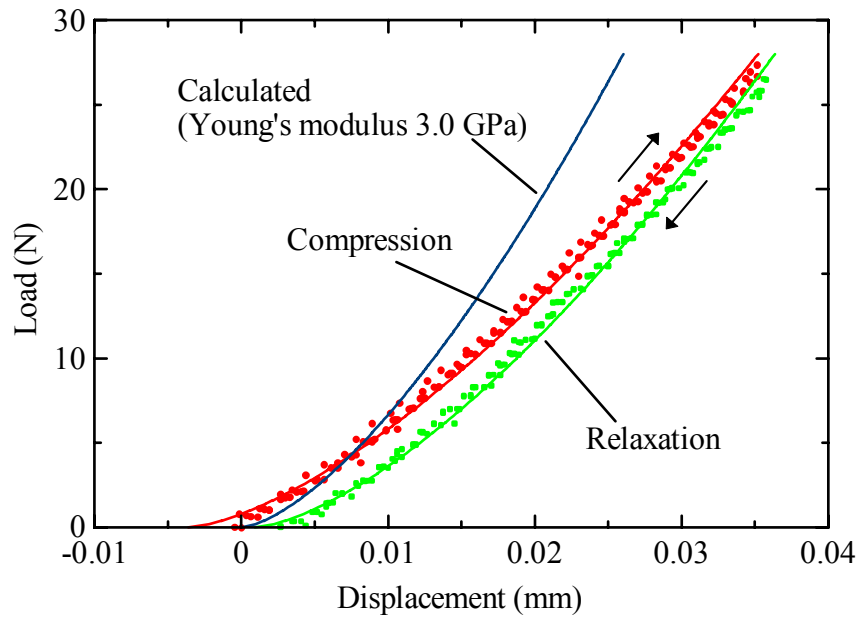


Fig. 3-8 Experimental setup for compression test of toner material.

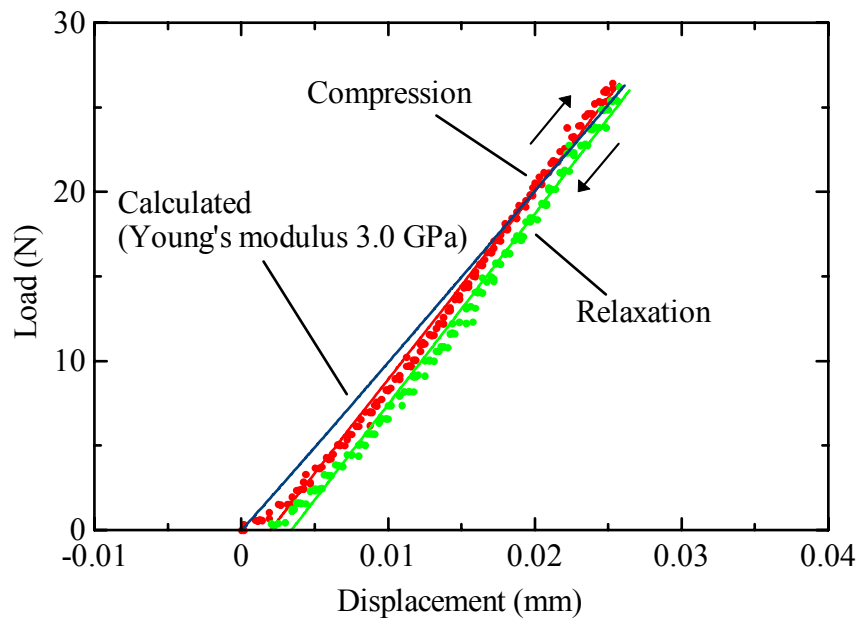
b. 荷重と変形量の関係 荷重と変形量の関係について、測定例を図 3-9 に示す。図 3-9 (a) は直径 4.75 mm の鋼球を圧接した場合の結果で、図 3-9 (b) は直径 1.5 mm の鋼円柱を圧接した場合の結果である。それぞれ圧接時の挙動を赤点で、圧接解放時の挙動を緑点で示し、Hertz 接触公式による回帰値を実線で示した。また比較のため、トナー粒子材料のヤング率を 3 GPa とした場合の Hertz 接触式による計算値を青実線で示した。なお、以降の計算では鉄鋼のヤング率は 200 GPa としている。

図 3-9 (a) , (b) と実測値は Hertz 接触公式にほぼ則っているが、部分的に回帰曲線との差異がみられる。また (a) では、曲線の勾配が計算値よりやや小さいのに対し (b) ではやや大きく、(a) の方が剛性率が小さくなっていることがわかる。これはトナー粒子材料に発生しているひずみの違いによるものと考えられる。さらに、球を圧接した場合には、円柱の場合に比べ接触面積が小さく同一荷重下でのひずみが大きい。このため接線係数が低下しているものと考えられる。

また、圧接時と圧接解放時の挙動が異なっており、圧接解放時には同一荷重での変形量がやや大きくなっている。この差異は主に塑性変形の発生によるものと考えられ、両者の x 軸切片の値を比較すれば塑性変形量を推定できるものと考えられる。



(a) Compressed by 4.75 mm steel sphere



(b) Compressed by 1.5 mm steel cylinder

Fig. 3-9 Measured load-displacement relationship of toner material.

c. **トナー粒子圧接時の挙動** 図 3-9 の結果から、トナー粒子材料は発生するひずみにより接線係数が変化することがわかった。そこで、図 3-9 のような荷重と変形量の関係から各荷重値における曲線の勾配を求め、Hertz 接触式による微係数と比較して応力-ひずみ関係における接線係数（Hertz 接触式におけるヤング率に相当する値）を算出した。

結果を図 3-10 に示す。横軸は接触部で発生している最大せん断応力を表し、Hertz 接触公式から求められる最大接触圧力の 30 % の値に相当する。縦軸は接線係数である。接線係数は応

力 20 MPa 程度まで増加した後ほぼ線形に減少し、応力 50 MPa 以降はほぼ一定値となっている。ここで低応力部での接線係数の増加はプラスチック材料の一般的な挙動とは異なるため、この部分で接線係数が一定値をとる（すなわち弾性領域である）ものとみなし、回帰して得た曲線を緑実線で示す。接線係数が低下し始める応力 22.7 MPa の点を降伏点と考える。なお、この値は後述の推定塑性変形量から見積もった値に一致し、前述の低応力部に対する仮定には大きな問題はないと判断される。

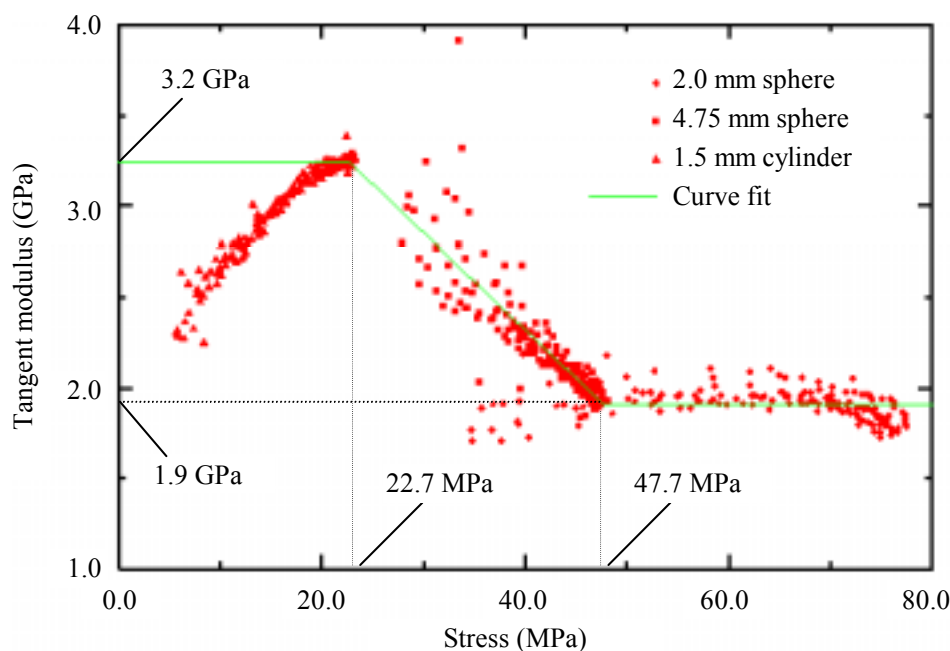
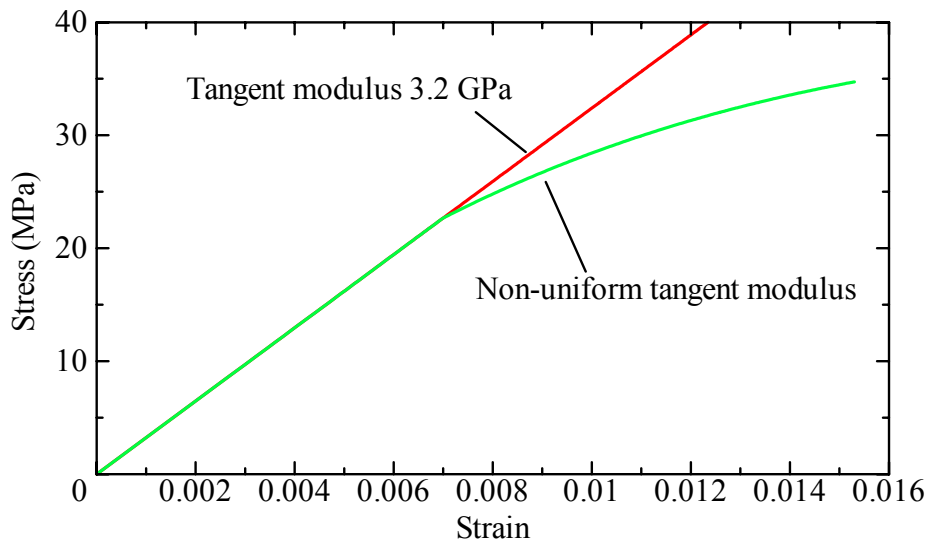


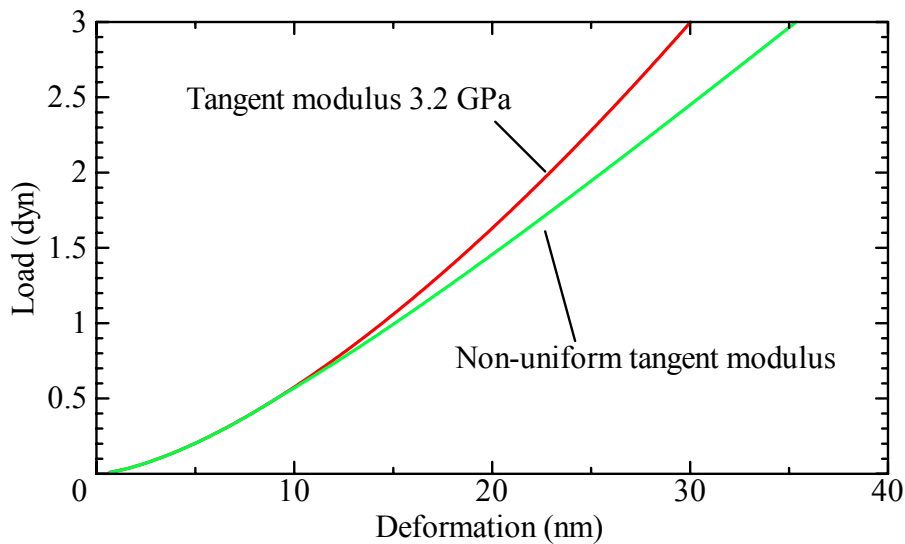
Fig. 3-10 Stress dependency of tangent modulus of toner material.

図 3-10 の接線係数をもとに、トナー粒子材料の応力-ひずみ関係を求めた。また直径 $7 \mu\text{m}$ のトナー粒子をヤング率 6 GPa の弾性平板に圧接したときの挙動を式 (44) を用いて算出した。結果を図 3-11 に示す。(a) は応力-ひずみ関係、(b) はトナー粒子を平板に圧接した際の変形量と荷重の関係を表している。赤実線は接線係数を 3.2 GPa で一定と仮定した場合の結果で、緑実線は図 3-10 の接線係数を用いて算出した結果である。

接線係数が一定の場合と変化させた場合とでは、変位 9 nm、荷重 0.5 dyn (応力では 23 MPa) の点から差異が生じる。降伏点以降変形量は荷重にほぼ比例して増加しており、式 (45) で仮定した塑性域での荷重と変形量の比例関係が妥当であることが確認できる。



(a) Stress-strain relationship



(b) Load-deformation relationship of contacted toner particle

Fig. 3-11 Stress-strain relationship and mechanical behavior of contacted toner particle.

d. **塑性変形** 図 3-9 で、圧接時と圧接解放時の曲線の差異が塑性変形によるものとするれば、曲線の x 軸切片の差異を塑性変形量と考えることができる。最大圧接荷重を変えてその変化を調べた結果を図 3-12 に示す。横軸は最大圧接時の最大せん断応力で、縦軸は推定塑性変形量（圧接時回帰曲線の x 軸切片と圧接解放時回帰曲線の x 軸切片の差）である。直線は一次回帰値を示す。

推定塑性変形量は、応力 20 MPa 程度まで $1 \sim 2 \mu\text{m}$ でほぼ一定で、20 MPa を超えると増加し始める傾向が読み取れる。すなわち 20 MPa 程度から塑性変形が発生しているものと考えられ、図 3-10 の結果と対応することがわかる。

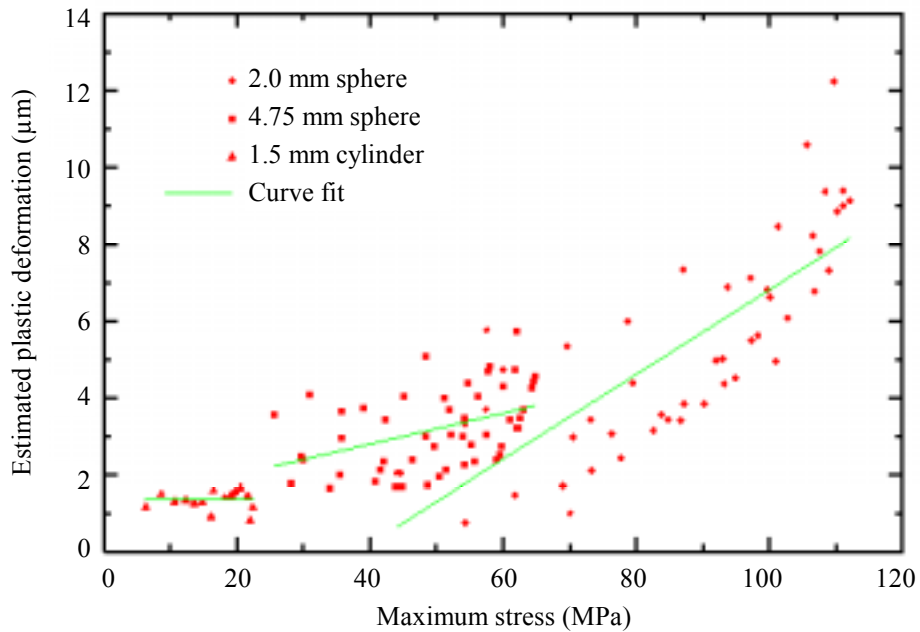


Fig. 3-12 Estimated plastic deformation of toner material.

3.3.2 付着特性

a. **評価方法** 転写後トナー粒子が感光体側に残留するか、転写体側に転移するかは両者の付着性の大小が大きく寄与し、その特性を把握しておく必要がある。Van der Waals 力を決定する主要パラメータである Lifshitz-van der Waals 定数は、材料のジヨードメタン (Diiodomethane, CH_2I_2) に対する接触角から換算して求めた⁽¹¹⁰⁾。ジヨードメタンに対する接触角 θ_c と Lifshitz-van der Waals 定数 h は式 (47) で関係づけられる。

$$h = 8\pi^2 z^2 \sigma_L (1 + \cos \theta_c)^2 \quad (47)$$

ただし、 σ_L は液相状態での表面張力で 50.8 mJ/m^2 であり、物体表面間距離 z は 0.16 nm とする。市販の接触角評価装置を用いて対象材料の θ_c を評価することで、 h を換算して求めることができる。

b. **評価結果** 感光体、トナー粒子、転写体として用いられる各種材料について評価した接触角 θ_c と、換算して求めた Lifshitz-van der Waals 定数 h を表 3-2 に示す。Lifshitz-van der Waals 定数は感光体や PET など大きく、PTFE や PFA といったフッ素系の樹脂で小さい。なお、Lifshitz-van der Waals 定数がそれぞれ h_1, h_2 である異種材料間の定数 h は、それぞれの値の幾何平均 ($\sqrt{h_1 h_2}$) で近似できる⁽⁹⁰⁾。

Table 3-2 Measured contact angle of CH₂I₂ and Lifshitz-van der Waals constant.

Material	θ_c (degree)	h (aJ)
a. Photoreceptor	20.16	0.386
b. Toner particle	56.24	0.249
c. PI (polyimide) with carbon	52.00	0.268
d. PTFE (polytetra fluoroethylen)	67.96	0.194
e. PFA (perfluoroalkoxy)	84.32	0.124
f. PET (polyethylene terephthalate)	34.72	0.341
g. Plane paper	51.40	0.271

3・4 トナー粒子層の圧縮特性

3・4・1 実験方法

中抜け現象がトナー層に作用する圧力に強く依存していることから、メカニズム調査の一環としてトナー層の圧縮特性を実験的に調査し、さらに個別要素法による数値シミュレーションを実施して結果を対比した。

圧縮実験は、図 3-8 に示したものと同一装置を用いて行った。転写体に相当する材料からなる平板上に幅数 100 μm 、高さ数 10 μm のスリットを設置し、その中にトナー粒子を充填してトナー層を形成した。これを、表面に感光体材料を塗布した平板で押圧する際の変位と荷重を計測した。高さと幅の異なる数種類のトナー層についてこれらの関係を計測した。なお、荷重はトナー層の初期面積で除して圧力に換算した。

3・4・2 シミュレーション方法

上述の圧縮試験に対応するトナー層の圧縮シミュレーションを行い、加圧下でのトナー粒子の挙動を調査した。転写体と感光体を平行平板として配置し、転写体上の所定領域にトナー粒子を分散させ、重力下で堆積させることで初期トナー層を形成した。ついで感光体を徐々に移動させて圧縮を行った。

トナー粒子としては、平均半径 3.5 μm 、密度 1200 kg/m^3 、平均帯電電荷量 -0.02 C/kg、比誘電率 2.0 のものを、転写体として表 3-2 c の材料を想定した。粒径は、標準偏差 10 % の正規分布を仮定して個々に数値を変えており、個々の質量、電荷量もそれぞれ粒径の 3 乗および 2 乗に比例して変化させている。計算で仮定した諸特性は表 3-3 のとおりである。

そのほかの作用力の算定に必要な定数は表 3-4 の値を用いた。また圧縮速度は、感光体半径 42 mm、プロセス速度 160 mm/s のとき約 2.5 mm/s と考え、時間増分を 2 ns、感光体の変位増分を 5 μm とした。

Table 3-3 Properties of materials assumed in compression simulation.

Parameter	Toner-toner	Toner-photoreceptor	Toner-transfer material
D ((GPa) ⁻¹)	0.569	0.648	0.436
δ_i (nm)	7.9	20.0	9.3
k_t (N/m)	564.0	892.0	1380.0
μ_s	0.2	0.2	0.2
h (aJ)	0.25	0.31	0.26
ε	2.0	3.0	8.0
S	0.0	10.0	1.0

Table 3-4 Constants for estimation of applied forces.

z (nm)	0.6
f_i (nN)	3.0
η_a ($\mu\text{Pa}\cdot\text{s}$)	0.1824
g (m/s^2)	9.8067

3.4.3 シミュレーション結果

a. **トナー層の変形** 計算したトナー層の変形状態を図 3-13 に示す。個々のトナー粒子の色は作用している法線方向相互作用力の大きさを表しており、暖色部で大きく、寒色部で小さい。相互作用力の大小は、トナー粒子個々の変形量の大小に対応し、したがって作用している付着力の大きさにも対応する。 ε_h はトナー層の高さ方向のひずみ、 p は作用している圧力(荷重を初期トナー層面積で割った値、以下同様)である。図のように圧縮に伴いトナー層は大きく変形する。(a)、(b)の圧縮初期段階では、個々のトナー粒子変形はほとんどなく、粒子の移動のみによってトナー層が変形する。その後(c)、(d)ではトナー粒子自体の変形が大きくなっていくが、変形は水平方向への移動が容易なトナー層端部よりも中央部で大きく応力も高い。ついで(e)、(f)のように高応力の領域が中央部から端部へ広がっていくことでトナー層全体の剛性は徐々に増加する。

図 3-13 の圧縮過程で、作用する圧力とトナー層のひずみの関係は図 3-14 のように非線形であるが、図のように 2 直線で比較的よい近似が可能である。このように曲線を 2 直線近似し、高圧力側の直線 2 の傾きをさまざまなアスペクト比を持つトナー層に対して評価すると、図 3-15 の結果が得られる。直線 2 の傾きは、トナー層のアスペクト比に依存して増加する。これは、トナー層の幅が大きくなると層中央部の圧密領域の割合が相対的に大きくなり、見かけ上の剛性が増加することによるものと考えられる。さらに、図 3-14、3-15 のとおり、数値シミュレーション結果は、実験値と定量的に良好に対応していることが確認できる。

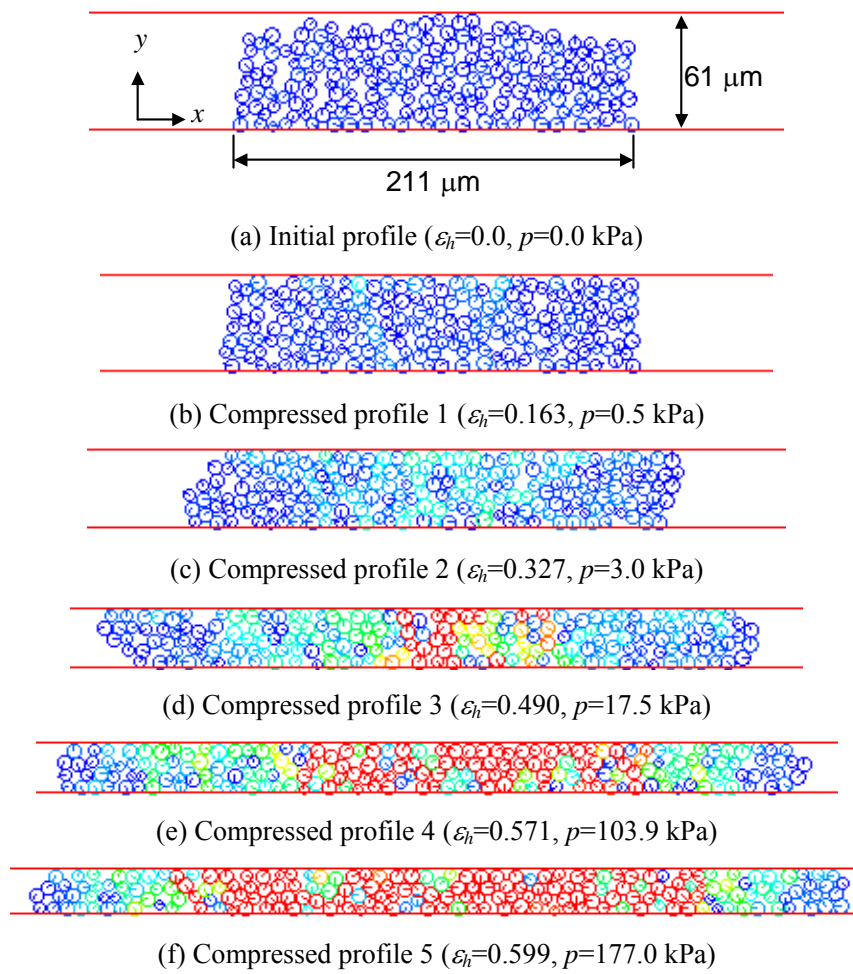


Fig. 3-13 Deformed profiles of compressed toner layer.

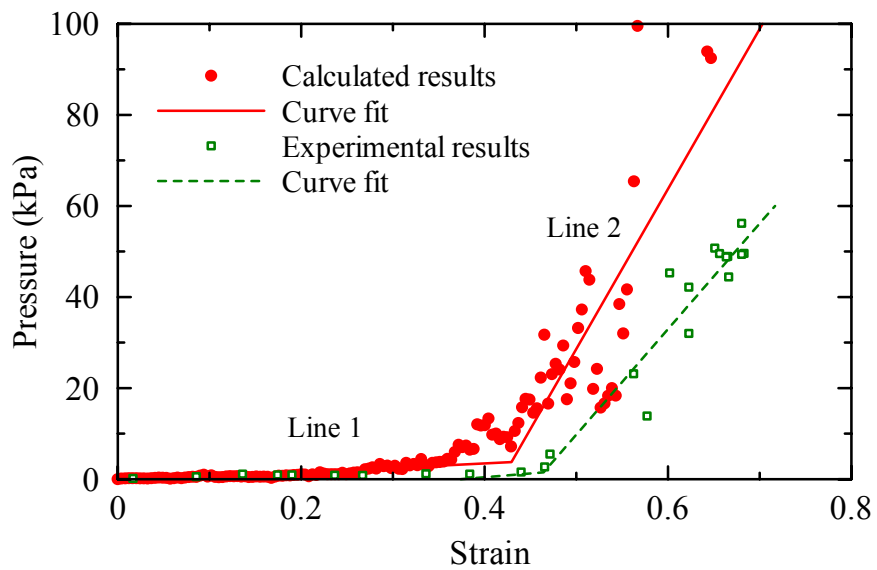


Fig. 3-14 Pressure-strain relationship of compressed toner layer.

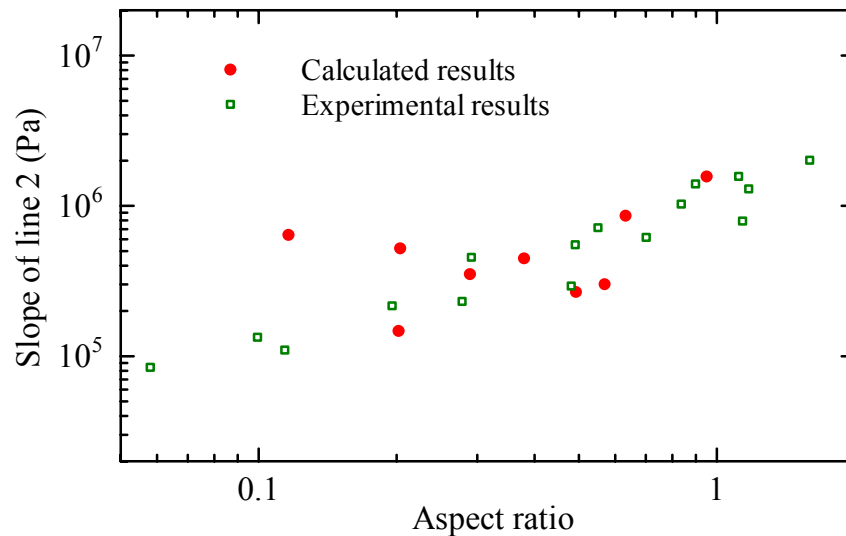


Fig. 3-15 Aspect-ratio dependency of pressure-strain relationship of compressed toner layer.

b. 付着力の変化 図 3-16 は、図 3-13 に示したそれぞれの変形状態において、トナー粒子に作用している付着力の空間分布を表す。横軸はトナー粒子の水平方向相対位置で、縦軸は粒子の各接触点で作用している付着力の平均値である。

圧縮に伴ってトナー粒子の付着力は増加し、最大圧縮時には層中央部で 10^4 nN 程度に達する。トナー粒子材料の弾性限界荷重が 10^3 nN オーダであることから（図 3-11 (b) 参照）、最圧縮時に層中央部のトナーは塑性域に達しているものと判断できる。塑性変形による付着力増加は圧縮解放時も減衰せず、 10^3 nN オーダの付着力が残留する。一方、転写電界によりトナー粒子に作用する静電気力は上述の値より 1 桁以上小さく、トナー層中央部の粒子はその過大な付着力のために静電気力では制御できないことになる。このことから中抜け現象は、高圧力下でのトナー粒子塑性変形に起因する付着力増加の結果として発生する画像中央部の転写不良と考えることができる。なお、同様の非可逆的な付着力の変化は、粉碎トナー粒子の不定形状によっても発生すると考えられる。

3.5 中抜け現象の数値シミュレーション

3.5.1 シミュレーション方法

これまでの検討結果を踏まえて、実際の転写プロセスを想定し、転写電界を作用させた状態でトナー層を圧縮・伸長する転写シミュレーションを行った結果を示す。トナー粒子を感光体近傍の所定領域に分散配置し、現像電界を作用させることで初期トナー層（現像像）を形成した。その後、転写体を徐々に移動させてトナー層を圧縮し、続いて転写電界を作用させながら感光体を徐々に移動させて圧縮を解放した。

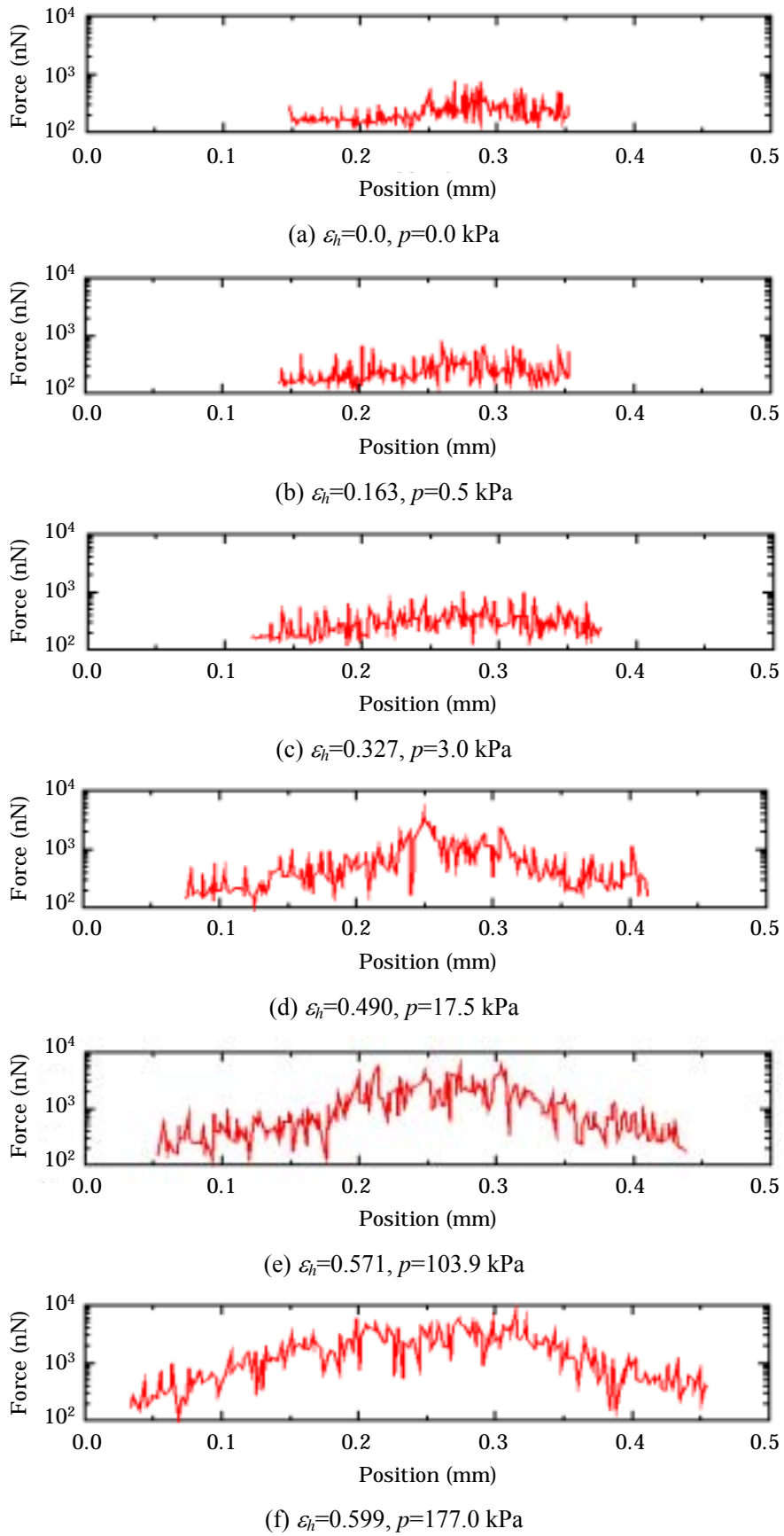


Fig. 3-16 Distribution of attractive force of toner particles in compressed toner layer.

計算対象トナー粒子数は、幅 0.2 mm 程度のライン画像を想定し、現像トナー重量を 1.0 mg/cm² として見積もった。前述したトナー粒子特性から二次元計算におけるトナー粒子数は約 65 個となる。現像電界、転写電界は、図 3-7 に示したモデルを用いて計算した。この際、感光体表面には画像部、非画像部それぞれに所定の帯電電位を与えた。さらに現像時には転写体表面を現像器のマグネットローラ表面とみなして所定の現像バイアスを与え、転写時は転写体裏面に所定の転写バイアスを与えることで電界を求めた。仮定した現像、転写条件を表 3-5 に示す。なお、転写バイアスは圧縮解放時のみ印加した。比誘電率は感光体 3.0、トナー粒子 2.0、転写体 8.0 を仮定した。

Table 3-5 Parameters of development and transfer simulation.

Air gap in development process (mm)	0.1
Photoreceptor surface potential in image area (V)	-200
Photoreceptor surface potential in background area (V)	-650
Development bias (V)	-400
Transfer bias (V)	1000

3.5.2 シミュレーション結果

a. **中抜け現象の再現** 計算で求めたトナー層の圧縮・転写状態を図 3-17 に示す。(a)が現像後のプロファイルで、(b)～(d)が転写時の圧縮段階のプロファイルを示す。(e)～(g)は、それぞれ(b)～(d)の各圧縮段階に対応する転写後のプロファイルで、 λ は転写効率(全トナー数に対する転写トナー数の割合)を示す。

(b)～(d)では、前節の結果と同様に圧縮に伴って圧力が増加し、トナー層中央部が高応力になるようすが確認できる。転写後のプロファイルを見ると、数 10 kPa 以下の低圧力下で転写した(e)、(f)では、圧縮時に部分的に発生した高応力がやや減少し比較的良好な転写像が形成されている。一方、100 kPa を超える圧力が作用した(g)では、トナー層中央部に発生した応力が減少はしているものかなり大きく、この部分が感光体側に付着して中抜け現象に相当する状態が発生している。圧力の増加に伴って発生し中央部のみが感光体側に付着する点、トナー層が途中で分断することなくすべて欠落してしまう点など、実際の状況に良く対応している。

この結果から、トナー層に 100 kPa 以上の高圧力が作用した場合、塑性変形による付着力の非可逆的な増加分が大きくなり、転写電界による静電気力を上回って転写不良となる状況が直接的に確認された。ここで、感光体への付着力が中間体への付着力より大きくなっていることが、転写不良の発生に大きく寄与していると推定できる。

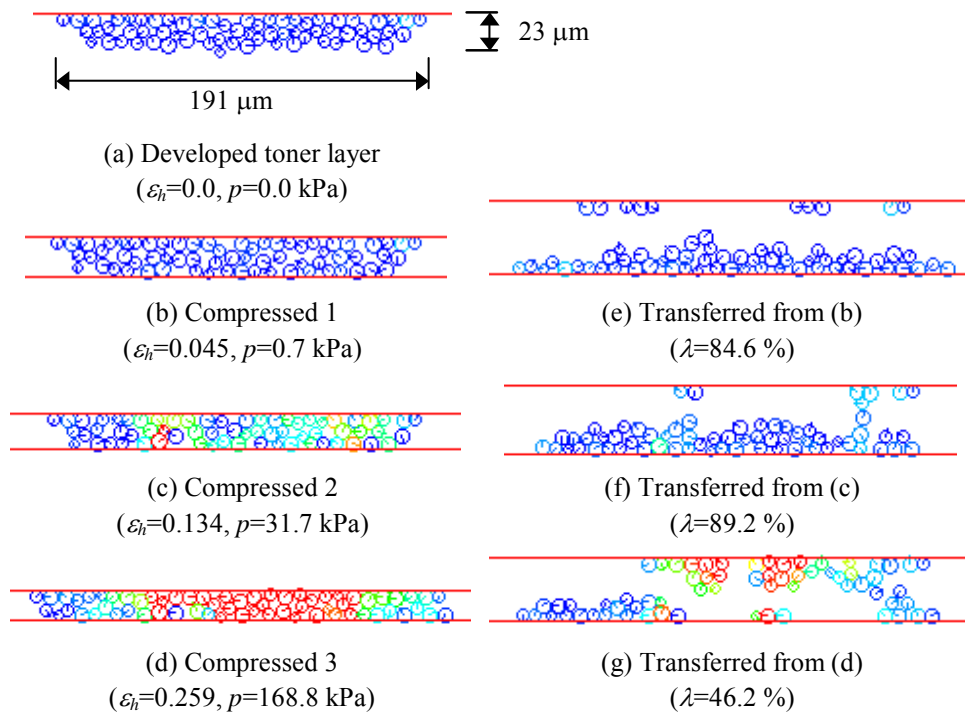


Fig. 3-17 Calculated profile of compressed then transferred toner layer.

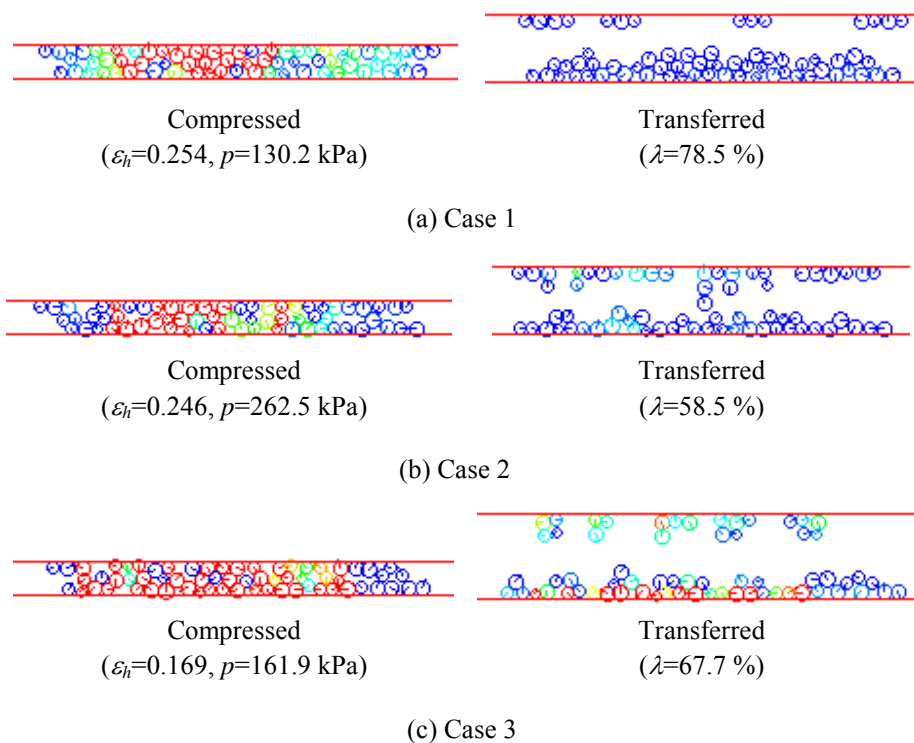


Fig. 3-18 Calculated profile of compressed and transferred toner layer with different properties.

b. 材料特性の効果 これまで述べた中抜け発生メカニズムを考えれば，トナー粒子の機械特性と，転写体特性による改善が可能と考えられる．そこでこれらをパラメータとした 3

ケースについて、シミュレーションを行った結果を図 3-18 に示す。ケース 1 では、トナー粒子の塑性変形が発生せず常に弾性挙動を示す場合を想定し、ケース 2 では、トナー粒子の接線係数を 3 倍と仮定した。ケース 3 では、表 3-2 e の材料を転写体として想定し、付着特性と機械特性を変えた。図のとおり、圧縮時の状況はこれまでの結果と類似しているが、いずれのケースでもトナー層中央部の転写不良は観測されない。

3・5・3 実験検証結果

これまでの検討結果を検証するため、トナー層を平板間で圧縮・伸長する模擬転写実験を行った結果を示す。図 3-19 は、図 3-8 に示した圧縮試験装置を用い、感圧紙上にトナー層を形成して圧縮し、層内の圧力分布を観測した結果である。一定の圧力状態になっている (a) に対し、(b) ではトナー層中央部分が濃く発色し高圧力状態になっていることが確認できる。この状態は、図 3-13 (d) ~ (f) の状況に対応している。

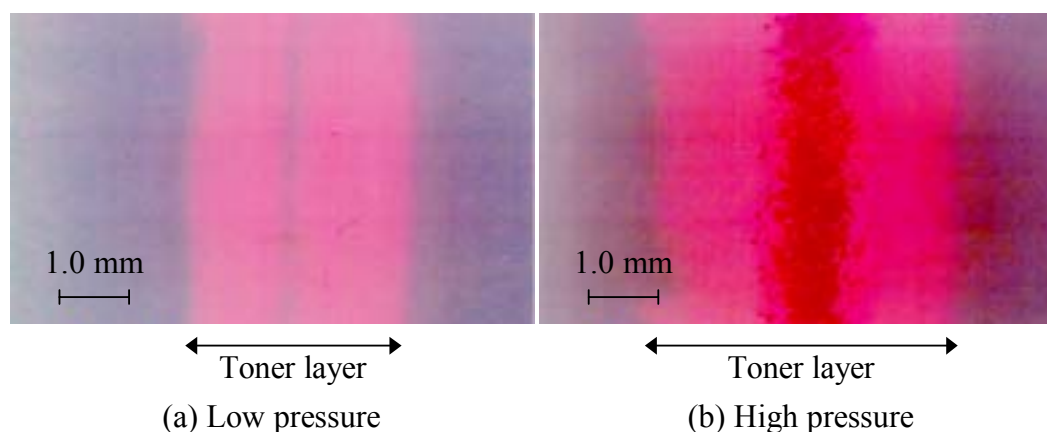


Fig. 3-19 Pressure distribution in compressed toner layer detected by pressure sensitive paper.

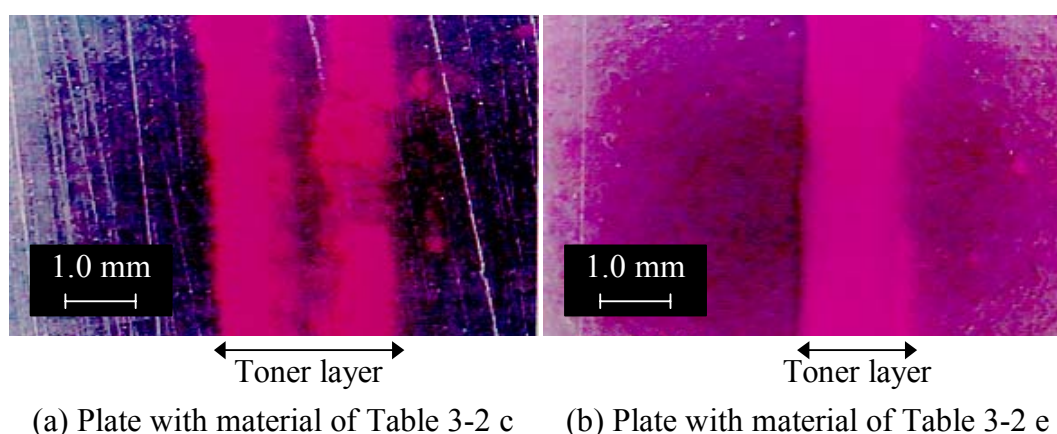


Fig. 3-20 Top views of compressed toner layers on different plates.

図 3-20 はこれまでのシミュレーションで想定した、表 3-2 c および e の材料からなる平板上にトナー層を載せ、感光体材料を塗布した平板で押圧してから引き剥がした後の状態を観測し

たものである。(a)は図 3-17 のシミュレーションに対応しており、トナー層中央部分が感光体側に付着して欠落した状態となっている。(b)の方は図 3-18(c)のシミュレーションに対応するもので、トナー層の欠落は発生していない。これらの実験結果から、シミュレーション結果の妥当性が裏付けられた。

3・6 トナー飛散現象の数値シミュレーション

3・6・1 単色画像の飛散

転写プロセスで発生するもう一つの特徴的な画像劣化である、トナー粒子飛散のシミュレーション結果を示す。まず、感光体上の現像像を転写体上に転写する際に、転写部上流側で発生する粒子飛散のシミュレーション結果は図 3-21 のとおりである。感光体と転写体が徐々に近づいていく際、転写体特性、トナー粒子特性などにより両者が接触する前の段階でトナー粒子が飛翔を開始する場合がある。このような場合、トナー粒子相互の静電的反発力により飛散が発生する状況が示されている。このような現象を回避するためには、感光体と転写体が接触する以前の段階での電界を抑制することが重要となる。また、トナー粒子自体の帯電量にも留意する必要がある。

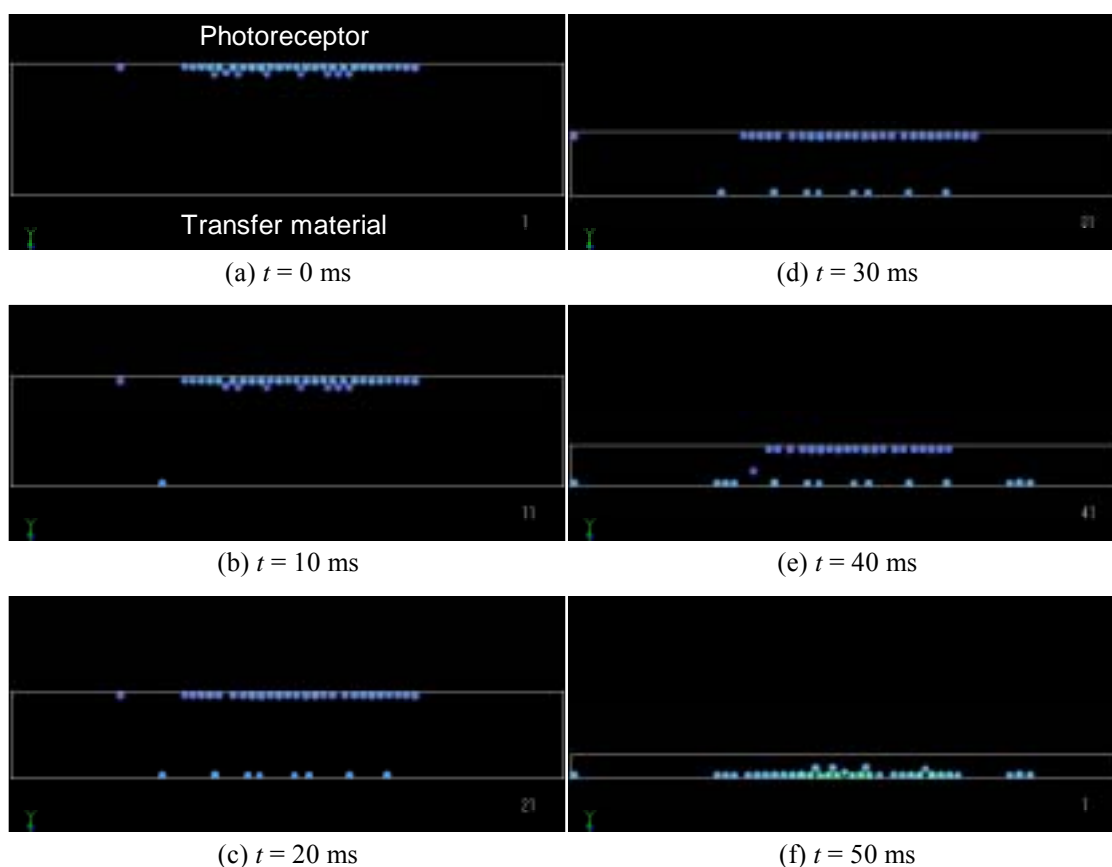


Fig. 3-21 Toner particle dispersions in pre-transfer area.

3・6・2 多重転写画像の飛散

カラー画像形成プロセスにおける4色単色画像の多重転写過程における、トナー粒子飛散（図3-2(b)）の発生状況を示す。感光体上に単色現像像に相当するトナー層を形成して転写を行い、つぎに転写したトナー層に前記感光体上のトナー層を2色目の現像像として合成し、同じく2色目の転写を行った。以下同様に3色目、4色目の転写を行い、多重転写画像を得た。

多重転写過程でのトナー層のようすを図3-22に示す。各色の画像に対応するトナー粒子の別を色で表してある。転写回数を経るに従い転写性がやや悪化しており、また転写前に比較し転写後のトナー粒子数が減少している。粒子数の減少は、転写後に飛散が発生し図に表示した領域外に移動してしまっていることによる。

転写後の転写体表面電位の減衰速度を変えて計算したトナー粒子飛散量と電界強度の関係は、図3-23のとおりである。トナー粒子飛散は、トナー粒子相互の静電的反発力に起因するものであり、転写回数を経るにしたがって、また電界強度が低下するのに伴って飛散量が増加することがわかる。転写回数の増加は、転写トナー量の増加を意味しており、転写トナー層の持つ総電荷量の増大が飛散に強く影響している。一方、電界強度低下による飛散量の増大は、トナー粒子を保持する静電的な力の減少が飛散現象を加速していると解釈できる。したがって、飛散抑制の観点では、トナー電荷量と転写トナー量に留意するとともに、転写後のトナー粒子を束縛する十分な電界を付与することが必要である。

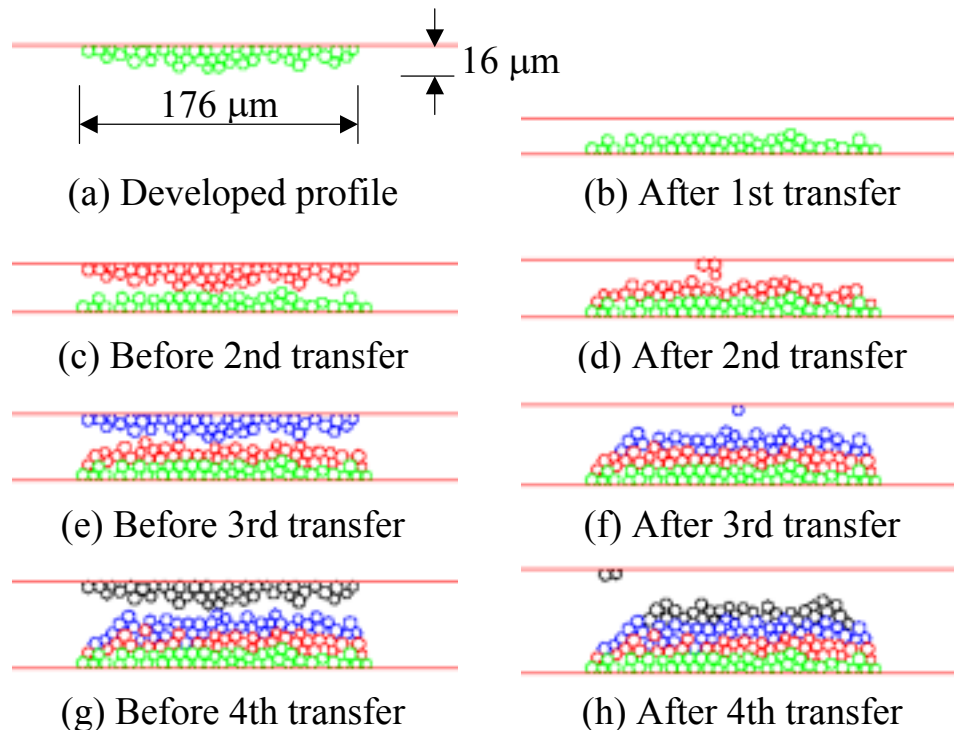


Fig. 3-22 Profiles of multi-transferred toner layer.

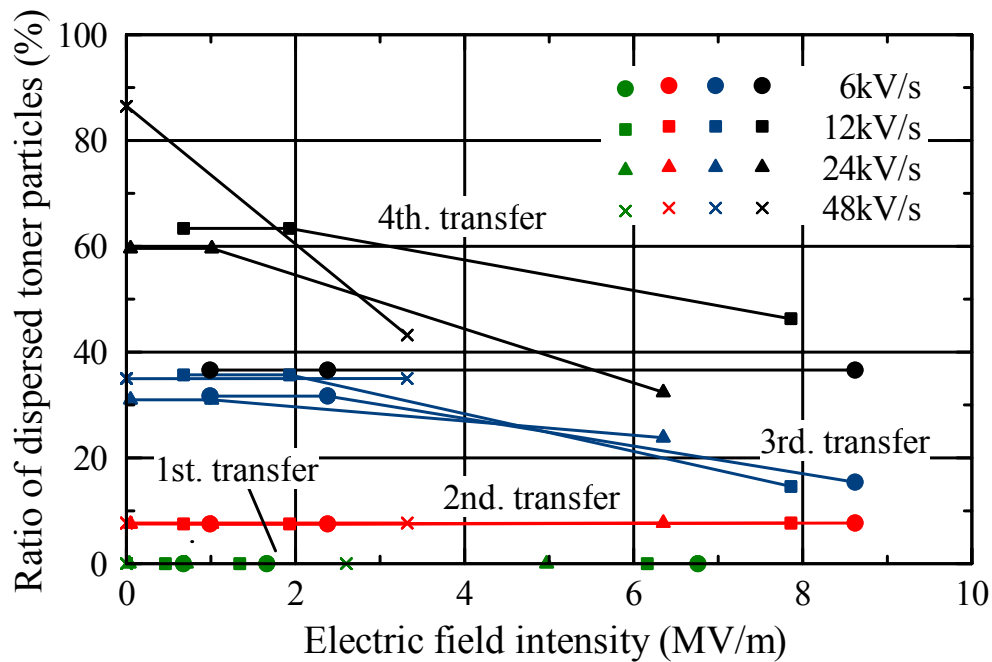


Fig. 3-23 Ratio of dispersed toner particles.

3・7 まとめ

電子写真転写プロセスにおけるトナー粒子の挙動、画像劣化を検討するため、個別要素法に基づく数値シミュレーションを試みた。トナー粒子に作用する外力として、Hertz 接触と塑性変形性を考慮した機械的相互作用力、転写電界による静電気力および物体間の付着力を考慮した解析アルゴリズムを構築し、感光体と転写ローラによる圧縮作用を含む転写プロセスの数値シミュレーションを行った。あわせて、これらの作用力モデルの妥当性を確認し、計算で用いる諸特性を把握するため、トナー粒子材料の圧縮試験、転写体などの付着特性計測を実施し、トナー粒子材料の塑性変形性や転写体などの付着特性を明らかにした。

非常電トナー層の圧縮解析によりトナー層の変形状態、特に特徴的であるトナー層中央部の圧密状態やトナー層の圧力-ひずみ関係を明らかにし、実験結果との比較から本解析アルゴリズムの妥当性を示した。同時に、トナー層内の個々のトナー粒子に作用する付着力の変化を調査し、中抜け現象が高圧縮されたトナー層中央部のトナー粒子塑性変形による付着力増加に起因する転写不良として説明できることを示した、さらに、実際の線画像の転写過程を想定した解析により中抜け現象を再現し、上記仮説が妥当であることを検証した。また、明らかにしたメカニズムを基に改善策を提示し、シミュレーションによるその有効性を示すとともに、実験的に効果を検証した。

最後に、カラー画像形成プロセスにおける単色画像転写および4色単色画像の多重転写過程のシミュレーションを行い、転写回数による転写性の変化やトナー粒子の飛散などについて定性的に妥当な結果を得るとともに、これらの飛散現象を回避するための設計上の留意点を明らかにした。またこれらの結果から、本シミュレーション手法が静電転写プロセスにおいて発生するさまざまな現象を良好に再現しうることを示された。

今後の課題としては、現実の系をより直接的に再現できる数値解析手法への拡張が望まれる。本研究では、静電界を扱ったが、現実の系では抵抗体が多用されてきており、電気伝導による過渡的な挙動を含めた検討が必要となる場合が多くなっている。また、より多面的な検討を可能とするためには放電現象の取り扱いも必要と考えられる。転写部近傍の微小空隙部分では常に放電が発生する可能性があり、放電電荷がトナー粒子の帯電量や極性を変化させて転写品質に影響を及ぼすことがある。さらには、放電時の局所的な電界変化によって画像の再配置が発生し画質劣化を招くこともある。これらの検討は、本研究で提示したシミュレーション手法において、電荷保存則を加味した電界解析方法への拡張と Paschen 則に基づく放電現象の組み込み、さらに、放電、接触などの周辺条件に基づくトナー電荷量の逐次更新処理の追加などによって可能になるものと考えられる。

粉体挙動シミュレーションの観点では、転がり摩擦特性などの粒子基礎特性の把握とそれに基づくモデルの構築や、粒子形状自由度の許容などが大きな課題として挙げられる。また、上述した数値解析アルゴリズムの高度化も含め、これら修正に伴う計算量は増大する一方である。ハードとソフトの両面から、計算負荷軽減に取り組むことが必須となる。

第4章 磁界中における磁性粒子チェーンの静力学特性

4.1 研究の狙い

第1章で説明したとおり、レーザープリンタなどに利用される二成分磁気ブラシ現象では、図4-1に示すように(半)導電性の軟磁性粒子であるキャリア(粒径 $50\sim 100\ \mu\text{m}$ 程度)に、静電力によって非磁性トナー粒子(粒径 $5\sim 10\ \mu\text{m}$ 程度)を一定の割合で付着させ、このキャリアをマグネットローラ(多極磁石、固定)が作る磁界によってスリーブ(非磁性、回転)上に付着させてトナーの輸送を行う⁽²⁾。磁性粒子であるキャリアは、それ自身が磁界中で磁化することにより相互に磁気的作用を及ぼす。その結果、キャリアは例えば図4-2のようなチェーン状の粒子クラスタを形成する。このチェーンの先端が感光体表面を掃くように接触することで、チェーンに付着して輸送されたトナー粒子が感光体上に供給され、画像が形成される。

このような現象プロセスにおけるチェーンの役割は極めて重要であり、合理的な高画質化設計を行うためには、チェーンの特性とマグネットローラやキャリアなどの設計パラメータの関係を定量的に把握しておく必要がある。例えば、十分な現象量を確保する観点から、チェーンが現象ギャップに対して十分な長さを有することが必要であり、かつ、チェーンが摺擦しながら画像を形成する際の画像欠損回避の点からは、適度な剛性が求められる。また、マグネットローラと感光体間に形成された電界によりトナー粒子だけでなくキャリア自体も静電気力を受け、場合によってはキャリアが感光体上に移動してしまうBCO (bead-carry-out)と称せられる現象が発生する。このような現象を回避するためには、チェーンとマグネットローラ間の磁気的結合力を十分高めておく必要があると考えられる。

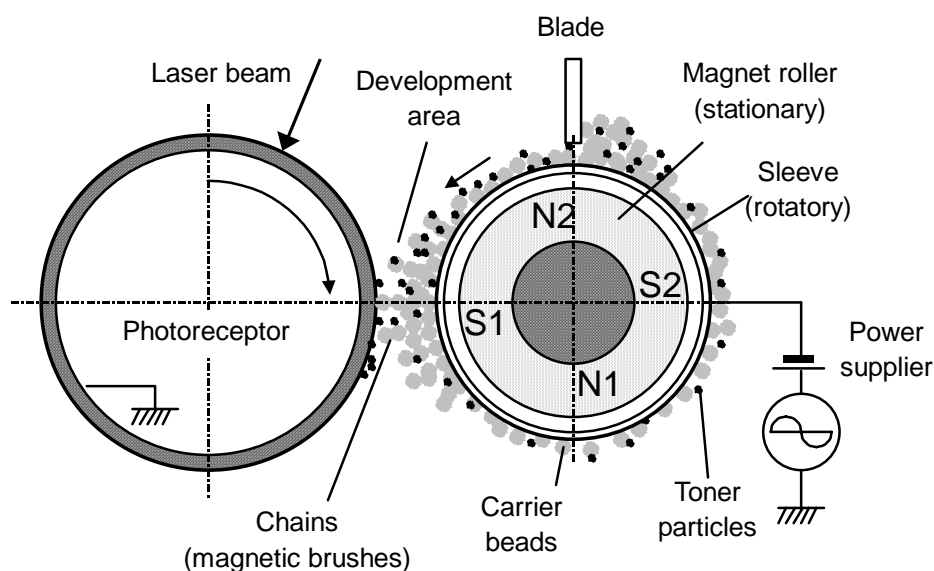


Fig. 4-1 Magnetic brush development system in a laser printer.

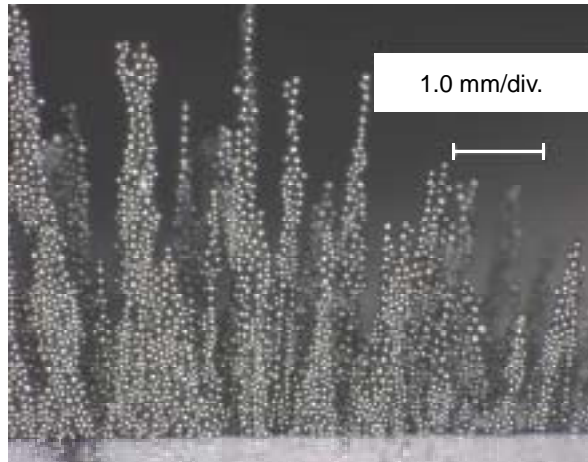


Fig. 4-2 Chains of magnetic particles in magnetic field.

現像プロセスに関する過去の研究業績は、すでに 1・2・4 項で述べたとおりである。本研究で対象とするチェーン特性に着目した研究に関しては、Paranjpe らにより磁性粒子間の磁気相互作用とチェーンの基礎特性に関する理論的、実験的検討が報告されており⁽¹¹⁾⁽¹²⁾、磁性粒子間の磁気相互作用理論に基づいてチェーンの力学特性を初めて論じた先駆的研究と位置づけられる。特に文献(11)においては、2・4・2 項に示したような粒子間の磁気相互作用に関する理論式が提示され、その理論式をもとにして、粒子が一行に連結した単列チェーン構成に対するエネルギー解析や磁気力解析がなされ、チェーンの力学的安定性が議論されている。

その後、Paranjpe らが示した磁気相互作用をもとに、個別要素法を用いた数値シミュレーションによってキャリアの挙動やチェーン形成状態を再現する試みがなされ^{(43)~(45)}、磁石上のチェーンが定性的に再現できることが示された⁽⁴⁴⁾。同様に個別要素法を利用して、キャリア挙動とキャリアや構成部材の関係を検討した研究^{(46)~(52)}、トナー粒子を含む系の挙動シミュレーション^{(53)~(55)}、磁気相互作用の算定方法を改良する提案⁽⁵⁶⁾⁽⁵⁷⁾などがなされている。しかしながら、チェーン特性に着目した研究は少なく、チェーンの形状と磁場の強さの関係を数値的に再現した結果⁽⁵⁰⁾と、チェーン-感光体間摺擦力の検討結果⁽⁵³⁾⁽⁵⁴⁾が、報告されているのみである。チェーンそのものの力学的特性と各種要因の影響、およびそのメカニズムについてはまだほとんど検討が加えられていない。また、連続体に比較して数値的な取り扱いが難しい粉体の挙動を、数値シミュレーションでどの程度再現できるかについても定量的な検討が必要と思われるが、これまでのところ数値的に再現したチェーン形成状態を実験観測結果と定性的に対比するにとどまっている。

本章以降第 6 章までで述べる研究では、二成分磁気ブラシ現象を特徴づけるチェーン形成に関し、これまで定量的な議論がなされていない静力学的特性、動力学特性、さらには電磁作用に対する挙動を明らかにすることを目的として、磁界発生源としてマグネットローラの代わりにソレノイドコイルを使用した実験と個別要素法に基づく数値シミュレーションによる調査を行った。また、チェーン形成メカニズムを明らかにするため、チェーンの静的安定状態や動的特性が系のポテンシャルエネルギーに依存して決定される、との仮説のもとに結果の説明を

試みた。

本章で述べる静力学特性に関しては、実験的にチェーン長さや傾斜特性を計測し、与える磁界、粒子重量、粒径との関連を検討した。また、二次元個別要素法に基づく数値シミュレーションを行い、チェーン形成過程や実験的に得られた静力学特性がどの程度再現し得るかを検証した。さらに、二次元シミュレーションにおける定量的精度が、モデルを三次元に拡張することによってどの程度改善されるかを確認した。これらのシミュレーション結果と実験値の対比から、二次元モデルの限界と問題点、さらに三次元モデルの有効性を検討した。最後に、これらチェーンの静的安定状態が系のポテンシャルエネルギーを最小化するように決定している、との仮説のもとに理論的に静力学特性を算定し、実験値との対比を行うことで、チェーン形成メカニズムを検討した。

4.2 実験方法

4.2.1 実験装置基本構成

実験装置の基本構成を図 4-3 に、外観写真を図 4-4 に示す。本研究では、マグネットローラに代わり、磁界強度を容易に変更可能なソレノイドコイルを使用して磁界を形成した。そのコイル上部に配置した磁性粒子のチェーン形成状態をデジタルマイクロスコプ(キーエンス社製、VH-7000)で観測するよう構成している。図 4-2 に示したようなチェーンの拡大観測写真を画像処理することで、チェーンの形状や傾斜角を計測した。

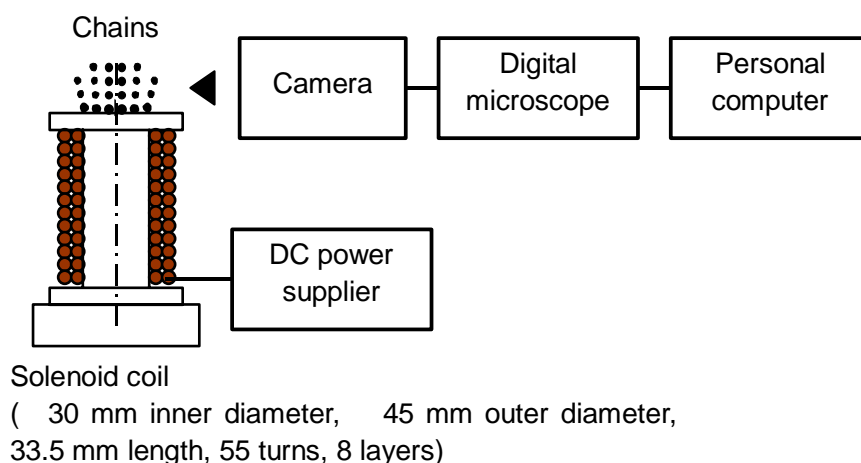


Fig. 4-3 Experimental set-up for measurement of chain characteristics.

4.2.2 ソレノイドコイル

実験に使用したソレノイドコイルの断面図を図 4-5 に、またその写真を図 4-6 に示す。中空の銅製シリンダに直径 0.5 mm のエナメル線を巻きつけたもので、巻き数 55 回で 1 層とし、それを 8 層重ねている。エナメル線とシリンダの間には絶縁シートを敷き、磁性粒子を設置するコイル上端部には、50 mm 角、厚さ 0.5 mm のプラスチックボードを載せている。なお、磁束密度の均一性を確保するためシリンダ内部は空心とした。

コイル電流を 1 A とした場合に発生する磁束密度を， Gaussmeter (Lakeshore Model 421) により計測した結果を図 4-7 に示す .ただし ,横軸はコイル中心を原点とした半径方向の位置 , 縦軸はコイル上端を原点とした軸方向の位置で ,磁束密度の大きさと向きを太さおよび色の異なるベクトルで表示した .磁束密度は ,コイル中心付近ではコイル軸方向と平行であり ,コイル上端から離れるに従い徐々に減少する .一方 ,コイル中心から偏心した位置では ,磁束密度はコイル軸からわずかに傾斜している .このため ,図 4-2 でもわかるようにコイル中央部で形成されるチェーンはコイル軸と平行であるが ,中心から偏心した位置では傾斜したチェーンが形成されており ,位置によって傾斜角度が変化している .

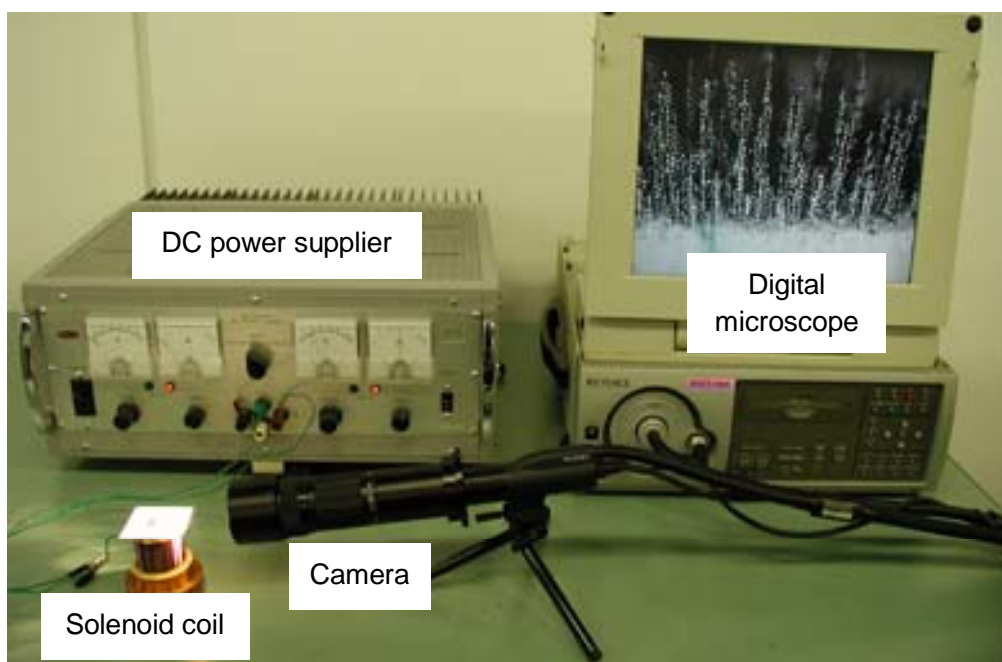


Fig. 4-4 Photograph of experimental set-up for measurement of chain characteristics.

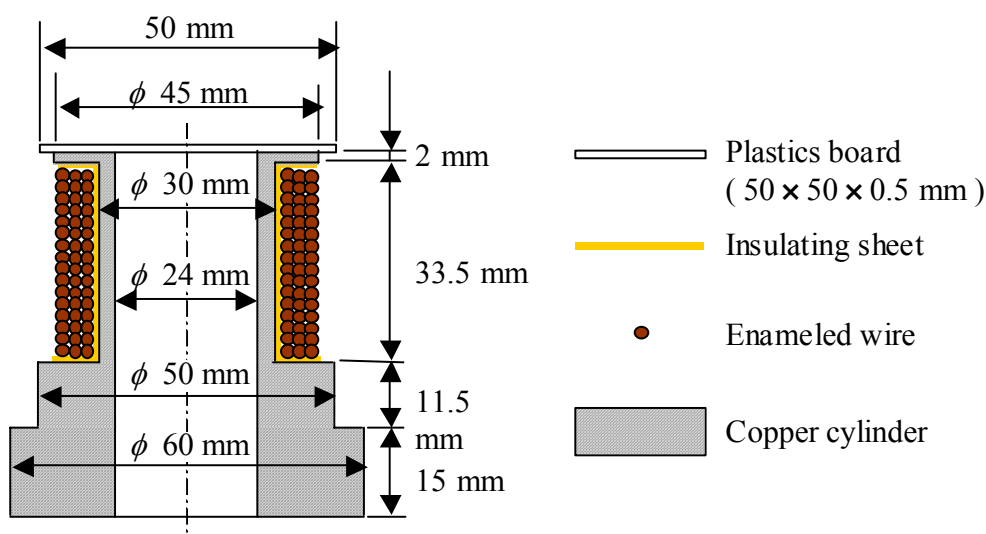


Fig. 4-5 Schematic drawing of solenoid coil. (cross-section)



Fig. 4-6 Photograph of solenoid coil.

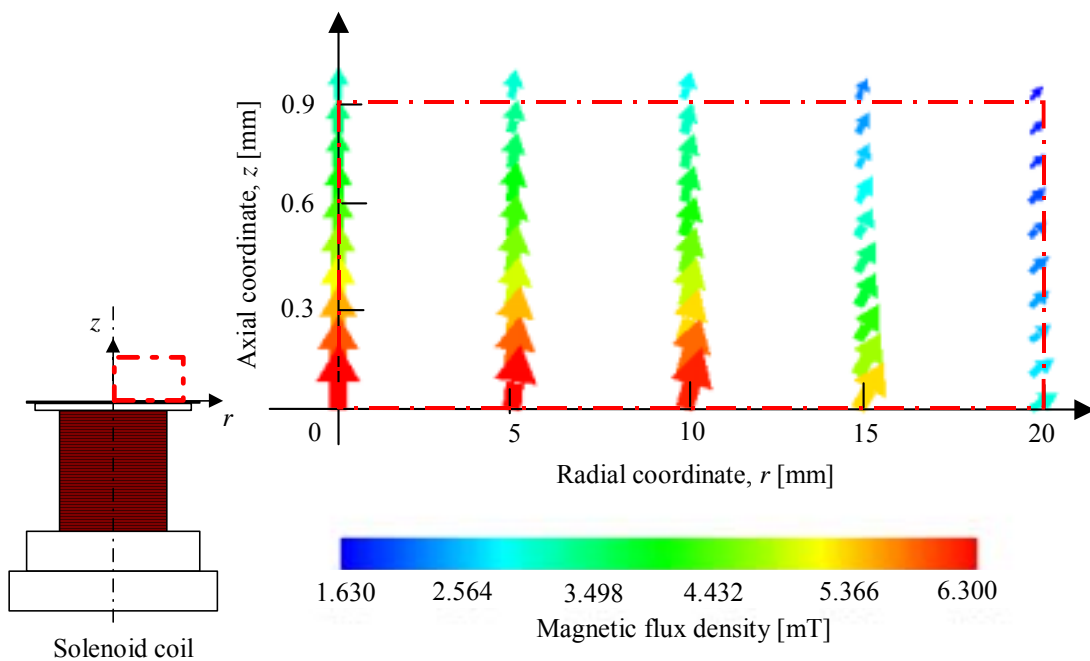


Fig. 4-7 Distribution of magnetic flux density created by solenoid coil.

図 4-7 に示したコイル軸上の磁束密度の変化を、有限要素解析による静磁界解析値と比較して図 4-8 に示す。横軸はコイル上端を原点とした軸方向の位置である。図のように、実測値と計算値はよく一致し、また、コイル上端付近の軸方向磁束密度 B'_z はほぼ線形に減少することがわかる。この変化は次式で近似できる。

$$B'_z = B_0(1 - cz) \quad (48)$$

ただし、 z はコイル上垂直方向の位置、 B_0 は最大磁束密度、 c ($= 66.87 / \text{m}$) は定数である。 B_0

はコイル電流に比例し，比例定数は 6.156 mT/A である．

なお，図 4-7，式 (48) では円筒座標系を使用しているが，以降で述べる理論解析，数値シミュレーションにおいては，コイル中心部のみに着目し，コイル上部平面を xz 平面とし，コイル軸方向を y 軸とする直交座標系を適用して議論する．

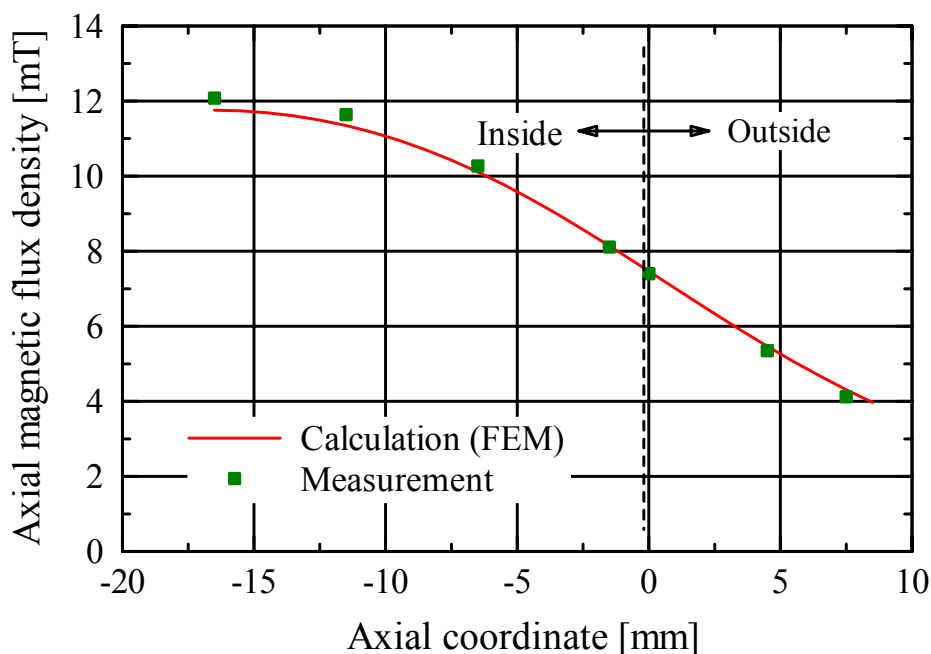


Fig. 4-8 Distribution of axial magnetic flux density at the center of solenoid coil.

4・2・3 磁性粒子

実験に用いた磁性粒子（戸田工業社製）は，マグネタイト粉を分散させたフェノール樹脂を重合法で球形に造粒したものである．主な特性は表 4-1 に示すとおりで，平均粒径 18 ~ 107 μm の間で 5 種類があり，体積密度は 3500 ~ 3620 kg/m^3 （平均 3550 kg/m^3 ），比透磁率は平均 4.18 ~ 4.70（平均 4.34）である．それぞれの磁性粒子の拡大写真を図 4-9 に示す．

Table 4-1 Properties of magnetic particles.

		ACM-318	ACM-235	ACM-255	ACM-288	ACM-2107
Average diameter	[μm]	18.3	35.2	55.3	88.1	107.3
Volume density	[kg/m^3]	3550	3500	3520	3620	3500
Coercive force	[kA/m]	2.9	6.2	6.1	4.8	5.5
Remanent magnetization	[Am^2/kg]	2.6	5.8	5.8	4.9	5.6
Saturation magnetization	[Am^2/kg]	59.1	57.9	57.1	59.7	60.4
Relative permeability	[-]	4.18	4.32	4.35	4.70	4.56

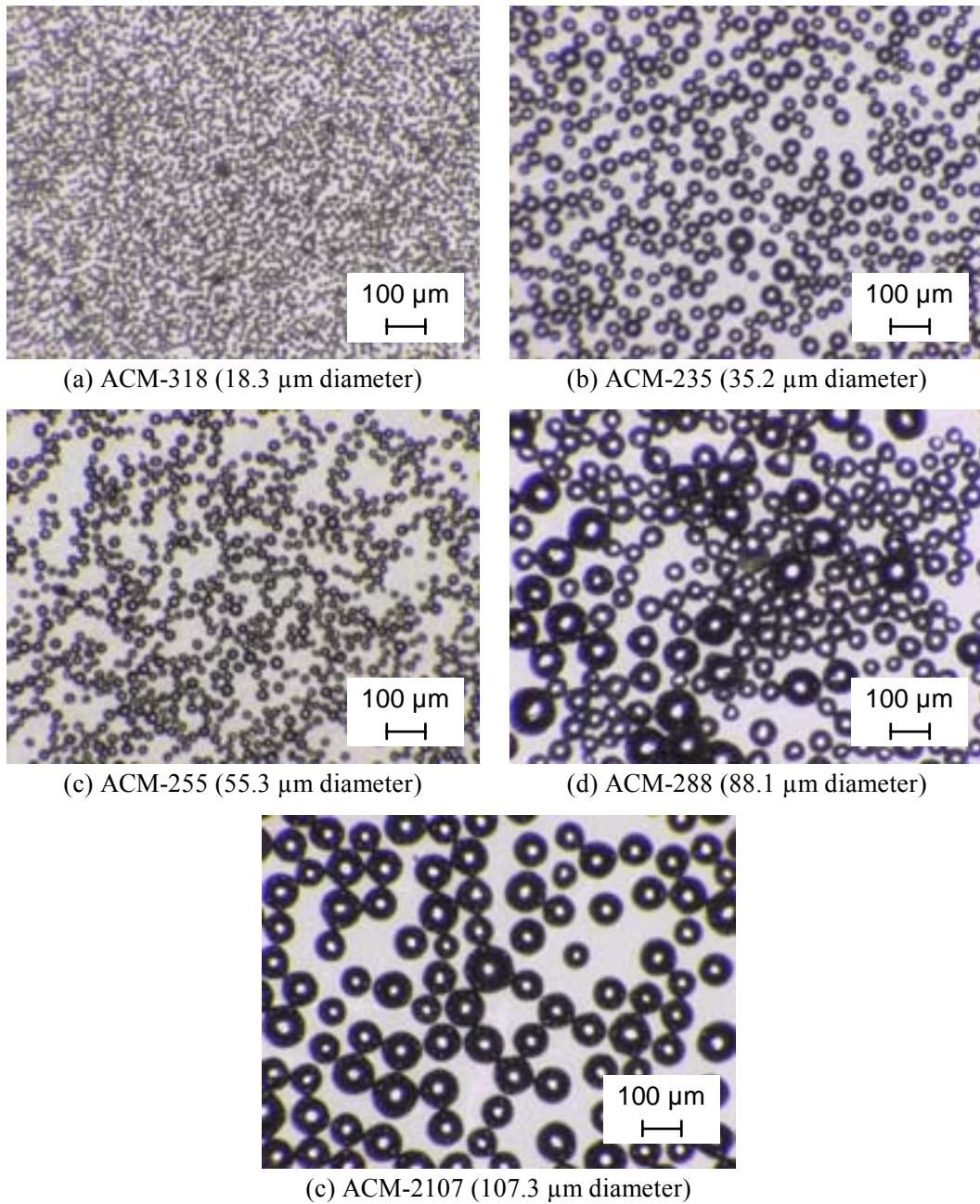


Fig. 4-9 Photograph of magnetic particles.

チェーン特性計測に際しては、直径 10 mm の円筒枠を利用し、この枠内に 0.01 ~ 0.05 g の粒子を配置することで粒子重量を管理した。単位面積あたりの重量に換算すると、0.01 g が 0.127 kg/m^2 に相当する。

4・2・4 実験方法

図 4-3 および図 4-4 に示した実験装置を用いてチェーンの静力学特性を計測した。コイルにより磁界を形成し、コイル上部に配置した磁性粒子（直径 10 mm の円筒枠内に充填した後、円筒を除去）のチェーン形成をデジタルマイクロスコブ（キーエンス社製、VH-7000）で観

測した。図 4-2 に示したようなチェーンの観測写真を画像処理し、チェーンの長さを計測した。

また、チェーン傾斜特性を計測する際には、図 4-10 のようにコイルを回転ステージ(KOHZU RM05-02)上に設置し、コイルを重力方向に対して傾斜させてチェーンの状態を計測した。

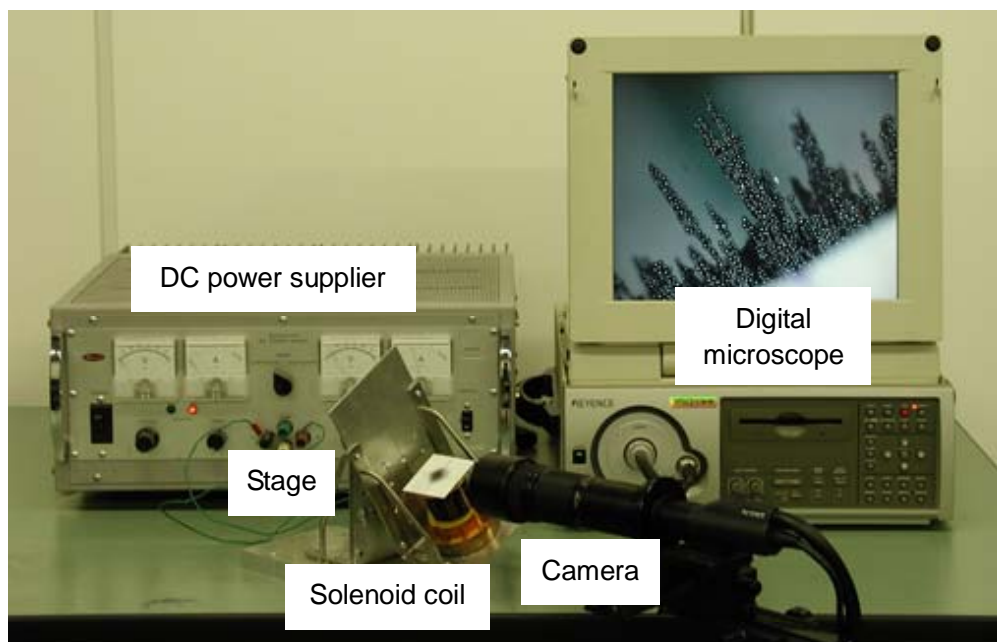


Fig. 4-10 Photograph of experimental set-up for inclined chain measurement.

4.3 シミュレーション方法

4.3.1 モデルの概要

本章で述べる数値解析アルゴリズムおよび考慮する作用力は、第 2 章で述べたアルゴリズム、作用力と同一である。ただし、磁界中での磁性粒子の挙動を対象とするため、以下の点に留意した。

- (1) 静電気力は無視し、磁界中で発生する磁気相互作用力 f_{mj} (2.4.2 項で概説、次項で詳述) を導入する。
- (2) 3.2.2 項で述べた手順に従い Hertz 接触式をもとに機械的相互作用力を算定する。ただし、磁性粒子の塑性変形は微小と考えられるため考慮しない。
- (3) 2.5 節に述べたとおり、付着力の影響が相対的に小さいと予想されるため、付着力の影響は無視する。

また本章では、後述するように二次元シミュレーションの定量的精度を改善するため、モデルを三次元に拡張してシミュレーションを行い、両者を対比する。第 2 章で述べたとおり二次元シミュレーションでは並進 2 成分、回転 1 成分の 3 自由度を扱うが、三次元シミュレーションの場合にはそれぞれ 3 成分を対象とする。ただし本論文で述べる三次元シミュレーションでは、回転運動が粒子群の挙動に大きく影響しなかったため、並進 3 成分のみを扱っている。

4.3.2 磁気相互作用

a. **基礎式** チェーン形成現象の主役となる磁気相互作用力に関しては、2.4.2 項で述べた手順で算定した⁽¹¹⁾⁽¹⁰³⁾。また、粒子の挙動と系のポテンシャルエネルギーの関係を調査するため、式(49)で与えられる磁気エネルギー U_m と位置エネルギー U_k の和をポテンシャルエネルギーとして評価した。

$$U_m = -\frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \mathbf{p}_j \cdot \mathbf{B}_j' \quad (49)$$

なお、式(34)、(35)、(39)で構成される連立一次方程式を解く際には、反復計算を行っている。すなわち、コイルにより与えられる外部磁界に対して式(39)により各粒子に発生する磁気双極子モーメントを求める。この結果をもとに式(34)、(35)により各粒子位置での磁束密度を修正する。以下、このような計算を双方の計算を結果が安定するまで繰り返し行うようにしている。収束の判定は式(49)で求められるエネルギー変化が所定値より小さくなることとした。

b. **二次元モデル** 磁気相互作用の計算に際しては、コイルにより生成される磁界が式(48)のように求まっているため、あらかじめ磁束密度の空間微分などを解析的に求めておく方が計算負荷、精度の点から有利である。

式(33)を、二次元直交座標系で具体的に書き表すと以下のとおりである。なお、先に述べたとおり、コイル半径方向を x 軸に、コイル軸方向を y 軸に設定する。

$$\begin{aligned} f_{mx} &= p_x \frac{\partial B_x}{\partial x} + p_y \frac{\partial B_x}{\partial y} \\ f_{my} &= p_x \frac{\partial B_y}{\partial x} + p_y \frac{\partial B_y}{\partial y} \\ M_m &= p_x B_y - p_y B_x \end{aligned} \quad (50)$$

さらに、式(35)の B_{ij} は粒子 i および j の二次元直交座標 x_i, y_i, x_j, y_j を用いて以下のように表される。

$$\begin{aligned} B_{ix} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{(x_{ji}^2 + y_{ji}^2)^{\frac{5}{2}}} (2p_{jx}x_{ji}^2 + 3p_{jy}x_{ji}y_{ji} - p_{jx}y_{ji}^2) \\ B_{iy} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{(x_{ji}^2 + y_{ji}^2)^{\frac{5}{2}}} (-p_{jy}x_{ji}^2 + 3p_{jx}x_{ji}y_{ji} + 2p_{jy}y_{ji}^2) \end{aligned} \quad (51)$$

ただし、 $x_{ji} = x_i - x_j$, $y_{ji} = y_i - y_j$ とおいた。式(51)から磁束密度の空間微分を求めると、

以下ようになる .

$$\begin{aligned}
\frac{\partial B_{ijx}}{\partial x} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3}{(x_{ji}^2 + y_{ji}^2)^{\frac{7}{2}}} \left(-2p_{jx}x_{ji}^3 - 4p_{jy}x_{ji}^2y_{ji} + 3p_{jx}x_{ji}y_{ji}^2 + p_{jy}y_{ji}^3 \right) \\
\frac{\partial B_{ijx}}{\partial y} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3}{(x_{ji}^2 + y_{ji}^2)^{\frac{7}{2}}} \left(p_{jy}x_{ji}^3 - 4p_{jx}x_{ji}^2y_{ji} - 4p_{jy}x_{ji}y_{ji}^2 + p_{jx}y_{ji}^3 \right) \\
\frac{\partial B_{ijy}}{\partial x} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3}{(x_{ji}^2 + y_{ji}^2)^{\frac{7}{2}}} \left(p_{jy}x_{ji}^3 - 4p_{jx}x_{ji}^2y_{ji} - 4p_{jy}x_{ji}y_{ji}^2 + p_{jx}y_{ji}^3 \right) \\
\frac{\partial B_{ijy}}{\partial y} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3}{(x_{ji}^2 + y_{ji}^2)^{\frac{7}{2}}} \left(p_{jx}x_{ji}^3 + 3p_{jy}x_{ji}^2y_{ji} - 4p_{jx}x_{ji}y_{ji}^2 - 2p_{jy}y_{ji}^3 \right)
\end{aligned} \tag{52}$$

c. **三次元モデル** 三次元空間における磁気相互作用力は , 前述の二次元直交座標系における磁気相互作用をそのまま三次元直交座標系に拡張する . まず式 (50) に対応する磁気力は以下ようになる .

$$\begin{aligned}
f_{mx} &= p_x \frac{\partial B_x}{\partial x} + p_y \frac{\partial B_x}{\partial y} + p_z \frac{\partial B_x}{\partial z} \\
f_{my} &= p_x \frac{\partial B_y}{\partial x} + p_y \frac{\partial B_y}{\partial y} + p_z \frac{\partial B_y}{\partial z}
\end{aligned} \tag{53}$$

$$\begin{aligned}
f_{mz} &= p_x \frac{\partial B_z}{\partial x} + p_y \frac{\partial B_z}{\partial y} + p_z \frac{\partial B_z}{\partial z} \\
M_{mx} &= p_y B_z - p_z B_y \\
M_{my} &= p_z B_x - p_x B_z \\
M_{mz} &= p_x B_y - p_y B_x
\end{aligned} \tag{54}$$

つぎに , 式 (51) , (52) に対応する磁束密度およびその空間微分は以下のように表される . ただし , 以下では煩雑さを避けるため , 磁束密度 , 磁気モーメント , 座標値の添字 i, j を省略して記載した .

$$\begin{aligned}
B_x &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{5}{2}}} \left\{ p_x (2x^2 - y^2 - z^2) + 3p_y xy + 3p_z zx \right\} \\
B_y &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{5}{2}}} \left\{ 3p_x xy + p_y (2y^2 - z^2 - x^2) + 3p_z yz \right\} \\
B_z &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{5}{2}}} \left\{ 3p_x zx + 3p_y yz + p_z (2z^2 - x^2 - y^2) \right\}
\end{aligned} \tag{55}$$

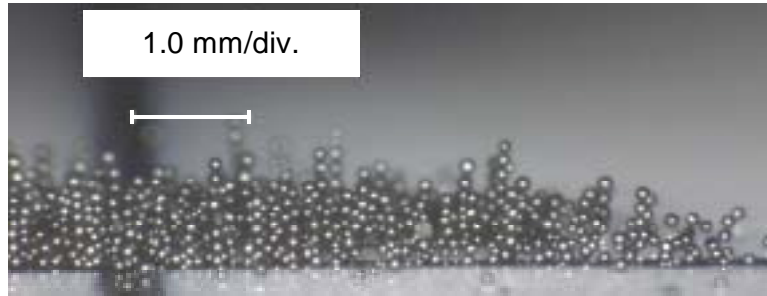
$$\begin{aligned}
\frac{\partial B_x}{\partial x} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{7}{2}}} \{p_x x(3y^2 + 3z^2 - 2x^2) + (p_y y + p_z z)(y^2 + z^2 - 4x^2)\} \\
\frac{\partial B_x}{\partial y} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{7}{2}}} \{p_x y(y^2 + z^2 - 4x^2) + p_y x(z^2 + x^2 - 4y^2) - 5p_z xyz\} \\
\frac{\partial B_x}{\partial z} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{7}{2}}} \{p_x z(y^2 + z^2 - 4x^2) - 5p_y xyz + p_z x(x^2 + y^2 - 4z^2)\} \\
\frac{\partial B_y}{\partial x} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{7}{2}}} \{p_x y(y^2 + z^2 - 4x^2) + p_y x(z^2 + x^2 - 4y^2) - 5p_z xyz\} \\
\frac{\partial B_y}{\partial y} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{7}{2}}} \{p_y y(3z^2 + 3x^2 - 2y^2) + (p_x x + p_z z)(z^2 + x^2 - 4y^2)\} \\
\frac{\partial B_y}{\partial z} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{7}{2}}} \{-5p_x xyz + p_y z(z^2 + x^2 - 4y^2) + p_z y(x^2 + y^2 - 4z^2)\} \\
\frac{\partial B_z}{\partial x} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{7}{2}}} \{p_x z(y^2 + z^2 - 4x^2) - 5p_y xyz + p_z x(x^2 + y^2 - 4z^2)\} \\
\frac{\partial B_z}{\partial y} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{7}{2}}} \{-5p_x xyz + p_y z(z^2 + x^2 - 4y^2) + p_z y(x^2 + y^2 - 4z^2)\} \\
\frac{\partial B_z}{\partial z} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{7}{2}}} \{p_z z(3x^2 + 3y^2 - 2z^2) + (p_x x + p_y y)(x^2 + y^2 - 4z^2)\}
\end{aligned} \tag{56}$$

4.4 実験結果

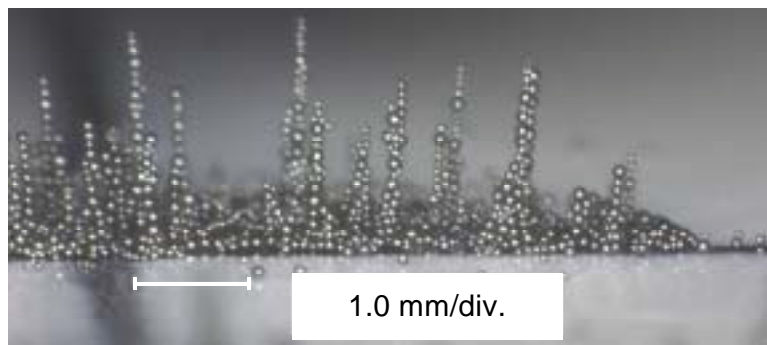
4.4.1 チェーン長さ

a. **チェーン長さの空間分布** 形成したチェーンの観測例を図 4-11 に示す。平均粒径 88 μm の粒子を使用し、粒子重量とコイル電流を変えて観測した結果である。(a) に示すコイル電流 1 A の場合にはチェーンの形成は明確でないが、(b) に示したようにコイル電流を 3 A に設定した場合には、細長いツリー状に成長したチェーンが多数観測される。さらに(c) のように粒子重量を増加させると個々のチェーンがさらに太く、長く成長する。また、場所によってチェーンの長さに差異がみられる。

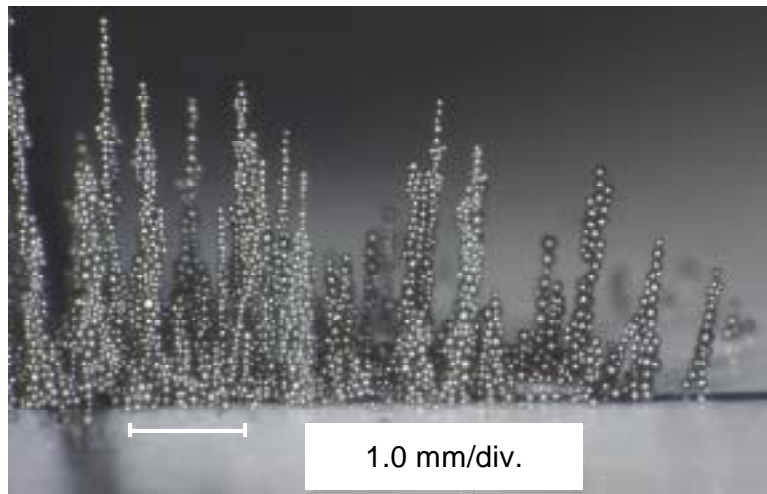
図 4-12 に、コイル電流(すなわち磁束密度)をパラメータとしたチェーン長さの計測例を示す(平均粒径 55 μm , 粒子重量 0.382 kg/m^2)。横軸はコイル上の半径方向の位置である。シンボルで示した個々のチェーン長さは大きくばらついているが、二次回帰した各曲線を比較すると、コイル電流値が大きいほど、またコイル中央ほどチェーンが長くなる傾向が明確である。これらはいずれもチェーン長さの磁束密度依存性を示しているものと考えられる。



(a) Coil current 1 A, surface loading 0.127 kg/m^2



(b) Coil current 3 A, surface loading 0.127 kg/m^2



(c) Coil current 3 A, surface loading 0.255 kg/m^2

Fig. 4-11 Observed chain profile in magnetic field. (averaged diameter $88 \mu\text{m}$)

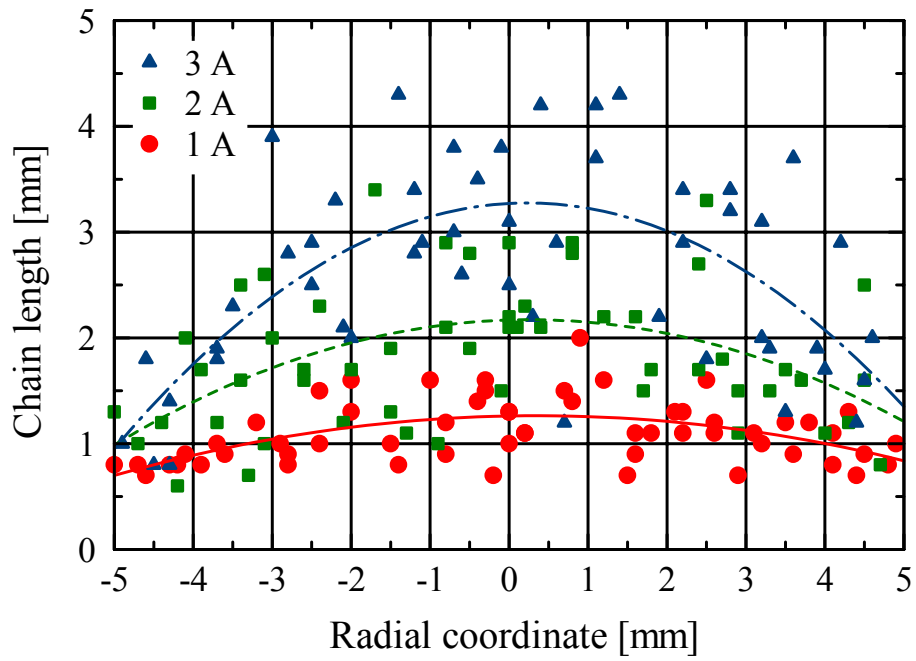


Fig. 4-12 Measured chain length at various coil current.
(averaged diameter 55 μm , surface loading 0.382 kg/m^2)

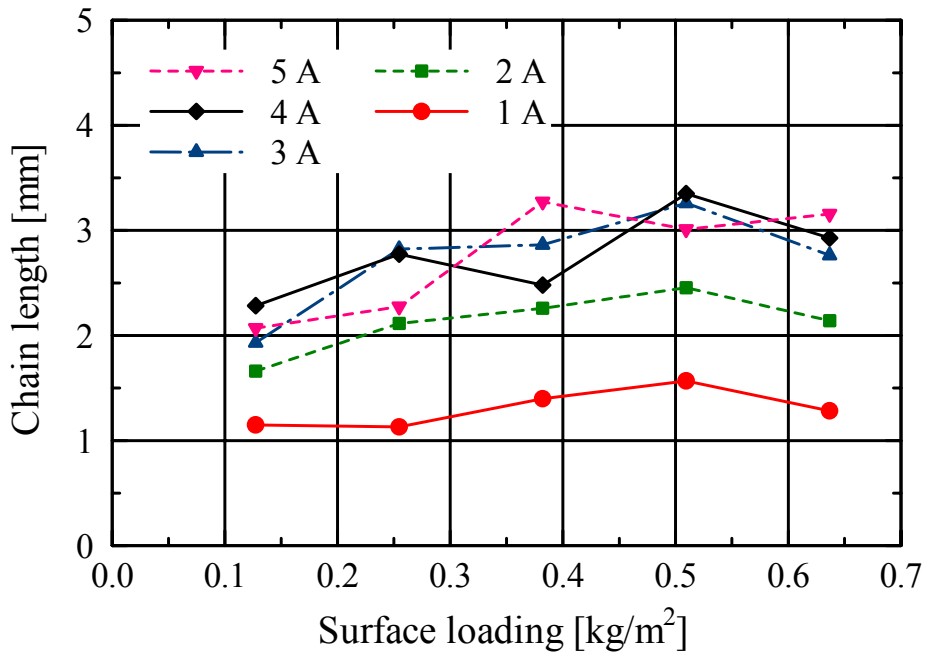


Fig. 4-13 Relation between chain length and surface loading of particles.
(averaged diameter 88 μm)

b. **粒子重量・粒径・磁束密度依存性** 図 4-12 に示したような回帰曲線から求めたコイル中央におけるチェーン長さとの粒子重量の関係を図 4-13 に示す。図のとおり、チェーン長さは粒子重量、磁束密度増加に伴って増大する。また、粒子重量や磁束密度が増加した場合、チェーン長さが飽和する傾向にあることが確認できる。一方、粒径とチェーン長さの関係は図 4-14 に示すとおりである。粒径によるチェーン長さ変化については一定の傾向は認められず、チェーン長さは粒径に強く依存しないものと判断できる。

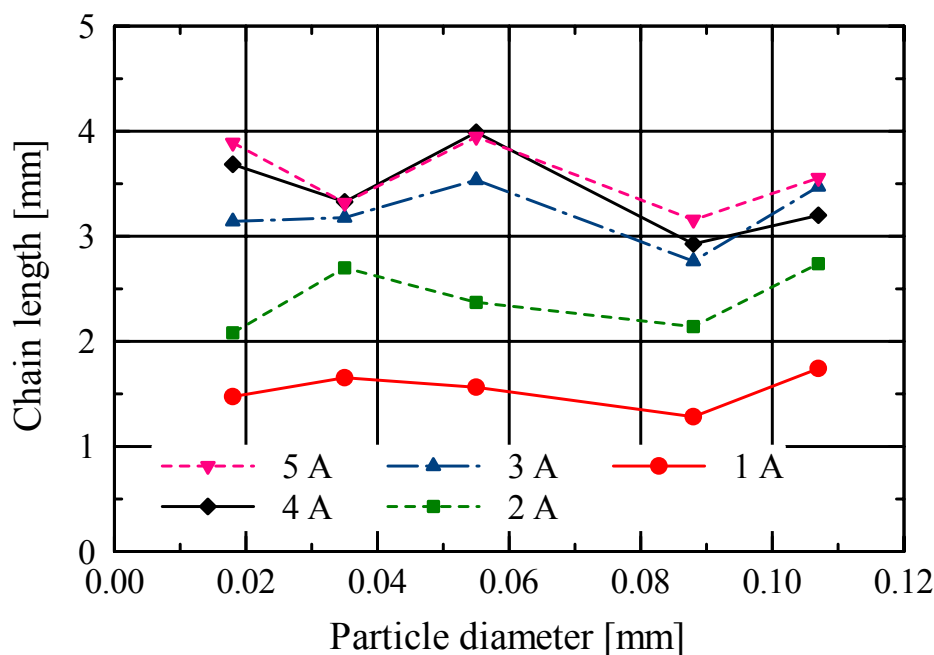


Fig. 4-14 Relation between chain length and particle diameter.
(surface loading 0.637 kg/m^2)

4.4.2 チェーン傾斜特性

a. **チェーン傾斜状態** 図 4-10 の装置でコイルを回転させることによって重力方向に対して傾斜した磁界を生成し、チェーンの傾斜角を計測した結果を図 4-15 に示す。シンボルが垂直上向きを 0 度として計測したチェーンの傾斜角であり、実線は磁界とチェーンの傾斜角が一致している場合の関係を示している。この結果から、チェーンの傾斜角は磁界の傾斜角に比例して増加するが、磁界の傾斜角よりやや大きいことがわかる。これは磁界方向に傾斜したチェーンに対して、重力が斜め方向に作用することによって傾斜角が増大した結果と考えられる。また図 4-15 で、チェーン傾斜角は磁界傾斜角 50 度までしか計測できなかった。これは重力によりチェーンが崩壊したためであり、以降ではこの限界角度を崩壊角とする。

b. **粒子重量・粒径・磁束密度依存性** 粒径、コイル電流を変えて計測したチェーン傾斜角の増幅率（チェーン傾斜角の増加分と磁束密度傾斜角の比）を図 4-16 に示す。図のとおりチェーン傾斜角の増幅率は、コイル電流増加に伴って減少する。これは、磁束密度の増加により

磁気相互作用による磁性粒子間の結合力が増加し、チェーンの剛性が増加したことによると考えられる。粒径に対してはチェーン長さと同様に一定の傾向は認められない。

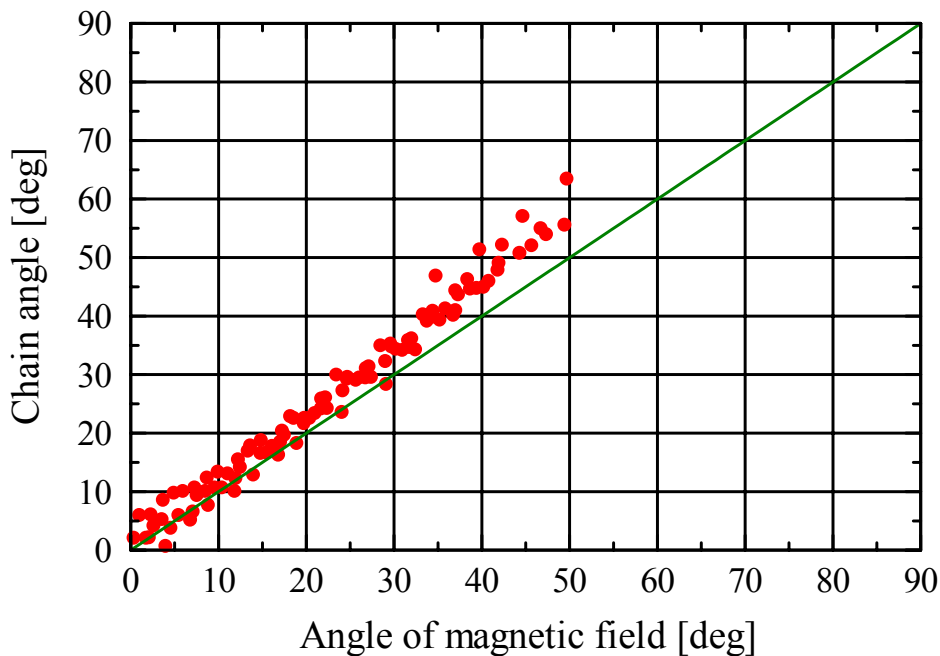


Fig. 4-15 Relation between angle of chain and magnetic field in inclined magnetic field.
(averaged diameter 35 μm , surface loading 0.637 kg/m^2 , coil current 2 A)

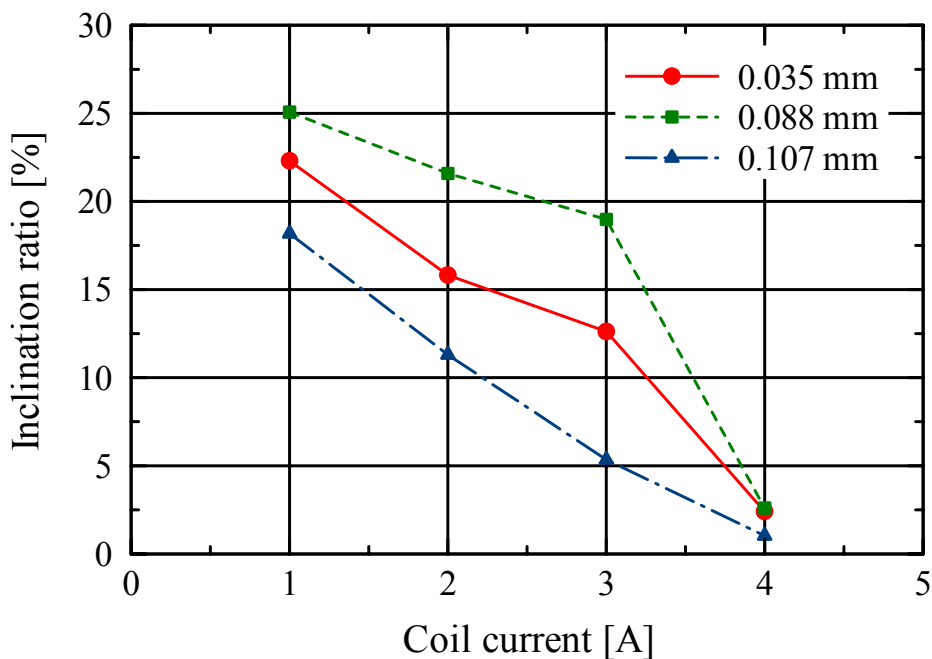


Fig. 4-16 Inclination ratio of chain in inclined magnetic field depending on coil current.
(surface loading 0.637 kg/m^2)

一方、チェーンの崩壊角を評価した結果は図 4-17 のとおりである。コイル電流 4 A 以上ではコイルを 90 度傾けた状態でもチェーンの崩壊は観測されなかったが、図では比較のため崩壊角 90 度としてプロットした。崩壊角についても、チェーン傾斜角増幅率と同様にコイル電流に依存した変化が確認できる。また粒径が大きくなると崩壊角がわずかに減少する傾向にある。これは、チェーン剛性が粒径にも依存していることを示していると考えられるが、図 4-16 の結果と合わせ、作用している重力を加味した上でチェーン剛性を見積もって検討してみる必要がある。

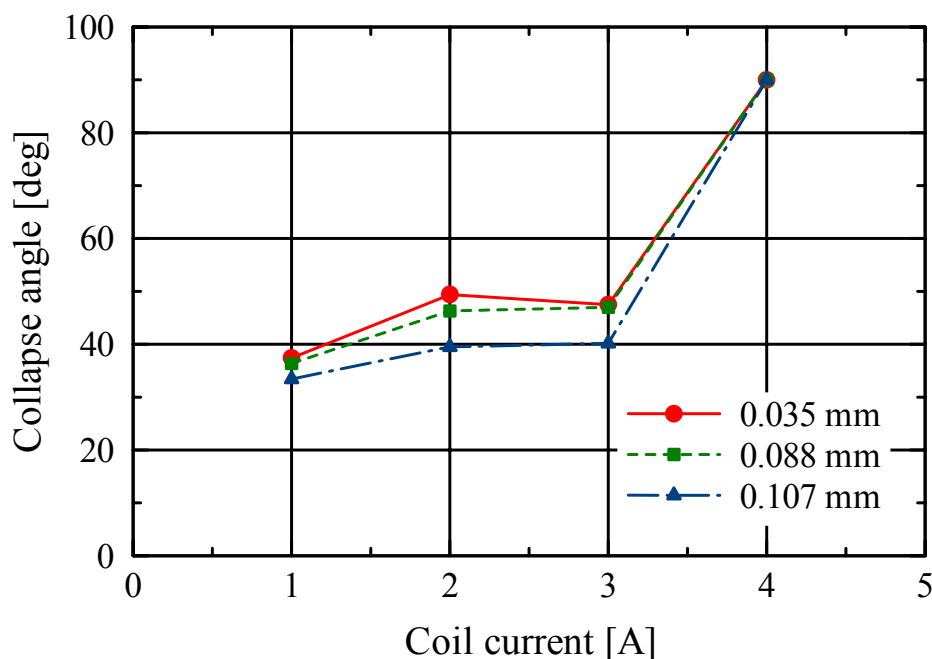


Fig. 4-17 Collapse angle of chain in inclined magnetic field depending on coil current.
(surface loading 0.637 kg/m^2)

4.5 二次元シミュレーション

4.5.1 シミュレーション方法

実験に対応させて二次元モデルによるシミュレーションを行った。平均粒径 $88 \mu\text{m}$ 、体積密度 3550 kg/m^3 、比透磁率 4.34 の磁性粒子を想定し、解析対象空間に所定個数配置して計算を行った。配置する粒子数は、実験で設定した粒子重量と体積密度から換算して決定した。粒径は標準偏差が 10 % の正規分布をなすものとしてばらつきをもたせ、個々の質量も半径に対応させてそれぞれ異なる値に設定した。機械的材料特性としては、粒子のヤング率は 10 GPa とし、解析領域周囲はすべて固定壁としてこれらのヤング率は 100 GPa とした。ポアソン比はいずれも 0.3、すべり摩擦係数は 0.2 を仮定した。以上の諸特性は、以降に述べるシミュレーションですべて同一である。なお、本シミュレーションでは前述したように付着力の影響は無視しており、また転がり摩擦抵抗もゼロとした。

4.5.2 シミュレーション結果

a. **チェーン形成過程** まず、チェーン形成過程を再現するため、図 4-18 に示すように幅 5 mm の領域を設定し、領域中に配置した粒子を重力下で堆積させた上で、実験時のコイル電流に対応する磁界を作用させる計算を行った。ただし、水平方向の磁束密度分布は一定とし、垂直方向のみにコイル中心軸上に対応する磁束密度分布を与えた。なお、図 4-18 の例では、225 個、 0.637 kg/m^2 相当の粒子を配置している。

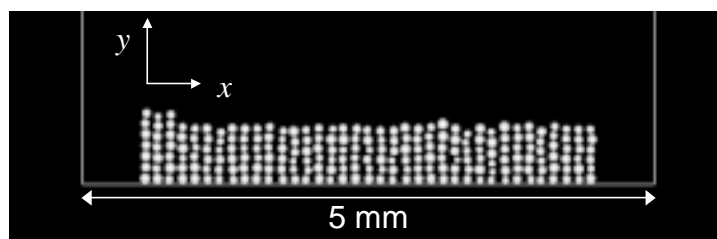


Fig. 4-18 Initial arrangement of particles for two-dimensional simulation of chain formation.

堆積状態からコイル電流 3 A に相当する磁界（最大磁束密度 B_0 は 18.5 mT）を作用させ、時間増分を 100 ns として 50 ms 間の粒子挙動を追跡した結果を図 4-19 に示す。個々の粒子の濃淡は、作用している力の大きさに対応している（以降の図も同様）。図のとおり、解析領域端部の粒子は孤立したクラスタとなってチェーン状の構造を形成している。一方、そのほかの領域では粒子配置状態の変化は微小であり、明確なチェーン形成が認められない。この状況は図 4-2 に示すような実際の状況とは異なっている。

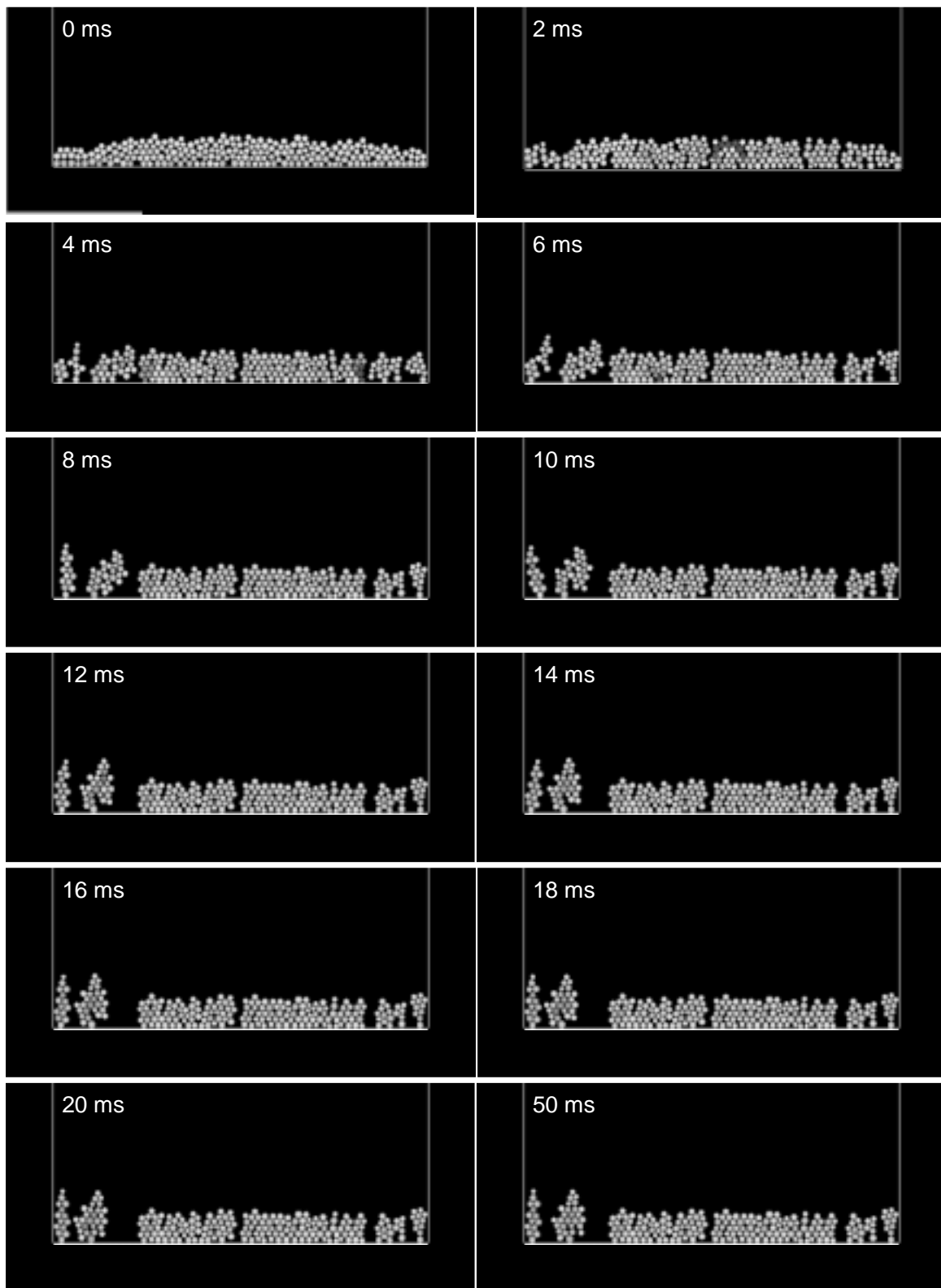


Fig. 4-19 Transient motion of particles in two-dimensional simulation.
 (averaged diameter 88 μm , surface loading 0.637 kg/m^2 , step coil current 3 A)

つぎに粒子の初期状態として、粒子を解析領域中にランダムに配置した状態を想定したシミュレーションを実施した。幅 5 mm、高さ 8 mm の解析領域内に 225 個の粒子を配置してコイル電流 3 A 相当の磁界を作用させたときの粒子の運動状態は図 4-20 のとおりである（図では高さ方向約 4 mm 以下の領域のみを表示）。後述するようにコイル上に堆積した磁性粒子群に磁界を作用させると、個々の粒子が磁化した瞬間に磁氣的反発力により粒子が飛散する現象が見られる。図 4-20 の初期状態はこのような粒子飛散時の状態を模していることになる。

図 4-20 に示したチェーン形成過程では、まず離散した粒子が直列したクラスタを形成しながら落下し、下壁に衝突してチェーンとなる状況が示されている（図 4-20, 0 ~ 15 ms）。さらに、後から落下してきた粒子やクラスタがこのチェーンに合体してチェーンが成長する（図 4-20, 15 ~ 35 ms）。このクラスタやチェーンの形成に伴って、粒子個々に作用する力が増大していることも確認できる。最終的に解析領域全域でツリー状のチェーンが多数形成され、図 4-2 もしくは図 4-11 に示した観察写真と類似した状態が得られている。

図 4-20 のチェーン形成過程におけるポテンシャルエネルギーの時間変化を図 4-21 に示す。全エネルギーと磁気エネルギー、位置エネルギーを、それぞれ丸印、四角印、三角印で示した。図の縦軸は粒子 1 個当たりの平均エネルギーであり、左軸が全エネルギーと磁気エネルギーに対応し、右軸が位置エネルギーに対応する。自由落下とチェーン形成に伴い、位置エネルギー、磁気エネルギーともに単調に減少し 30 ms 程度で安定する。この結果は、前述のチェーン形成がエネルギー最小化の原理に則するという仮説と矛盾しない。

b. チェーン長さ 粒子数と最大磁束密度を変えてチェーン形成過程の解析を行い、50 ms 後のチェーン長さの最大値を調べた（後述するように粒子の運動は 50 ms 程度でほぼ静止する）。結果を実験結果と対比して図 4-22 に示す。粒子数増加、磁束密度増加に伴ってチェーン長さが増大する傾向が確認され、また、実験結果に見られる定性的特徴が良好に再現されている。

一方、定量的には実験結果からの乖離が大きい。図に示したチェーン長さ実験値の 1.0 ~ 3.5 mm に対し、計算値はおよそ 1/3 以下の値となっている。差異の原因としては、主に二次元モデルであることから磁気力が正確に算定されていない点にあると考えられる。また、形成中のチェーンが後から落下してきたクラスタの衝突によって破壊されること、実験時にはコイル中央部に粒子が集合する傾向があり、中央部でチェーン形成に寄与している粒子数は解析で仮定した粒子数よりかなり多いこと、転がり摩擦抵抗をゼロとしているためチェーン先端に付着した粒子が崩落しやすいこと、などの影響も考えられる。

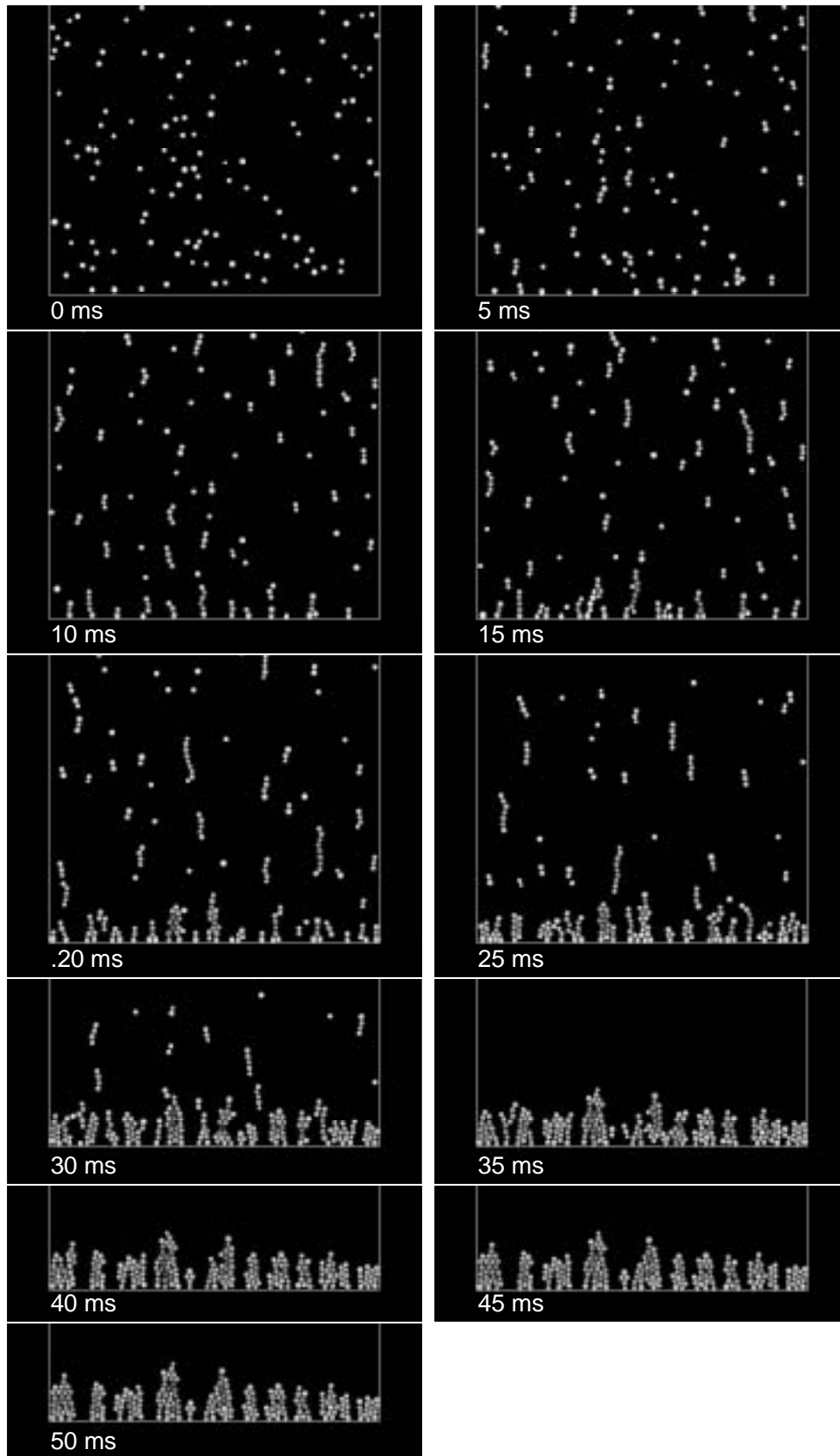


Fig. 4-20 Transient motion of particles in random arrangement case.
 (averaged diameter 88 μm , surface loading 0.637 kg/m^2 , step coil current 3 A)

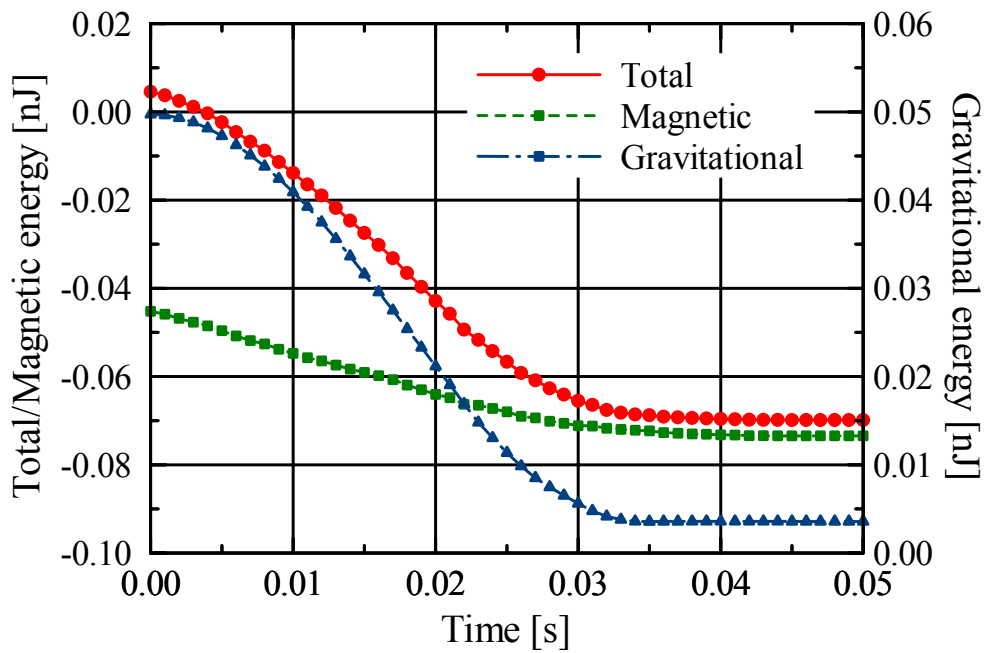


Fig. 4-21 Time variation of average potential energy during transient motion of particles.

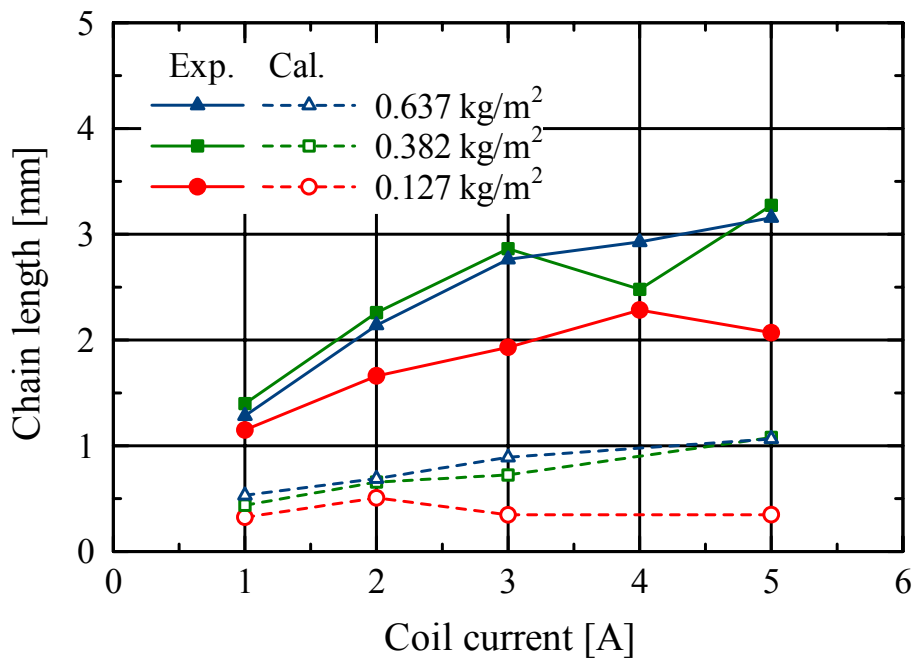


Fig. 4-22 Comparison of chain length obtained by two-dimensional simulation with the experimental results. (averaged diameter 88 μ m)

4.6 三次元シミュレーション

4.6.1 シミュレーション方法

前節で述べたチェーン形成過程の二次元シミュレーションでは、粒子堆積状態からのチェーン形成が再現されず、またチェーン長さの定量的精度が十分ではなかった。主たる原因は、円錐に近い形状をしているチェーンを二次元空間で正確に再現することが困難であり、その結果粒子間の磁氣的相互作用が正確に評価できていない点にあると考えられる。これらチェーン形成過程、チェーン特性の定量的再現性を改善するため、二次元個別要素解析アルゴリズムを三次元に拡張してチェーン形成シミュレーションを実施した。

三次元モデルによる個別要素法シミュレーションは基本的に二次元モデルと同一であり、2.3.4 項に述べたとおりである。また、三次元空間での磁気相互作用モデルは4.3.2 項 c に示した。計算手順としては、図4-23 に示すように2.5 mm 四方の解析領域を想定して粒子を配置し、重力下で堆積させた後に磁界を作用させた。図の例では3125 個、 0.64 kg/m^2 相当の粒子を配置している。さらに、形成した粒子に対して重力加速度の方向を変えることで、磁界と重力間の傾斜をもたせ、チェーンの傾斜状態を再現した。粒子や境界の諸特性、計算条件、磁界の与え方は、二次元シミュレーションの場合と同一である。ただし、すでに述べたように粒子の回転自由度は拘束した。

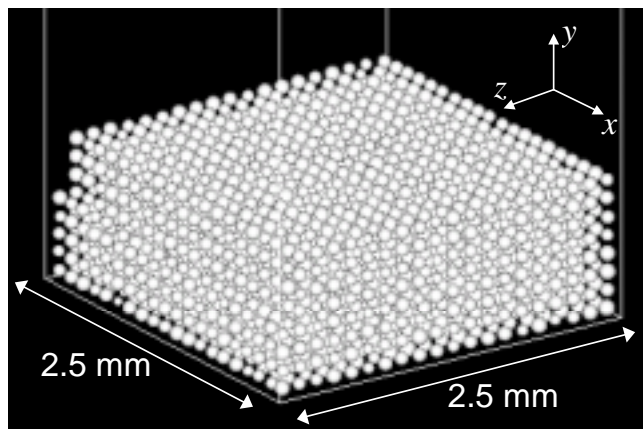


Fig. 4-23 Initial arrangement of particles for three-dimensional simulation of chain formation.

4.6.2 シミュレーション結果

a. **チェーン形成過程** 図 4-23 の初期状態から重力下で粒子の堆積層を形成し、ついで、コイル電流値 3 A に相当する磁界を作用させたときの粒子の運動状態を図 4-24 に示す。図で、堆積した粒子が上方に飛散しながら孤立した粒子クラスタやチェーンを形成し（図 4-24, 0 ~ 20 ms）、さらに飛散粒子やクラスタが落下して形成されたチェーンに合体する状況が示されている（図 4-24, 20 ~ 40 ms）。磁界印加後 40 ms 程度で全体に安定した状態が得られており、細長い円錐状チェーンが多数形成される。このチェーン形成過程、形成したチェーン形状は図 4-2, 4-11 に示した観測写真や実験観察結果に極めて類似している。また、二次元シミュレーションでは良好に再現できなかった粒子堆積状態からのチェーン形成が、本三次元シミュレーションでは全く問題なく再現できている。

図 4-24 で特徴的な粒子の飛散は、磁界が作用して個々の磁性粒子が磁化した瞬間に、磁気的反発力が支配的となって発生するものと考えられる。このような磁界作用直後の粒子の運動状態を高速ビデオカメラ（REDLAKE IMAGING 社製 Motion meter MODEL 1140-0003-1000）で観測した結果を図 4-24 に示したシミュレーション結果と対比して図 4-25 および 4-26 に示す。図のように、粒子の飛散の発生と飛散中のクラスタ形成状況がシミュレーションで極めて良好に再現できていることがわかる。さらに、粒子飛散の進行度合い、飛散粒子が最高点に到達する時刻なども正確に再現されている。飛散粒子の上昇距離は、シミュレーションではやや過大評価されているが、これは、解析領域全域に対してコイル中部に相当する磁界を与えており、実験値に対してやや過大な磁界を作用させていることによるものと考えられる。

つぎに、図 4-24 ~ 4-26 に示したチェーン形成過程におけるポテンシャルエネルギーの時間変化を図 4-27 に示す。図の縦軸は粒子個々のエネルギーの総和であり、左軸が全エネルギーと磁気エネルギーに対応し、右軸が位置エネルギーに対応する。粒子の飛散とチェーン形成に伴って位置エネルギーが増加する一方で、磁気エネルギーは単調に減少する。磁気エネルギーが支配的であることから両者の和である全エネルギーも単調に減少し、40 ms 程度でほぼ安定する。図 4-27 の結果は、チェーンの静的安定状態がおおむね系のポテンシャルエネルギーを最小化するように決定するとの仮説を強く支持している。

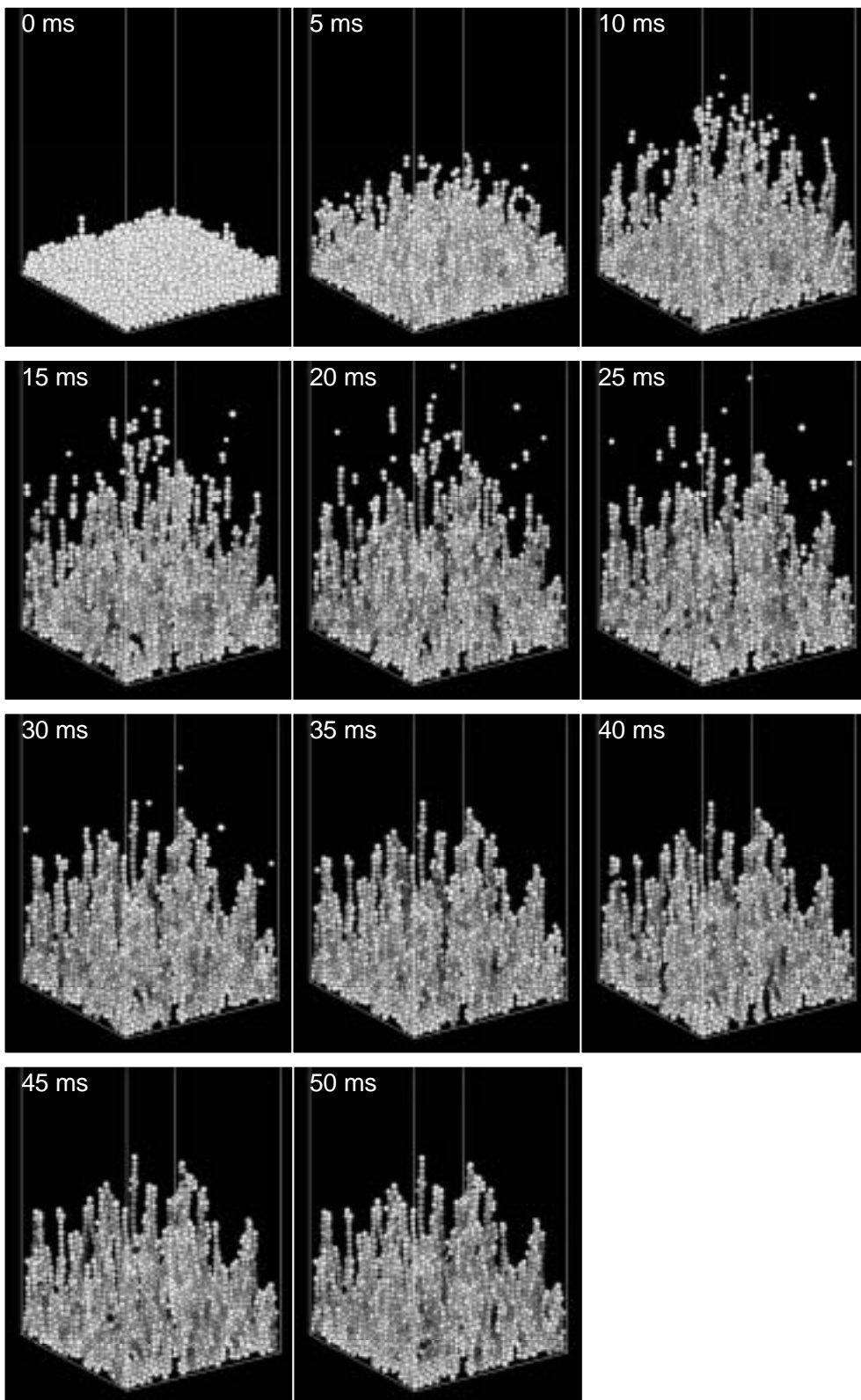


Fig. 4-24 Transient motion of particles in three-dimensional simulation.
(averaged diameter $88 \mu\text{m}$, surface loading 0.64 kg/m^2 , step coil current 3 A)

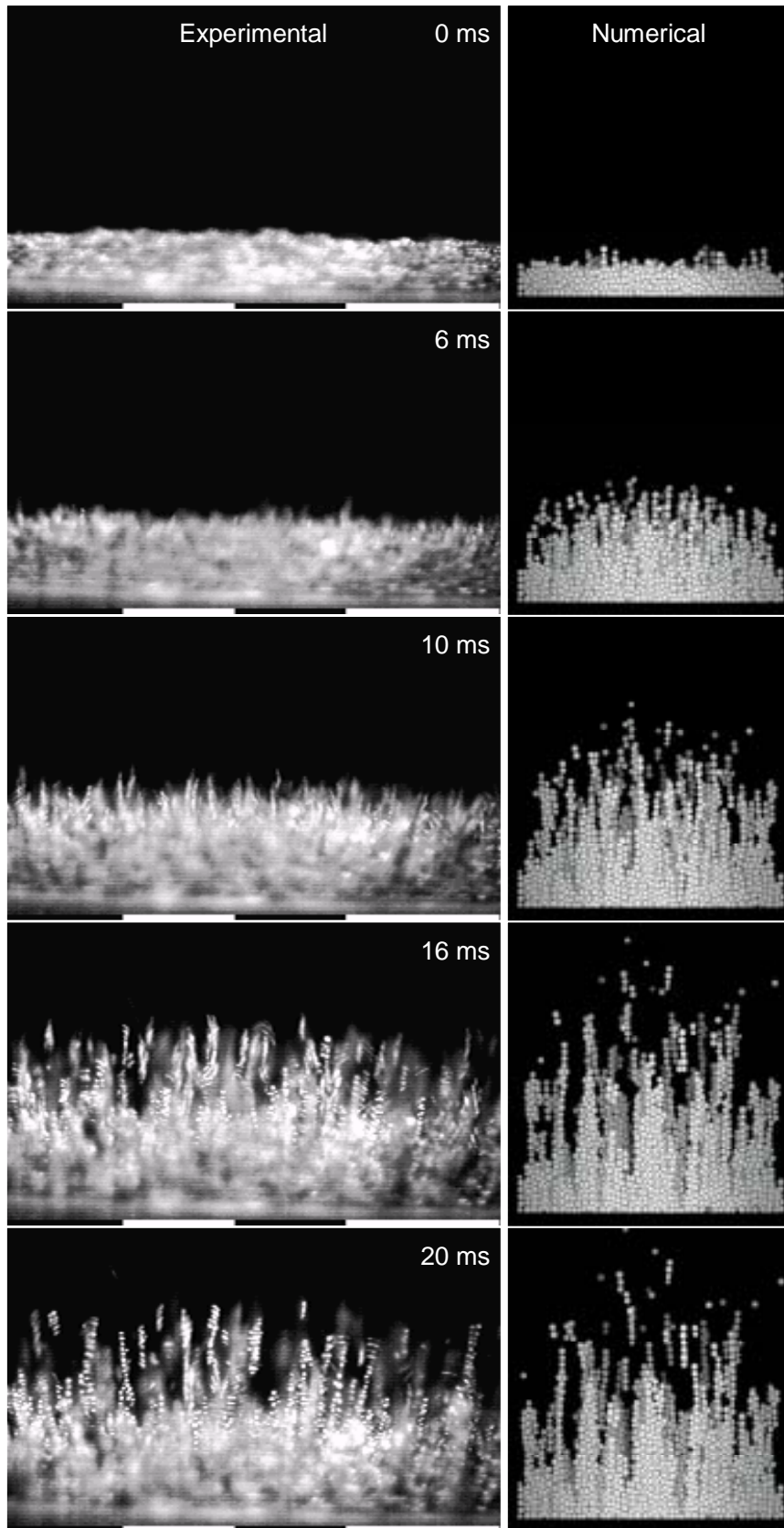


Fig. 4-25 Comparison of transient particle motion in three-dimensional simulation with experimental observations (0-20 ms).

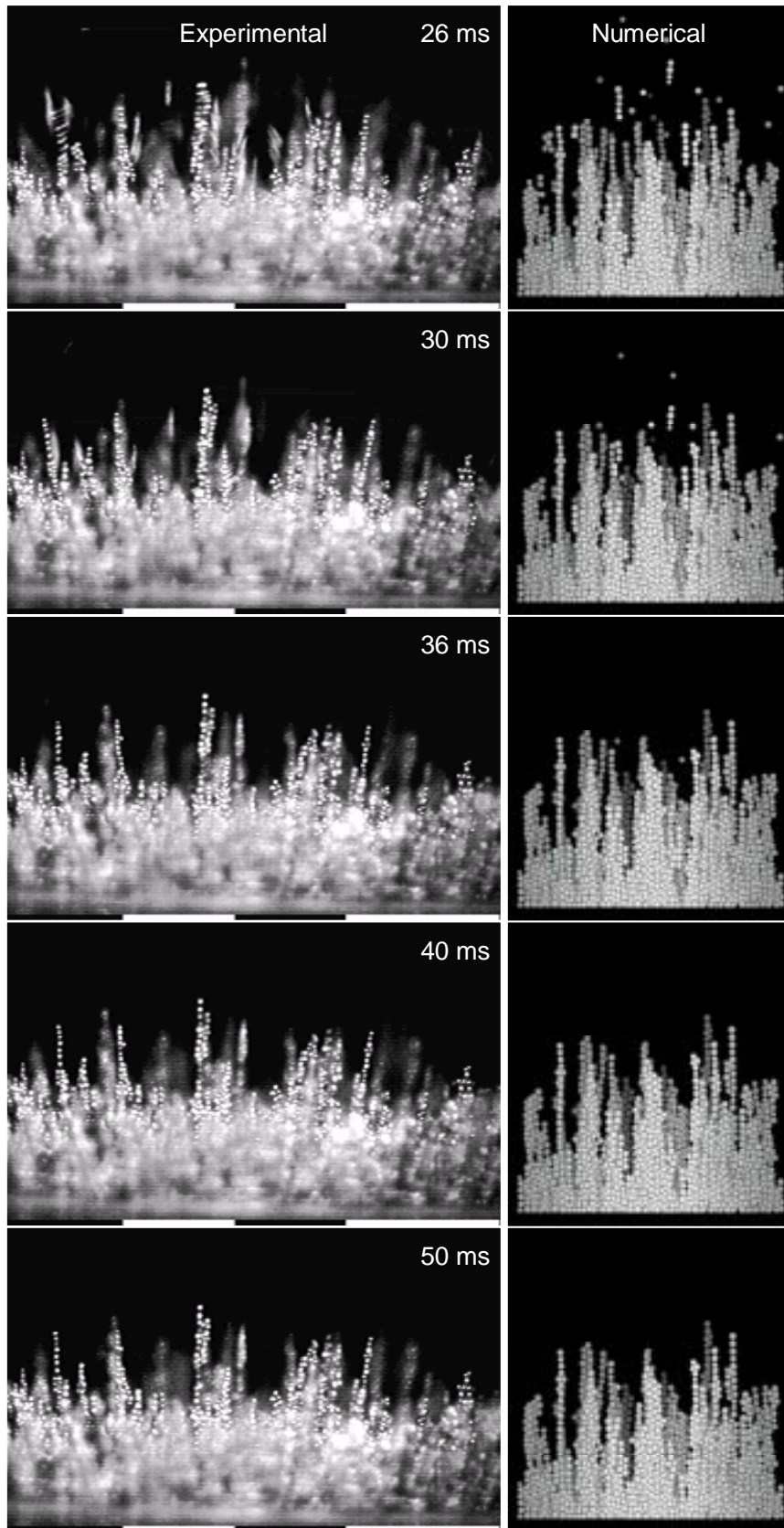


Fig. 4-26 Comparison of transient particle motion in three-dimensional simulation with experimental observations (26-50 ms).

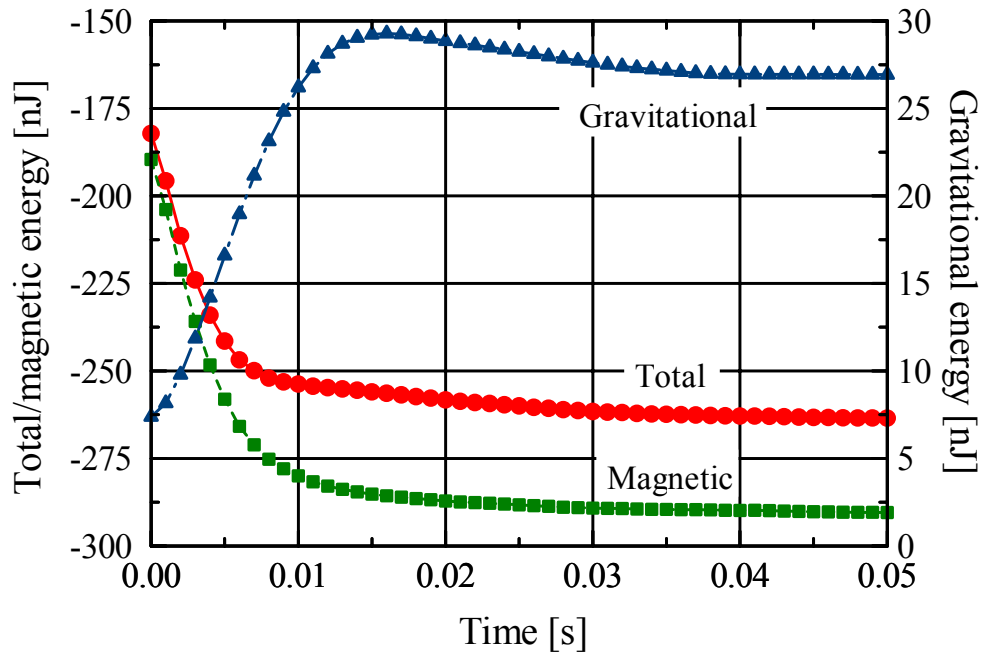


Fig. 4-27 Time variation of potential energy during transient chain formation in three-dimensional simulation.

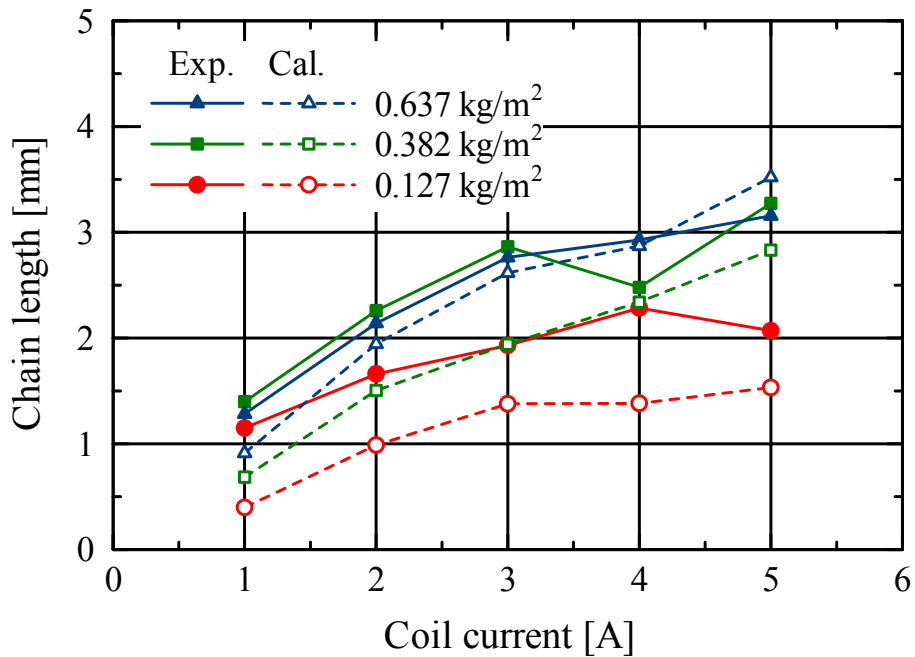


Fig. 4-28 Comparison of chain length obtained by three-dimensional simulation with the experimental results. (averaged diameter 88 μm)

b. チェーン長さ 上述した三次元シミュレーションにより得られるチェーン長さの実験値と比較結果を図 4-28 に示す。図のように、三次元シミュレーションではチェーン長さのコイル電流依存性、粒子重量依存性が良好に再現されており、定量的精度も二次元シミュレー

シオンに比較して格段に向上している．特に，粒子重量 0.637 kg/m^2 の場合には，実験値との定量的対応は極めて高精度になっている．この結果は，三次元シミュレーションにより粒子間の磁気相互作用の評価精度が向上したことによると考えられる．

c. チェーン傾斜特性 実験から磁界が重力方向に対して傾斜している場合，磁界方向に傾斜したチェーンが形成され，その傾斜角は重力の影響で磁界傾斜角より増大することが確認されている．また，磁界傾斜角がさらに大きくなるとチェーンの崩壊が発生することも観測されている．図 4-24，4-26 に示した最終（50 ms）状態のようにチェーンが安定的に形成された状態で，重力を垂直方向に対して傾斜させることで，このようなチェーン傾斜状態を数値的に再現することができる．

上述の処理によるチェーン傾斜の計算例を図 4-29 に示す．図 4-29 (a) は， 0.637 kg/m^2 相当の粒子にコイル電流 2 A 相当の磁界を作用させてチェーンを形成した状態である．この状態から，図の垂直下向き方向を 0° として， x - y 平面内で x 軸方向に重力を傾斜させた．この重力傾斜角 g を， 40° ， 60° として 100 ms 後の状態を解析した結果が (b) と (c) である．なお，本シミュレーションでは，解析領域を 1 mm 四方の領域とし，(a) の状態から傾斜重力場を作用させる際には，チェーン傾斜が阻害されるのを防ぐため周囲の境界を移動させている．

図 4-29 (b) のとおり，傾斜重力場の作用によりチェーンがやや x 軸方向に傾斜する状態が再現された．また，(c) のように重力傾斜角 g を大きくした場合には，一部のチェーンが分断して境界近傍まで移動する状況が確認された．この状態は，実験においてチェーンの崩壊が発生した状態を再現しているものと考えられる．

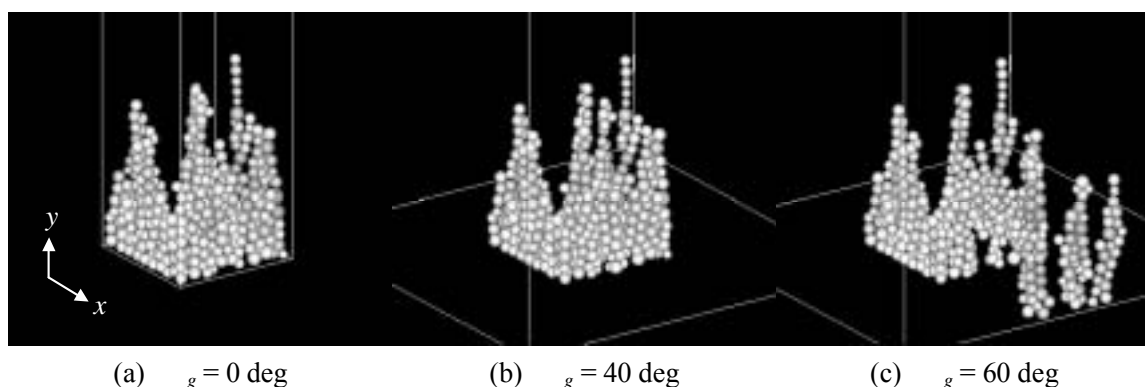


Fig. 4-29 Calculated results of inclined chain in inclined gravitational field.

図 4-29 のようなシミュレーションから傾斜重力場中でのチェーン傾斜角の増加割合と崩壊角を求め，実験値と比較した結果を図 4-30，4-31 に示す．いずれの結果でも，実験的に観測されたコイル電流依存性がおおむね再現できている．また，チェーン傾斜角増幅率に関しては，定量的にも粒径によるばらつきの範囲で実験値に一致している．

以上のとおり二次元，三次元それぞれで実施したシミュレーション結果を実験値と比較し，

後者でチェーン形成過程 ,チェーン長さや傾斜特性が定量的に良好に再現できることを示した .
 今後 ,数値シミュレーションから個々の粒子に作用する磁気力を調査して現象中に発生する静
 電気力と対比することで ,BCO のような画像劣化のメカニズム調査も可能となる .

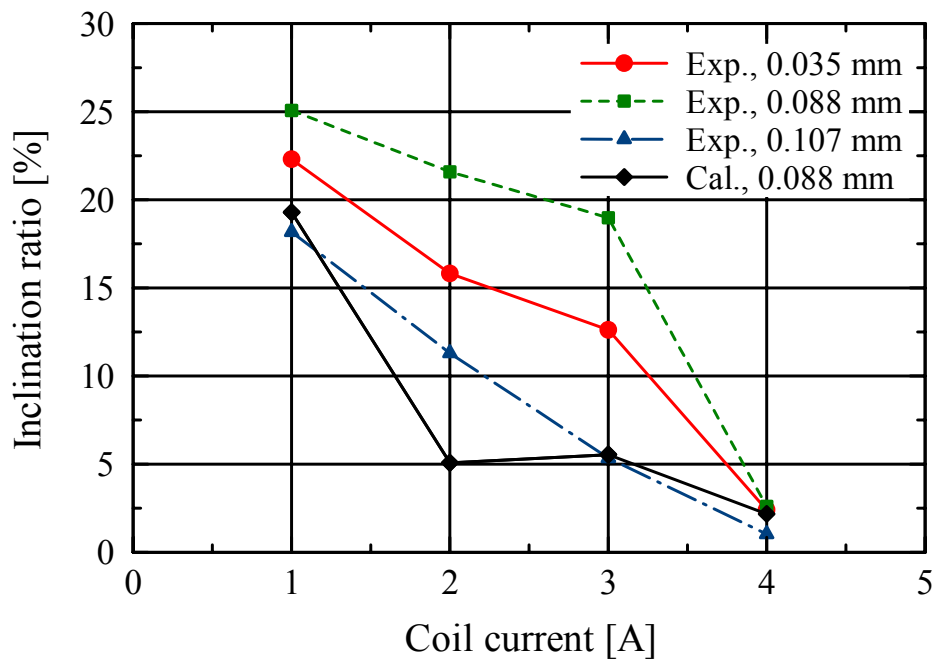


Fig. 4-30 Comparison of calculated inclination ratio with experimental.
 (surface loading 0.637 kg/m^2)

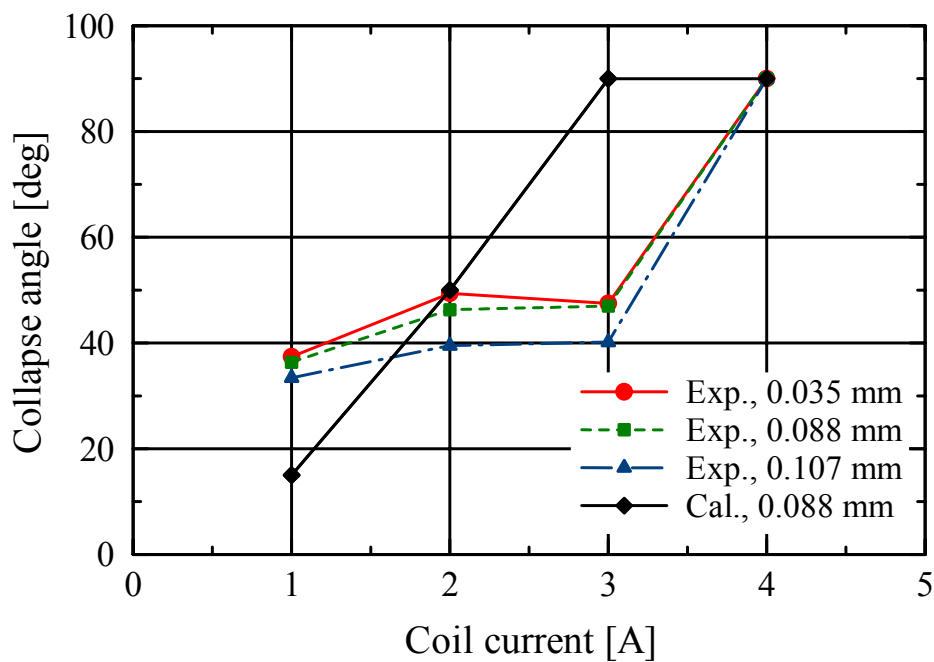


Fig. 4-31 Comparison of calculated collapse angle with experimental.
 (surface loading 0.637 kg/m^2)

4.7 理論的考察

4.7.1 チェーン長さ

a. チェーン長さとポテンシャルエネルギーの関係 チェーンの静的安定状態はポテンシャルエネルギー最小化の原理に則って決定されているとの仮説のもと、図 4-32 (a) のように粒子が垂直方向に一直線に連結した単列チェーン構成を想定してそのエネルギーとチェーン長さの関係を調べた。なお、図 4-32 (b) は後述する傾斜したチェーンの状態を表している。

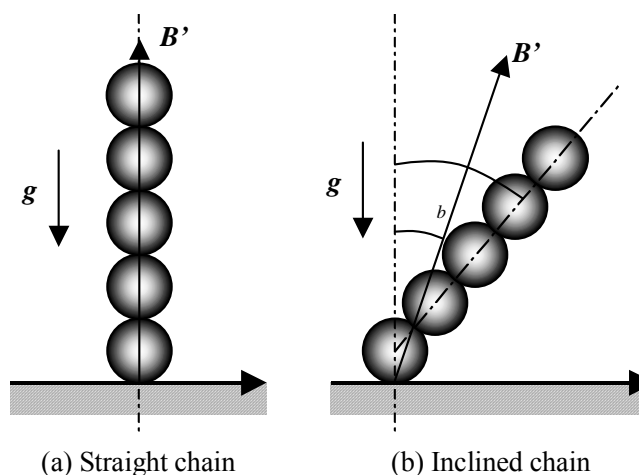
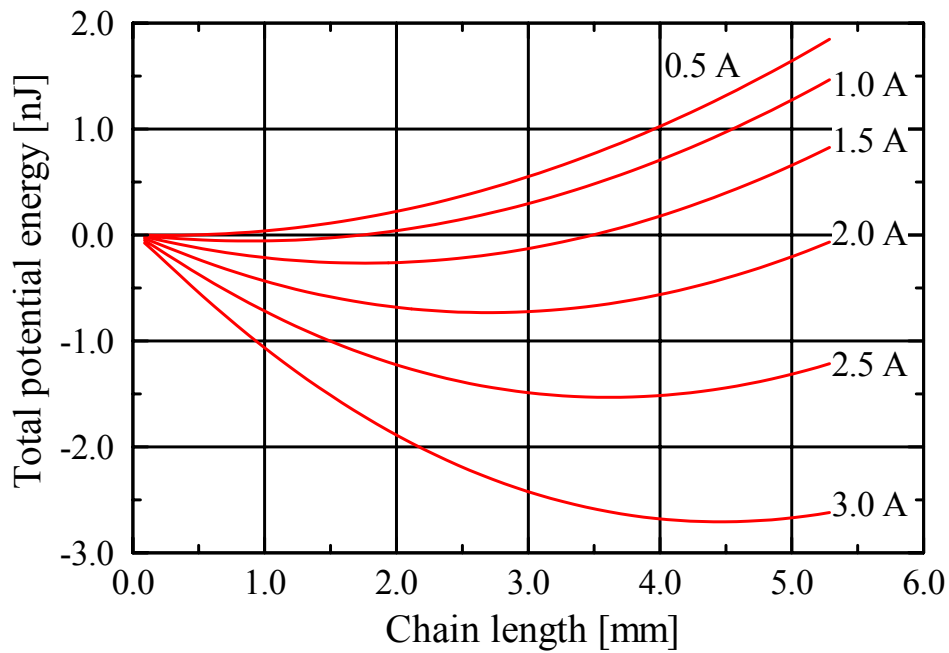


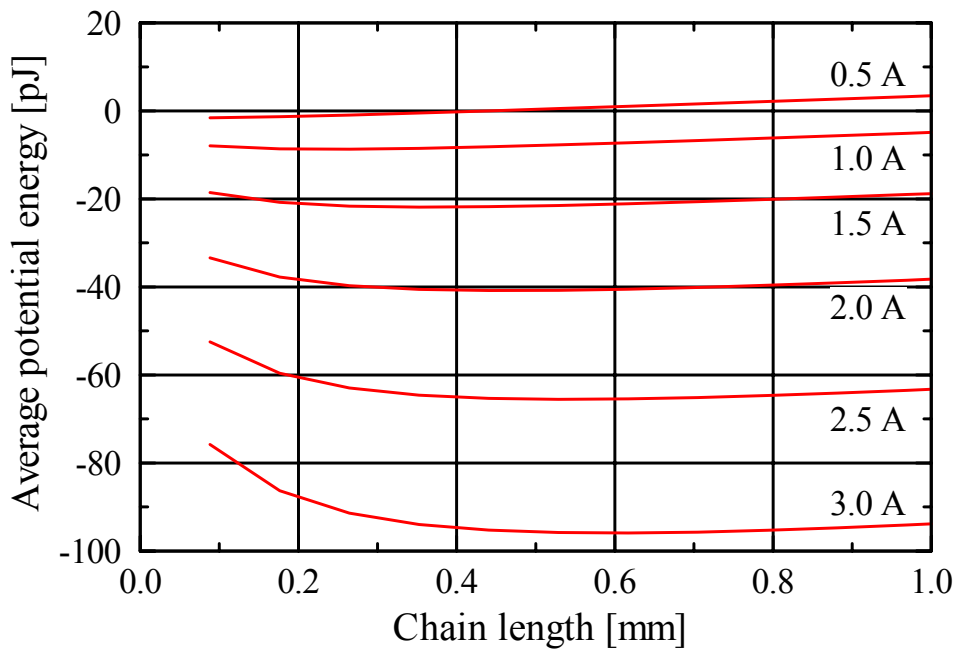
Fig. 4-32 Schematic diagram of straight and inclined chain.

コイル電流（磁束密度）を変えて計算したチェーン長さエネルギーの関係は図 4-33 のとおりである。前項で述べた数値シミュレーションと同様に、粒径 $88 \mu\text{m}$ 、体積密度 3550 kg/m^3 、比透磁率 4.34 の磁性粒子を想定し、それぞれのコイル電流に相当する外部磁界を与えた。ただし、粒径などの特性は均一なものとした。なお、後述するように粒子が無制限に供給される状態にあるか、もしくは一定値であるかとの前提条件の違いについて考察するため、粒子全体のエネルギーの総和である全エネルギーと、個々の粒子の平均エネルギーとの双方について算出した。

図 4-33 に示される各曲線のとおり、いずれのコイル電流においてもエネルギーを最小にする最も安定なチェーン長さ存在する。この最も安定チェーン長さは、コイル電流増加とともに増加していることがわかる。また、全エネルギーで評価した場合と、平均エネルギーで評価した場合とで最も安定チェーン長さはかなり異なっている。



(a) Total potential energy

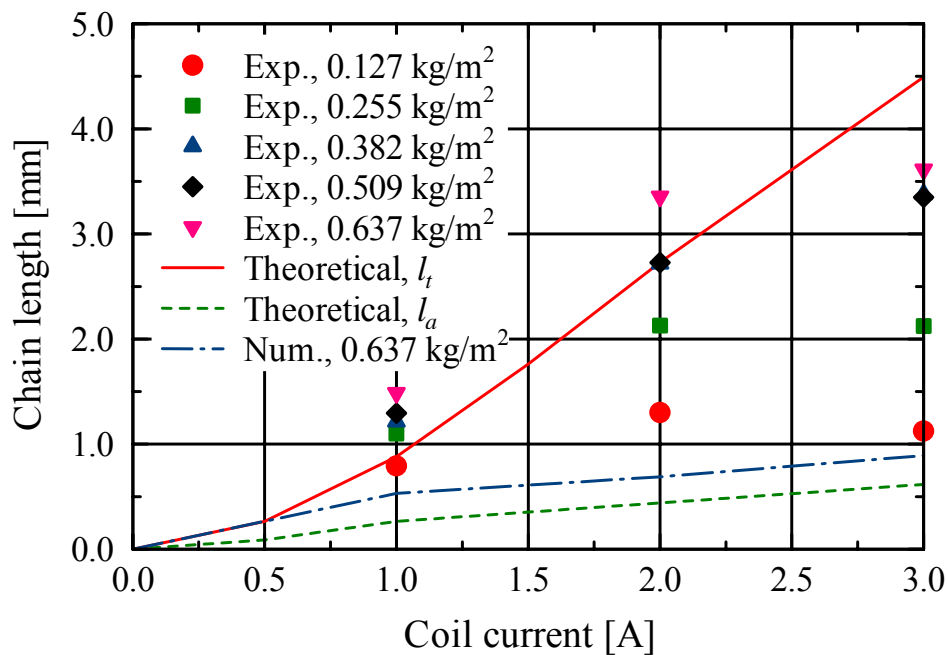


(b) Average potential energy

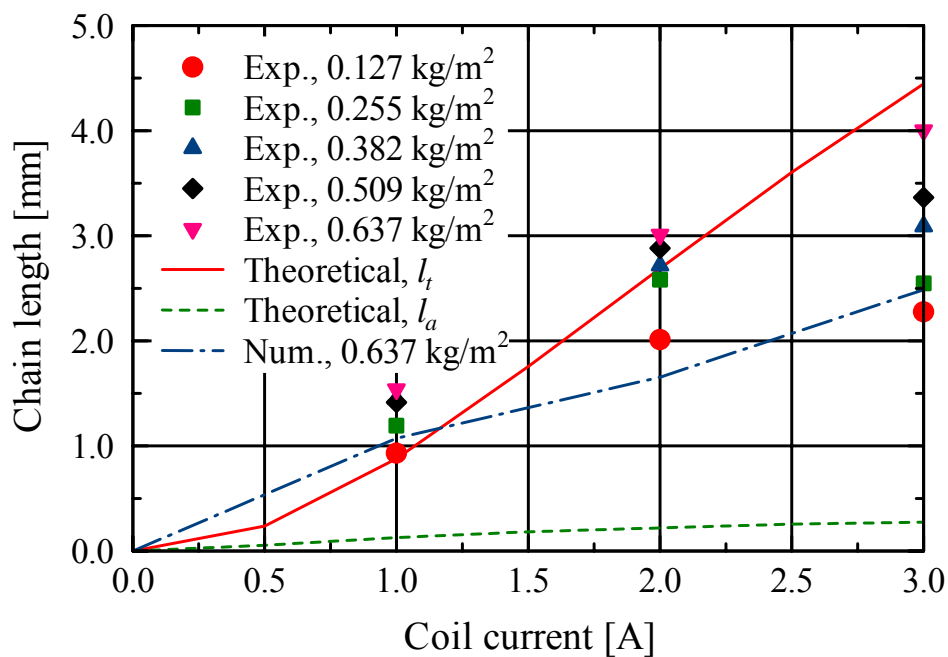
Fig. 4-33 Theoretically estimated relations between potential energy and chain length.

b. 最安定チェーン長さ 図 4-33 の結果から、それぞれのコイル電流値における最も安定なチェーン長さを求め、実験および数値シミュレーション結果と合わせてプロットした。結果は図 4-34 (a) のとおりである。図中シンボルが実験結果で、粒子重量の異なる 5 種類の結果をプロットした。実線および破線は、図 4-33 に示した結果から求めた最安定チェーン長さの理論値であり、実線は全エネルギーを最小化するチェーン長さ l_t 、破線は平均エネルギーを最小化するチェーン長さ l_a に対応する。一点鎖線は、図 4-22 に示した数値シミュレーション結果

を表しており，粒子重量 0.637 kg/m^2 （粒子数 225 個）に対する結果をプロットした．なお，比較のため，平均粒径 $18 \mu\text{m}$ の粒子に関する同様の結果を図 4-34 (b) に示す．



(a) Averaged diameter $88 \mu\text{m}$



(b) Averaged diameter $18 \mu\text{m}$

Fig. 4-34 Comparison of theoretically estimated chain length with experimental results.

図 4-34 (a) をみると，安定なチェーン長さがコイル電流増加に伴って増加し次第に飽和すること，実験結果は粒子数が少ない場合には l_a に近い値を示し，粒子数が増加すると l_t に近い

値を示すことがわかる。粒子重量 0.382 kg/m^2 以上では、実験結果と理論値 l_t がほぼ対応しており、粒子が十分に供給されている状況では、チェーン長さがおおむね全エネルギーを最小化するように決定しているものと判断できる。

コイル電流 2 A までの範囲で理論値が過小評価となっている原因の一つは、非保存力である摩擦力の影響を無視していることによると考えられる。また、コイル電流 2 A 以上の領域で理論値がほぼ線形に増加しているのに対し、実験値が飽和する傾向を示しているのは、全エネルギーの最小化に必要な粒子が十分に供給されない状況にあるためと考えられる。

全エネルギーで評価した場合と、平均エネルギーで評価した場合のチェーン長さの違いは以下のように解釈できる。まず、全エネルギーでチェーン長さを決定する場合には、粒子数に制約のないことが前提となる。すなわち、エネルギーを最小化するだけの粒子を無制限に供給できる状況が想定されている。一方、平均エネルギーで評価する場合には、粒子数が一定であることが前提となっている。これは粒子が実質的に有限である少数しか存在しない状況に対応している。また図 4-34 (a) では、数値シミュレーション結果が l_a に近い結果を与えているが、これは数値シミュレーションで仮定した粒子数が実質的に少ないことを示しているものと考えられる。

上記の説明から、図 4-34 (b) の平均粒径 $18 \mu\text{m}$ に対する結果について以下のような解釈が可能である。図 4-34 (b) に示した実験結果は、(a) に比べて l_t により近い値を示している。これは、同一重量の粒子を考えた場合に粒径の小さい方が粒子数が多く、全エネルギーを最小化する立場により近くなった結果と解釈できる。さらに、数値シミュレーションで扱っている粒子数は (a) の場合よりはるかに多く、このため数値シミュレーションで得られているチェーン長さは (a) の場合よりもかなり大きく、実験値により近い結果を与えている。

4.7.2 チェーン傾斜特性

a. 傾斜チェーンのポテンシャルエネルギー 図 4-15 および図 4-16 に示した実験結果で、チェーン傾斜角が磁束密度の傾斜角より大きく重力の影響が推定された。このチェーンの傾斜状態についても、これまでの議論と同様にポテンシャルエネルギー最小化の観点からの説明が可能と考えられる。そこで、図 4-32 (b) のように重力方向に対して磁束密度が傾いている状況を想定し、エネルギーが最小となるチェーン傾斜角 θ を求めて実験結果と比較した。

まず、コイル電流 1 A に相当する磁界が作用した状態で、チェーンの全エネルギーと傾斜角の関係を、チェーン長さ (粒子数 N) をパラメータとして計算した。結果は図 4-35 のとおりである。これまでの計算と同様に粒径は $88 \mu\text{m}$ 、比透磁率は 4.36 、体積密度は 3550 kg/m^3 とし、磁束密度の傾斜角度 θ_b を 10° として計算した。ただし、縦軸は $\theta = 0^\circ$ のときのエネルギーを基準とした相対エネルギーである。

チェーン長さが短い場合には、エネルギーは極値を有する。この極値を示すときの角度がエネルギー的にみれば最も安定なチェーン傾斜角である。チェーン長さが増大するに従い、エネルギー変化が大きくなり、極値が存在しなくなる。これは、長いチェーンに対する重力の影響が大きく、チェーンの傾斜を磁気力だけでは保持できない状態に対応しているものと考えられる。現実には、ある磁束密度におけるチェーン長さには上限があるためこのような状態は発生しない。

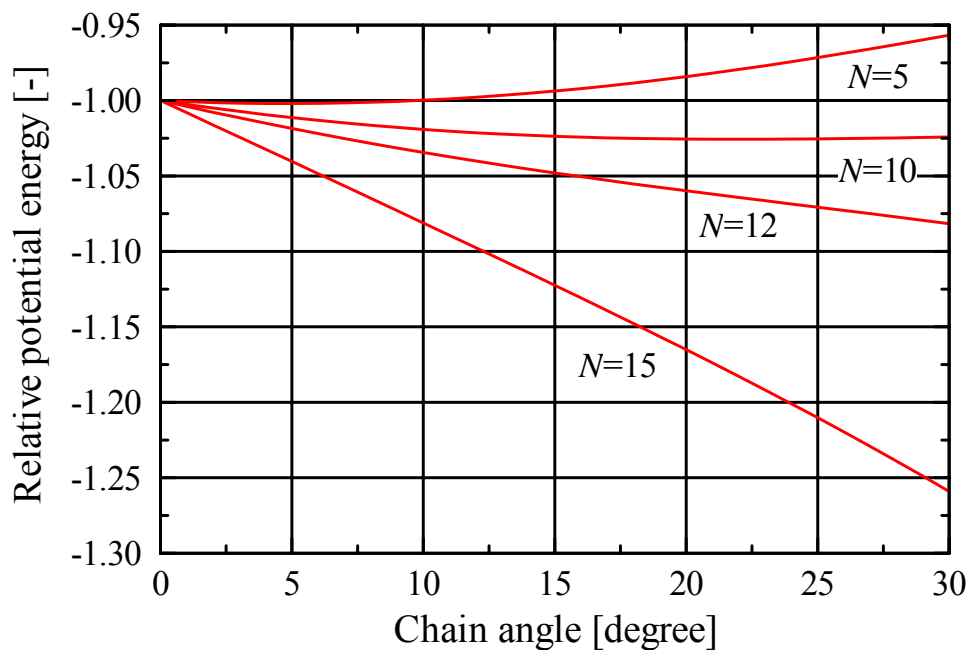


Fig. 4-35 Effect of chain length on the relation between potential energy and chain angle.

b. 最安定チェーン傾斜角 コイル電流 1 A に相当する磁界下で、垂直な単列チェーンの最安定長さは約 0.8 mm，粒子数にして 9 個の状態である（図 4-33 (a) および図 4-34 (a) 参照）。この場合に、チェーンの全エネルギーと傾斜角 の関係を磁束密度の傾斜角 b をパラメータとして計算した結果を図 4-36 に示す。図のように b が小さい場合には、全エネルギーを最小にするチェーン傾斜角が存在する。

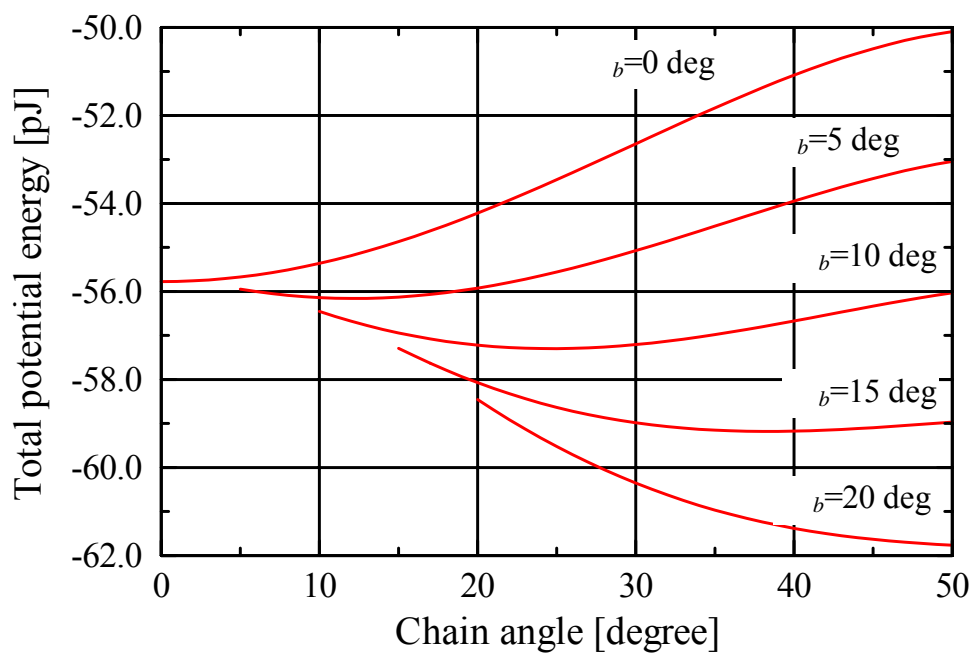


Fig. 4-36 Effect of magnetic flux angle on the relation between potential energy and chain angle.

図 4-36 の結果から、それぞれの θ_b における最安定チェーン傾斜角を求め、実験結果と比較した結果は図 4-37 のとおりである。シンボルは、磁束密度の傾斜角と実測したチェーン傾斜角の回帰直線の関係をプロットしたもので、実線が図 4-36 の結果から得られるに理論解析値である。図のとおり、理論解析値が実験値の約 1.5 倍以上の傾斜角を与えているものの両者は類似した傾向を示している。ポテンシャルエネルギーの観点だけでは傾斜角の説明は十分ではないが、現象の一部を説明しているものと考えられる。差異の原因は、主に摩擦の影響によるものと考えられ、垂直のチェーンの場合に比べ傾斜したチェーンでは摩擦力がより大きく影響しているものと推定される。

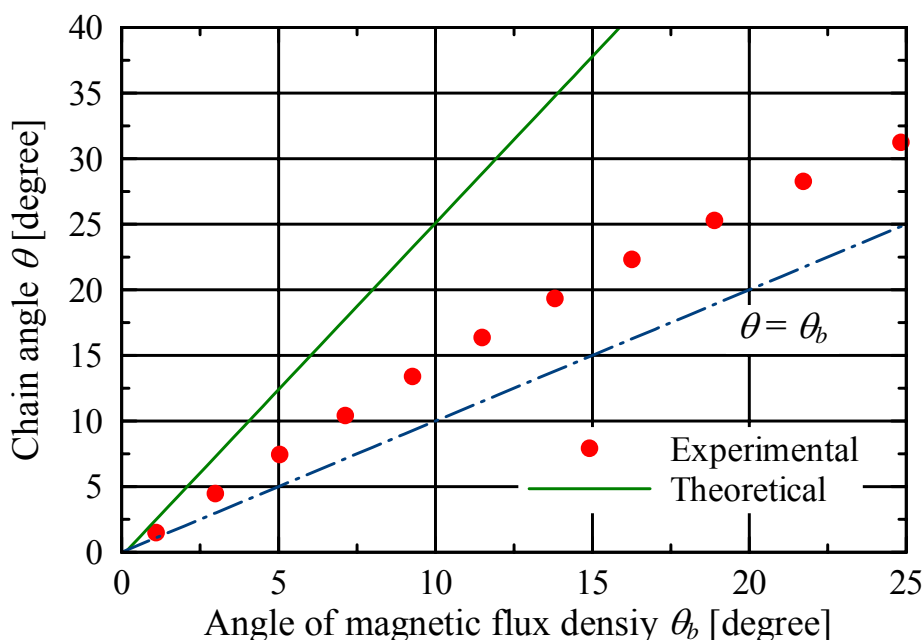


Fig. 4-37 Comparison of calculated and experimental results of chain angle in inclined magnetic field.

4.8 まとめ

二成分磁気ブラシ現象を特徴づける磁性キャリア粒子のチェーン形成に関し、その静力学的特性とメカニズムを明らかにすることを目的として、ソレノイドコイルを利用してチェーンを形成し、その長さや傾斜角を計測した。また、磁気相互作用を考慮した個別要素法による数値シミュレーションを行い、粒子の挙動と形成されるチェーンの特性を実験と比較した。さらに、チェーンの静的安定状態について、ポテンシャルエネルギー最小化の原理による説明を試みた。本研究で得られた知見をまとめると、以下のとおりである。

- (1) 磁界中で形成されるチェーンの長さは磁束密度、粒子数に依存して増加する。
- (2) 傾斜した磁束密度に対して傾斜したチェーンが形成されるが、その傾斜角は重力の影響により磁束密度の傾斜角より大きくなる。
- (3) 上記のチェーン長さの変化は、二次元個別要素法に基づく数値シミュレーションにより

定性的に再現可能である。

- (4) さらに、モデルを三次元に拡張することにより、チェーン形成過程、チェーン長さ、チェーン傾斜特性が、定量的にも高精度に再現できる。
- (5) 粒子が十分にある状態で、上記チェーン長さ、傾斜角で表されるチェーンの静的安定状態は、系の全ポテンシャルエネルギーを最小化するように決定されるという仮説は、おおむね現象を説明する。

本研究により、チェーンの静力学特性が定量的に明らかになり、そのメカニズムについてもポテンシャルエネルギー最小化の観点から説明可能なことが示された。また、本研究で用いた個別要素法に基づく数値シミュレーション手法は、磁界中の磁性粒子の挙動を再現し、プロセスの基礎的な検討を行うことが可能であることが示された。これらの知見およびシミュレーションアルゴリズムは、二成分磁気ブラシ現象プロセス設計を行う上で有用である。

今後検討すべき課題としては、まずチェーン形成メカニズムに関する理論検討方法の改善が挙げられる。本研究ではポテンシャルエネルギーを考えて考察を行ったが、本来粉体を特徴づける物性の一つであり非保存力である摩擦力を加味した検討により、より厳密かつ実用的な議論が可能になるものと考えられる。さらには、チェーンの剛性も視野に入れて議論するために、弾性エネルギーなどの概念を付加することも有効ではないかと考えられる。また、現像品質を改善する観点では、本研究で明らかにした磁性粒子チェーンの諸特性と、結果として得られる画質の定量的関係を明らかにしていく活動を継続する必要がある。この際には、磁界強度やその分布を現実のマグネットローラにより近い状態にして、挙動観測や数値シミュレーションを行っていく必要がある。粉体挙動シミュレーションの観点での課題は、すでに第3章で述べたとおりであり、転がり摩擦特性などの粒子基礎特性の把握とそれに基づくモデルの構築、粒子形状自由度の許容、計算負荷軽減などが挙げられる。

第5章 磁界中における磁性粒子チェーンの動力学特性

5.1 研究の狙い

第4章では、磁界中における磁性粒子チェーンの静力学特性として、チェーンの長さや傾斜特性に関して、実験、数値シミュレーションおよび理論解析による検討結果を述べた。本章で述べる研究では、実際の現像プロセスにおいてはチェーンが感光体表面に接触して画像を摺擦することから、高画質化に対してチェーンの剛性が極めて重要な特性であるとの認識の下に、その動力学特性に着目した検討を行った。具体的には、ソレノイドコイルにより形成したチェーンを加振し、チェーンの共振周波数と等価剛性を評価した。加振方法としては、加振機を利用してコイル軸方向、半径方向双方に正弦波加振を行った。また、実験の確度を上げるため、チェーンに衝撃を与えた際の過渡応答特性を計測する方法も試みた。

さらに、個別要素法に基づく数値シミュレーションにより理想化したチェーンの振動を模擬し、磁束密度やチェーンの長さによる共振周波数の変化を実験結果と比較検討した。理論解析として、静力学特性同様にポテンシャルエネルギーの観点から共振周波数の変化に対する定性的説明を試みた。

最後に、チェーンの剛性に着目してより妥当な数値を把握するとともに、載荷条件や変形状態による違いを確認するため、静的なチェーン剛性を評価した。チェーンの見かけ上の剛性は、第4章で述べた静力学特性のうち、傾斜特性からも算定可能と考えられる。すなわち、傾斜磁界中で作用する重力とそれによるチェーン傾斜角度の増加分とから、チェーンを適当なモデルで近似することにより剛性が求められる。一方、チェーンの先端に微細なカンチレバーにより静的に荷重を作用させて荷重-変位関係を求めることで、より直接的にチェーン剛性を評価する方法も試みた。このようにして求めた静的チェーン剛性を共振周波数から得られる動的チェーン剛性と比較検討した。

5.2 実験方法

5.2.1 実験装置

磁界中で形成した磁性粒子チェーンを加振するとある特定の周波数でチェーン全体が振動する状況が観測される。この周波数をチェーンの共振周波数と考えて計測を行った。さらにチェーンの長さや幅を測定して質量を見積もり、両者から等価剛性を換算して求めた。実験の確度を上げるため、正弦波加振と衝撃加振の2種類を実施し、さらに正弦波加振実験については、コイル軸方向加振と半径方向加振実施した。なお、第4章で述べたようにチェーンはコイル中央以外では磁束の向きと重力によって垂直軸に対して傾斜していること、また軸方向加振時にもわずかな半径方向成分が生じることから、軸方向加振においてもチェーンは半径方向に振動する。したがって、軸方向加振も半径方向加振と同様にチェーンの横振動モードを観測していることになる。

正弦波加振実験装置の概要および写真を図5-1, 5-2に示す。それぞれ、(a)が軸方向加振、

(b) が半径方向加振実験装置の構成を示す．この正弦波加振実験では，加振機（Shinken 製，G14-818）上にソレノイドコイルを設置して磁界を形成し，コイル上部に配置した磁性粒子チェーンの加振下での挙動をデジタルマイクロスコブ（キーエンス社製，VH-7000）で観測した．

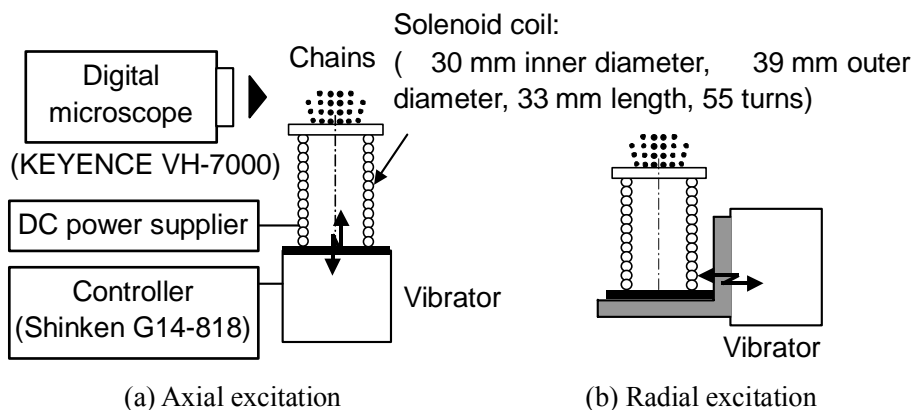


Fig. 5-1 Experimental set-up of sinusoidal excitation.

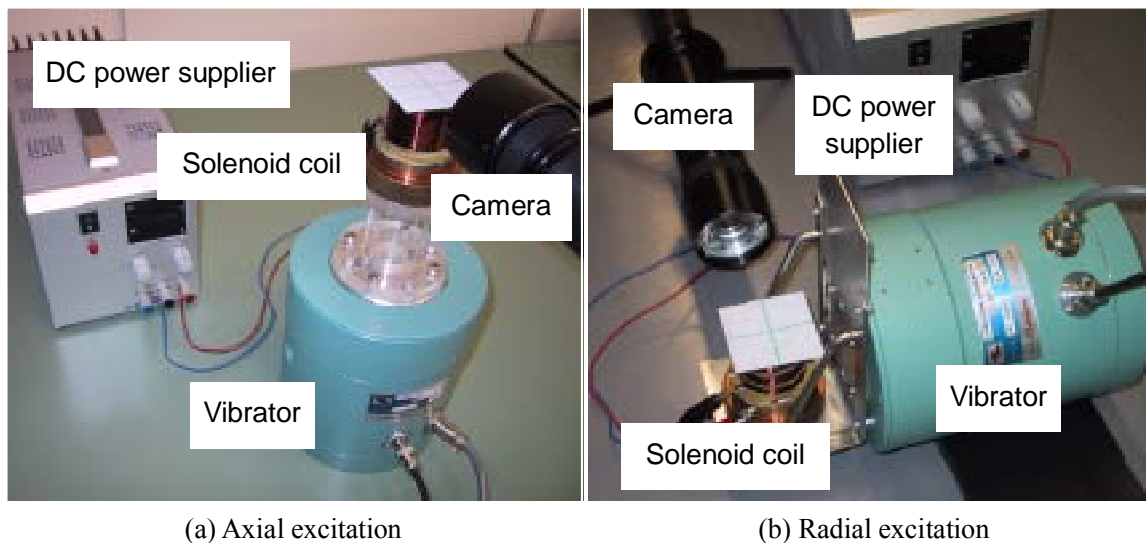


Fig. 5-2 Photograph of experimental set-up of sinusoidal excitation.

一方，衝撃加振実験装置の概要および写真は，図 5-3，5-4 に示すとおりである．衝撃加振実験では，図に示すようにチェーンを形成した状態でコイルに微小な衝撃を与え，そのときのチェーンの過渡応答特性をレーザ変位計（キーエンス社製，LK-2000）により計測した．レーザスポット径は約 30 μm であり，コイルのほぼ中央部分を計測するように設置した．これらの実験に用いたコイルおよび磁性粒子は，第 4 章で述べた静力学特性実験の場合と同一である．

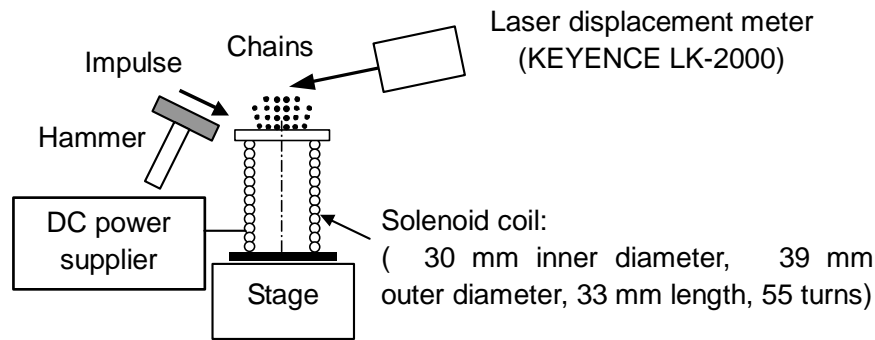


Fig. 5-3 Experimental set-up of impulse excitation.

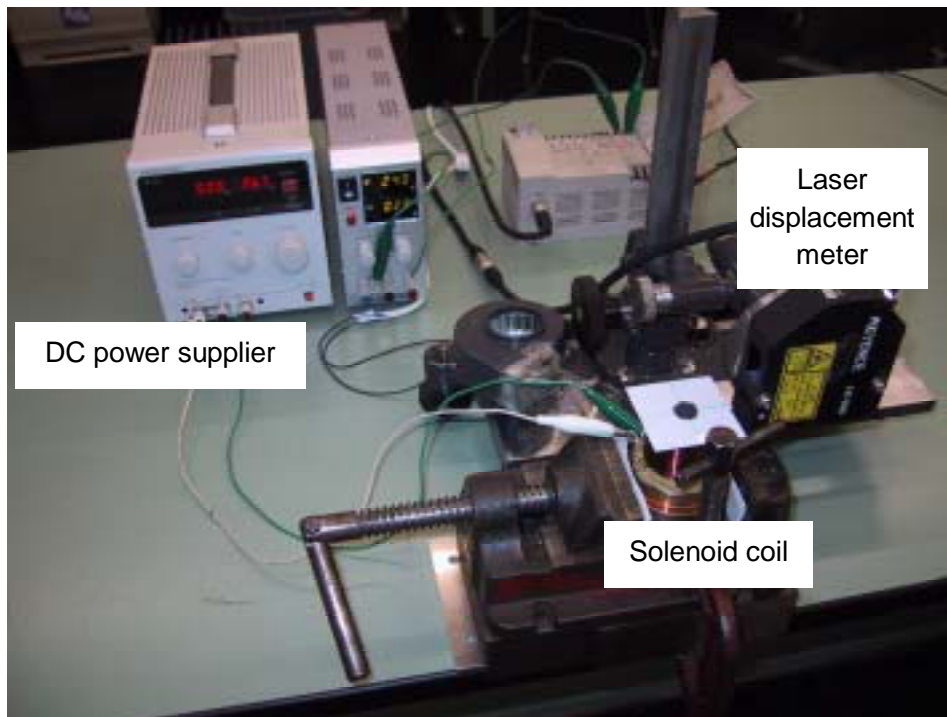


Fig. 5-4 Photograph of experimental set-up of impulse excitation.

5・2・2 固有振動数の評価方法

a. **正弦波加振実験** 正弦波加振実験では、まず直径 10 mm の円筒枠内に所定量の粒子を充填し、枠を除去したのちにコイルに通電してチェーンを形成した。この状態で加振機により正弦波の振動を与え、10 ~ 90 Hz の間で周波数を掃引させた。加振中のチェーンの振動状態を目視観測し、振動が明確に確認できる周波数を共振周波数として記録した。ただし、バルクのチェーンには大きなものや小さなものが混在しているため、共振周波数も比較的広い周波数領域にわたる。このため、共振していると判断できる周波数の上限値と下限値の双方を計測した。また、主観的評価であるため複数人で複数回の評価を行ってその平均値をとった。

b. **衝撃加振実験** 正弦波加振実験では、広範囲に存在する共振周波数を目視観測するため、観測者の主観などに起因する誤差が避けられない。そこで図 5-3、5-4 に示す装置を使用

し,コイルに衝撃を加えた際のチェーンの過渡応答特性をレーザ変位計により計測する実験をあわせて行った.正弦波加振実験の場合と同様の手順でコイル上にチェーンを形成し,その状態でコイルに衝撃を与えてコイル中央部分のチェーンの変位を計測した.計測結果を周波数解析して応答周波数を求め,チェーンを形成しない場合,すなわちコイル非通電時の周波数と比較して共振周波数を特定した.

5.3 実験結果

5.3.1 軸方向正弦波加振実験結果

a. **共振周波数** 軸方向正弦波加振実験装置を用い,平均粒径 $88\ \mu\text{m}$, $0.637\ \text{kg/m}^2$ の粒子に対してコイル電流を 1, 2, 3 A として共振周波数 f_{res} の測定を行った.掃引速度は $1.5\ \text{Hz/s}$, 振動変位は $0.4\ \text{mm}$ で一定とした.ここで,変位一定条件を採用したのは,加速度一定条件では全周波数域での振動を明瞭に観測することが困難であったことによる.この変位一定条件下では,高周波数帯域で加振加速度が重力加速度を上回るが,粒子は磁氣的吸着力により相互に強固に結合しており,チェーンの飛び上がりや崩壊などは観測されなかった.また,次項で述べる半径方向加振の場合を含め,振動は特に自励的ではなく,単純な倒れモードが主体的であった.

共振周波数の測定結果は図 5-5 のとおりである.図では,共振周波数範囲の上限値と下限値,さらに双方の平均値をプロットした.図のとおり,チェーンが共振する周波数範囲は $30\sim 50\ \text{Hz}$ 程度であり,コイル電流,すなわち磁束密度による変化は少ない.

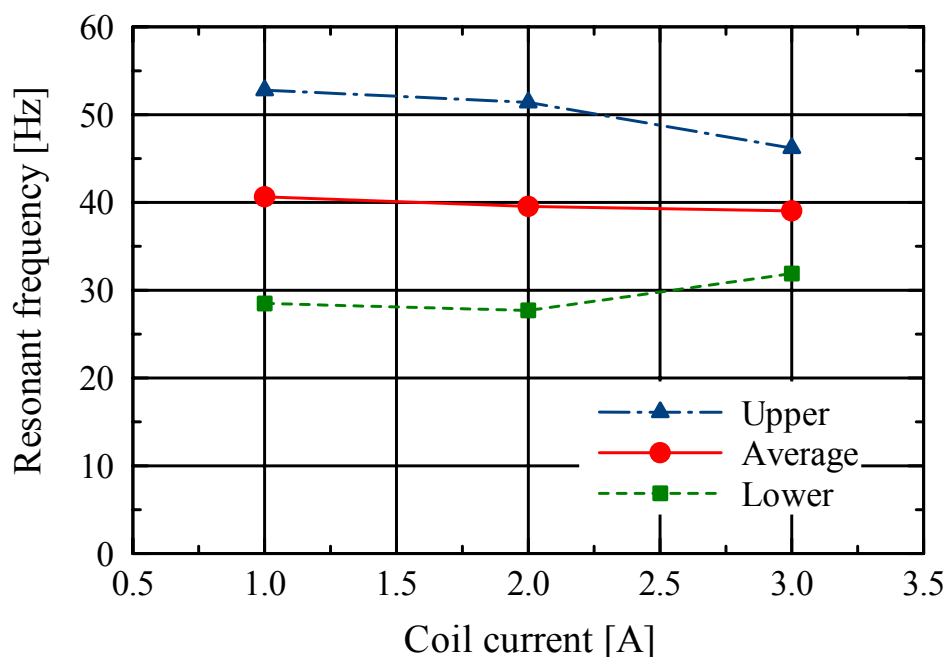


Fig. 5-5 Resonant frequency in axial sinusoidal excitation.

図 5-6 は、粒子重量を 0.637 kg/m^2 で一定として、粒径による平均共振周波数の変化を計測した結果である。実線は、全データの一次回帰値を示す。粒径増加に伴い共振周波数はわずかに減少傾向にあるが、強い依存性はない。また図 5-5 の結果と同様にコイル電流（磁束密度）の影響もほとんどない。

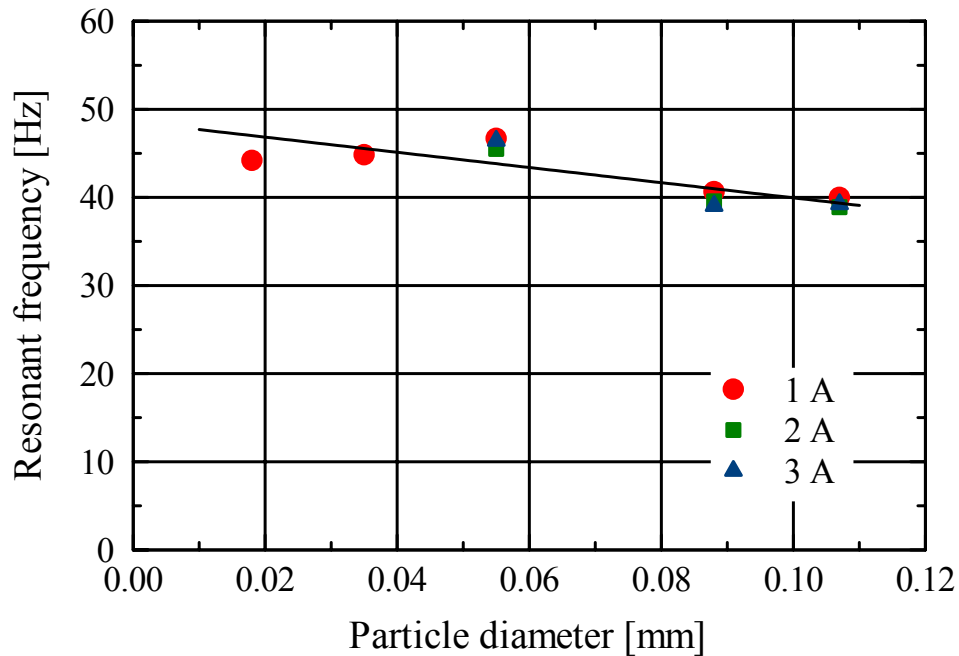


Fig. 5-6 Relationship between averaged resonant frequency and particle diameter in axial sinusoidal excitation.

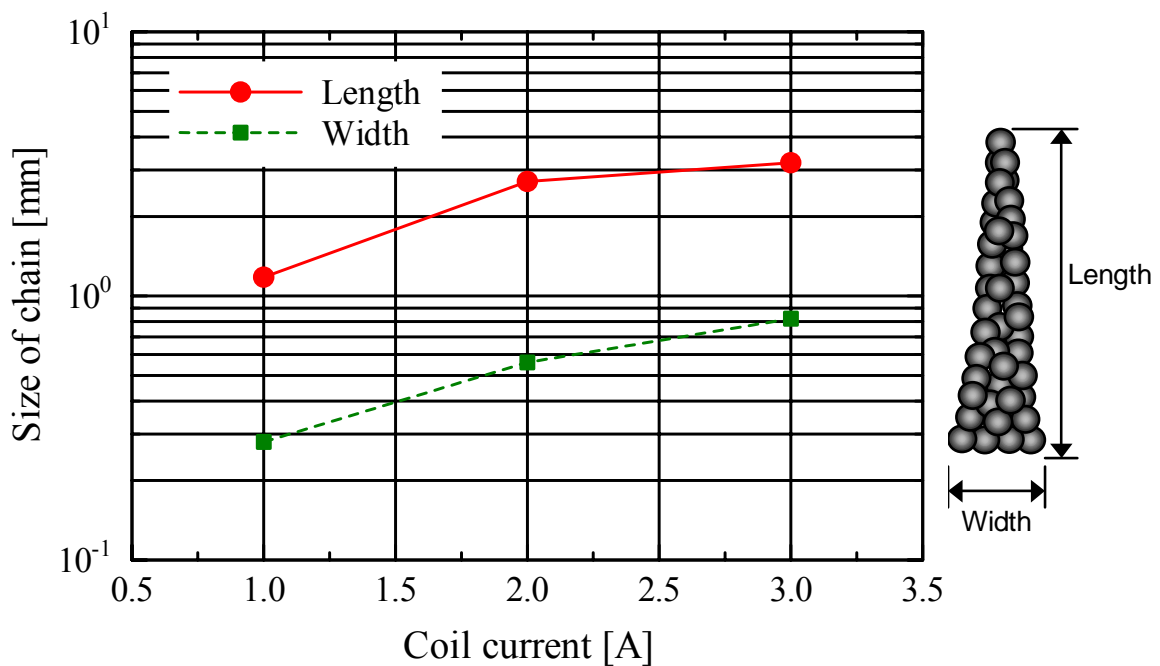


Fig. 5-7 Measured size of bead chain in magnetic field.

b. **等価剛性** 図 5-5 に示した共振周波数の平均値をもとに，チェーンの等価剛性を見積った．まず個々のチェーン質量 m_c を算定するため，チェーンの高さと底面の幅を測定した結果を図 5-7 に示す．第 4 章で述べたようにコイル電流増加による磁束密度の増加に伴ってチェーン長さ，幅ともに大きくなる．図 5-7 の結果から，チェーン形状を円錐形と近似してその体積を求め，質量 m_c を算出した．ここで，充填率は単純立方構造と同程度と考え 0.5 を仮定した（なお粒径による充填率変化は小さいことを確認している）．さらに，図 5-5 に示した平均共振周波数 f_{res} と，質量 m_c とから，等価剛性を $m_c(2\pi f_{res})^2$ で算出した．

剛性算定結果は図 5-8 のとおりである．図 5-5 に示したようにコイル電流による共振周波数変化は小さいが，チェーンの質量変化を加味した等価剛性はコイル電流とともに増加している．剛性の増加は，磁束密度の増大によってキャリア間の磁気相互作用力が大きくなっていることに対応しているものと考えられる．一方，コイル電流増加によりチェーン形状が長くなり剛性を低下させる効果も考えられるが，その効果は磁気相互作用増加の効果に比べると小さい．

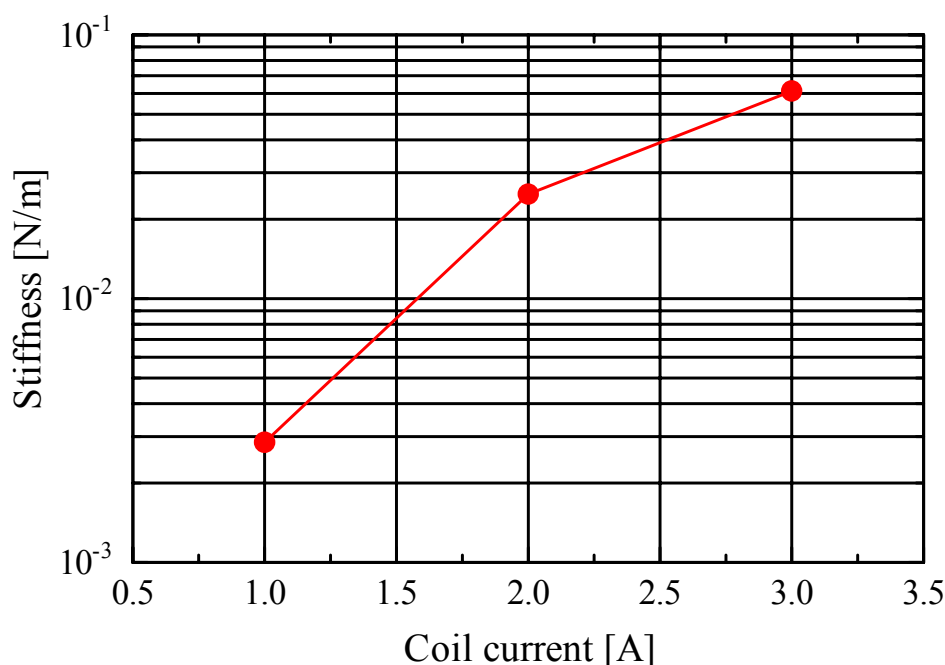


Fig. 5-8 Equivalent stiffness of bead chain in axial sinusoidal excitation.

5.3.2 半径方向正弦波加振実験結果

半径方向の正弦波加振実験結果を図 5-9 に示す．平均粒径 88 μm の粒子を使用し，加振条件は加速度一定 ($1 \sim 3 \text{ m/s}^2$) とした．また本実験においては，高周波加振時にチェーンが半径方向に移動・拡散してしまう現象が発生したため共振周波数の上限値は計測できず，下限値のみを計測した．チェーンの共振周波数は 25 ~ 45 Hz 程度の範囲にあり，コイル電流増加に伴いやや低下する．また，粒径による共振周波数の変化は図 5-10 のとおりであり，粒径による顕著な変化は認められない．これらの結果は，いずれも軸方向加振時の結果にほぼ対応する．

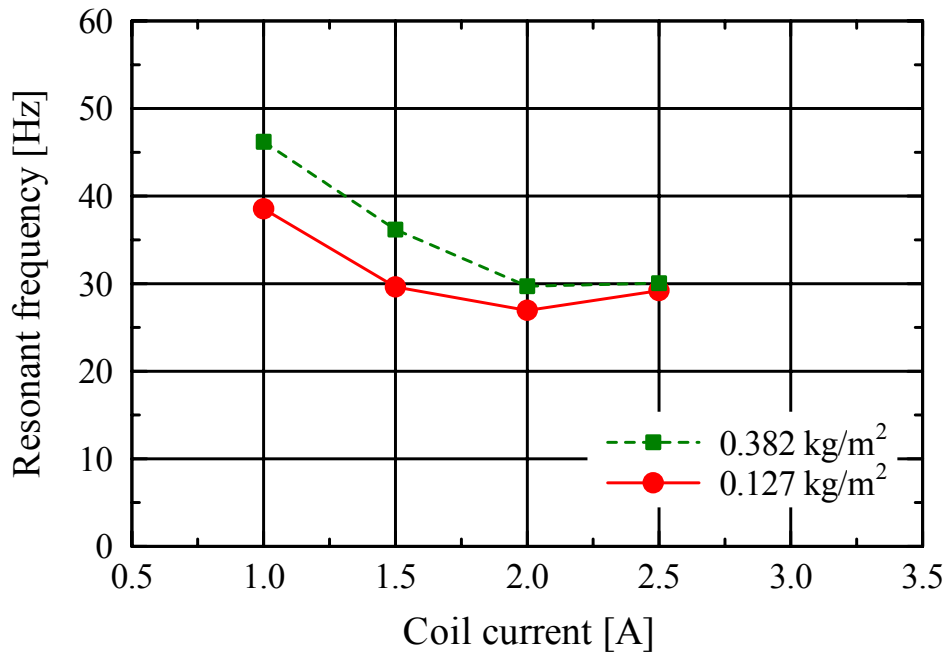


Fig. 5-9 Resonant frequency in radial sinusoidal excitation.

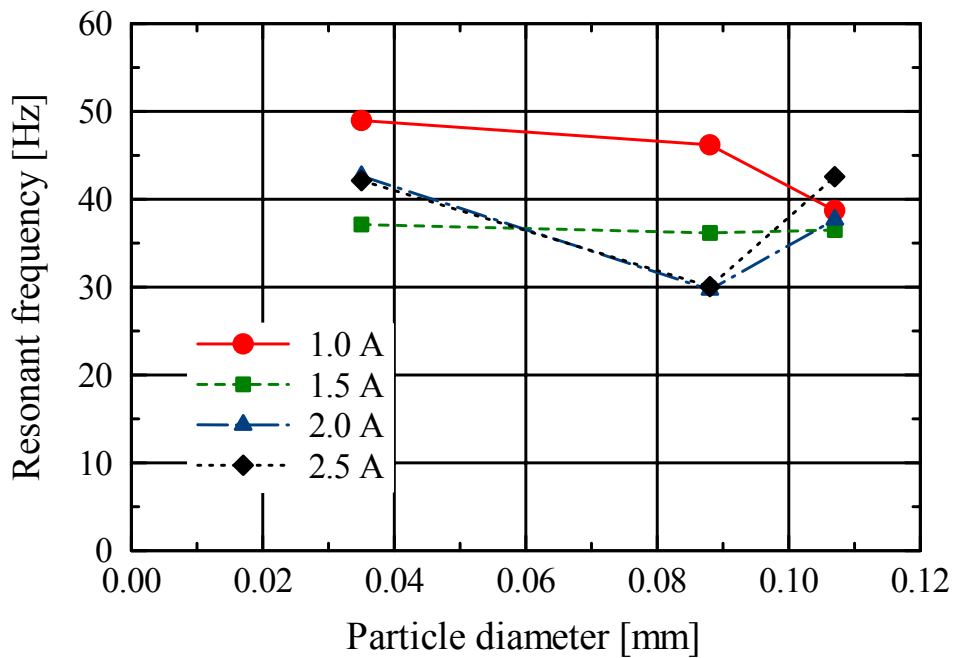


Fig. 5-10 Relationship between resonant frequency and particle diameter in radial sinusoidal excitation.

5・3・3 衝撃加振実験結果

衝撃加振実験におけるチェーン振動波形の計測例を図 5-11 に示す．平均粒径 35 μm ，粒子重量 0.637 kg/m^2 ，コイル電流 3 A とし，サンプリング時間は 2 ms である．図のようにチェーンは最大変位 60 μm 程度で過渡減衰振動をする．

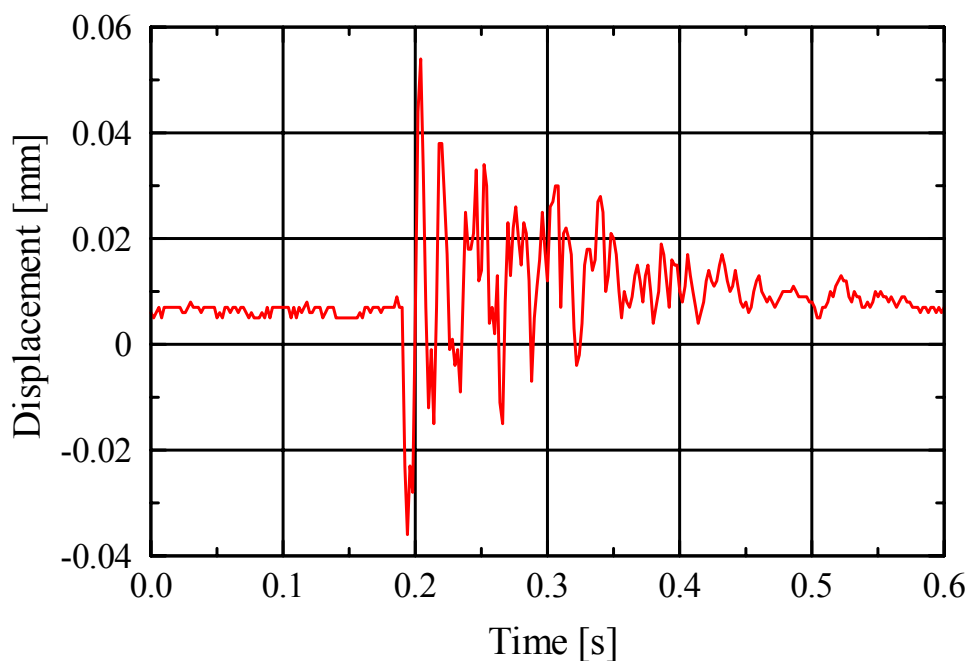


Fig. 5-11 Free vibration response of chain.

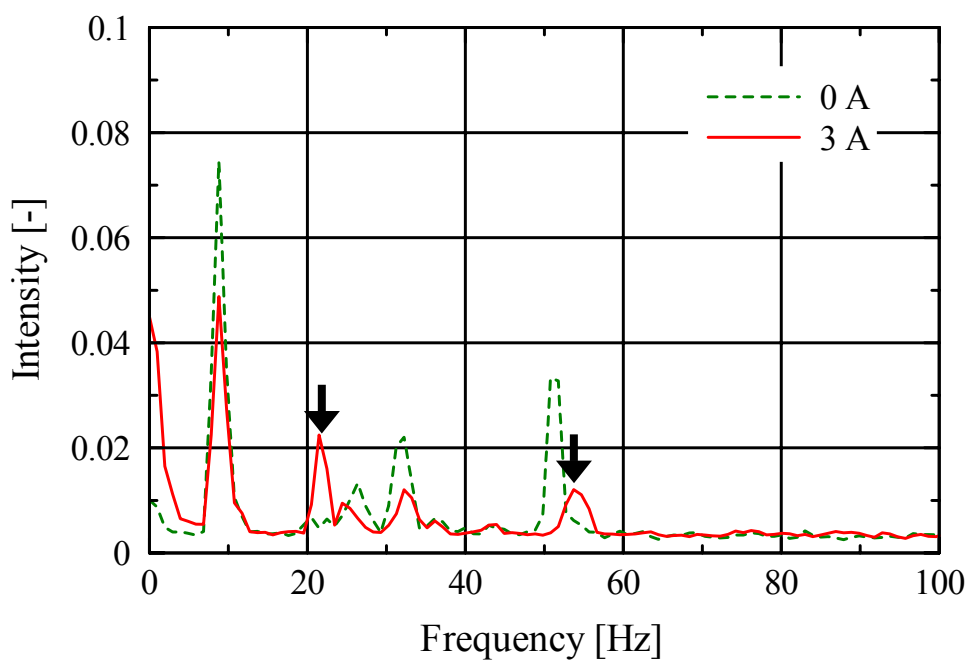
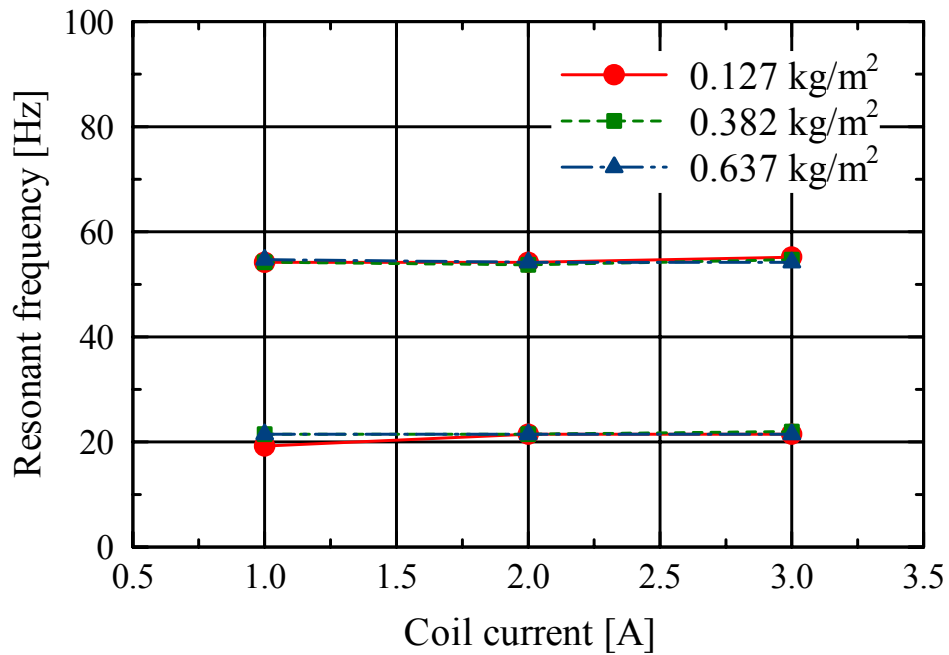


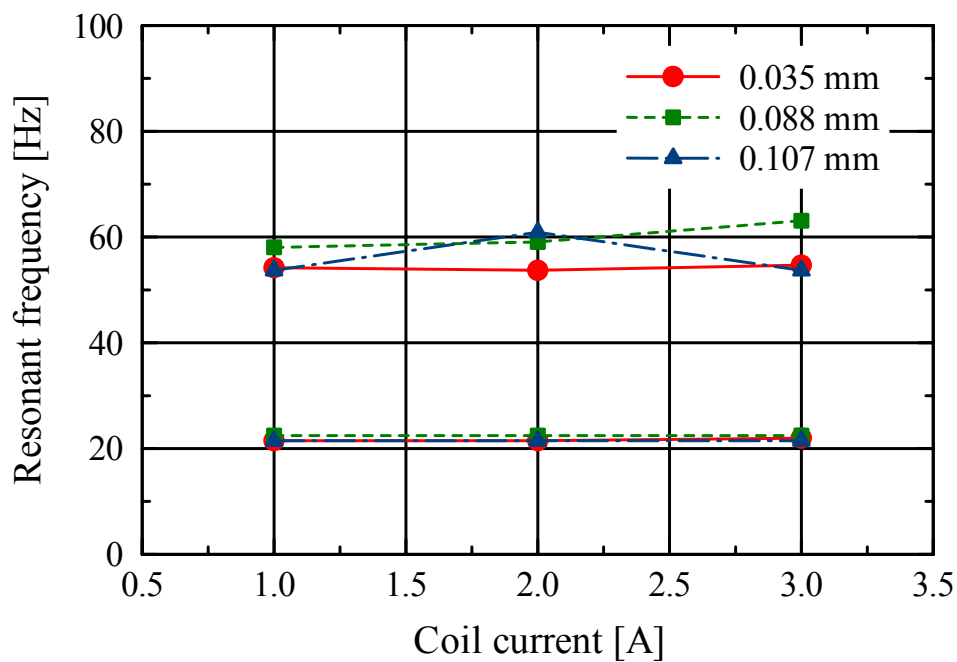
Fig. 5-12 Spectrum of chain in impulse excitation.

図 5-11 の波形を高速フーリエ変換 (FFT) 処理した結果は図 5-12 のとおりである。図 5-12 では、コイル電流 0 A と 3 A に対する結果を記載した。また各曲線は、30 回の平均化処理を行った結果である。図 5-12 に示すとおり、チェーン形成の有無により応答周波数がやや変化し、コイル電流 0 A の場合の共振周波数と異なる共振周波数をチェーンの共振周波数とみなすことができる。ただし、共振周波数の特定に際しては、複数回の測定で確認でき、コイル電

流などの条件を変えても発生するなど,明らかにチェーンの振動に対して発生していることを確認した. 図 5-12 の例では,矢印で示した2つの周波数を共振周波数とみなした.ここで,高周波数側の共振点は,コイル電流0 Aにおける50 Hz 近傍の共振点がシフトしたように受け取れるが,コイル電流1 A,2 Aなどの条件でも類似の結果が得られていることなどから,チェーンの共振周波数であると判断した.



(a) Effect of particle surface loading



(b) Effect of particle diameter

Fig. 5-13 Resonant frequency in impulse excitation.

図 5-12 に示したような結果から，コイル電流，粒子重量，粒径を変えて計測したチェーンの共振周波数を図 5-13 に示す．(a) は粒子重量を変えて計測した共振周波数のコイル電流依存性，(b) は粒径を変えて計測した結果である．共振周波数は，20 Hz 程度と 50 ~ 60 Hz の二つがあり，コイル電流，粒子重量，粒径による変化はほとんどない．前節で述べた正弦波加振実験結果に比べると，周波数にはややずれがあるが，定性的傾向は対応している．なお，二つの共振周波数は，逡倍周波数からはややずれており，異なるモードが現れたものと考えられるが，本実験ではそのメカニズムを特定することはできなかった．

以上，正弦波加振実験，衝撃加振実験を行って，チェーンの固有振動数を計測した．結果の定量的精度に関してはまだ検討の余地があるが，これらの実験結果から，チェーンの共振周波数が数 10 Hz のオーダーにあること，コイル電流，粒子重量，粒径などに大きく依存しないことが確認された．また，等価剛性に関しては，コイル電流増大に伴い増加し，磁気相互作用の影響が大きいことが示された．

5.4 二次元シミュレーション

5.4.1 シミュレーション方法

本数値シミュレーションでは，実験を定性的に再現し，実験では検証できない磁束密度とチェーン長さの影響を分離して検討するため，粒子が垂直方向に一直列に接続した単列チェーン（図 5-14 参照）を仮定して解析を実施した．ただし，共振周波数をより簡易に評価するため，ステップ状外力に対する過渡応答特性から共振周波数を決定した．

粒子の初期配置例を図 5-14 に示す．実験と同じく粒径 88 μm ，体積密度 3550 kg/m^3 ，比透磁率 4.34 の粒子を所定個数（図 5-14 では 15 個）配置した．粒子のヤング率は 10 GPa，下壁のヤング率は 100 GPa とし，ポアソン比はいずれも 0.3，すべり摩擦係数は 0.2 を仮定した．

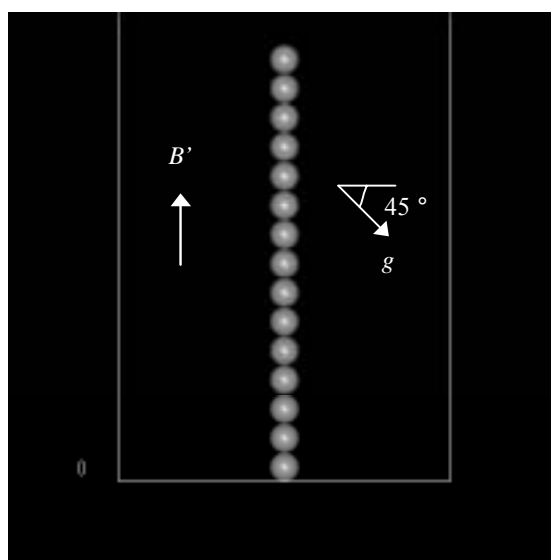


Fig. 5-14 Initial particle arrangement for dynamic simulation of chain.

図 5-14 に示すような初期状態に対してコイル電流に対応した磁場 B' と磁場方向に対して傾斜した重力加速度 g を作用させて粒子の挙動を追跡した。ここで、転がり摩擦を無視していることなどから、水平加速度の作用によりチェーンが変形せずに全体が水平方向に移動する現象が発生する。これを回避するため、最下部の粒子のみ変位自由度を拘束した。また、水平方向の重力加速度が過度に大きい場合には、チェーンが崩壊するため、条件により重力傾斜角を適宜変更した。

5.4.2 シミュレーション結果

a. **チェーンの振動** 図 5-14 の初期状態に対して、コイル電流 3 A 相当の磁場(最大磁束密度 B_0 は 18.5 mT)を垂直方向に、また重力加速度を下側に 45° 傾斜した方向に作用させた。時間増分 100 ns で 100 ms 間の粒子挙動を追跡したときのチェーンの変形状態を図 5-15 に示す(5 ~ 45 ms の状態を表示)。また、図 5-15 における最先端部粒子の水平変位の時間変化は図 5-16 のとおりである。図 5-16 で、丸印は図 5-15 に示した各時刻における変位を示している。

図 5-15、5-16 のとおり、チェーンは水平方向の加速度によりたわみ変形し、その変形状態は周期的に変化する。たわみ状態は通常のカンチレバーの変形とはやや異なり、最下部の固定端における変形曲率が大きい。この場合の振動周期は約 24 ms で、固有振動数は 41.7 Hz となっている。

b. **磁束密度および粒子数依存性** 磁束密度と粒子数を変えて前項と同様の計算を行い、等価剛性の両者に対する依存性を調査した。まず、粒子数を 5 個で一定とし、磁束密度をコイル電流 1, 2, 3 A 相当に変化させたときの最先端部粒子の水平変位時間変化を図 5-17 に示す。磁束密度の増加に伴って共振周波数が増加するようすがわかる。

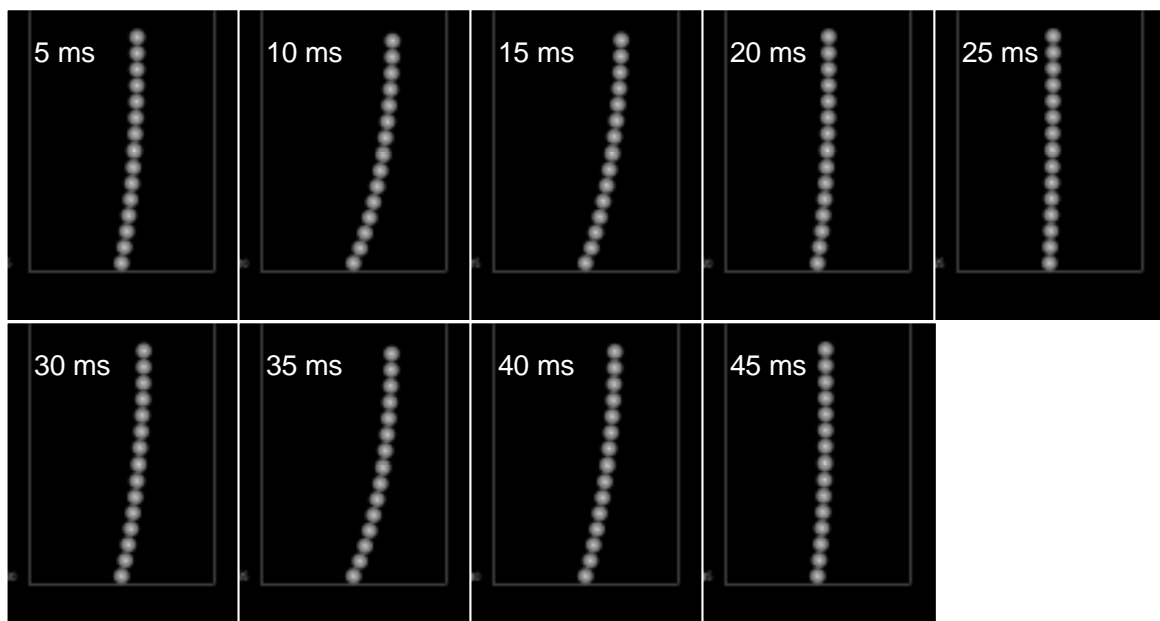


Fig. 5-15 Calculated time variation of chain profile.

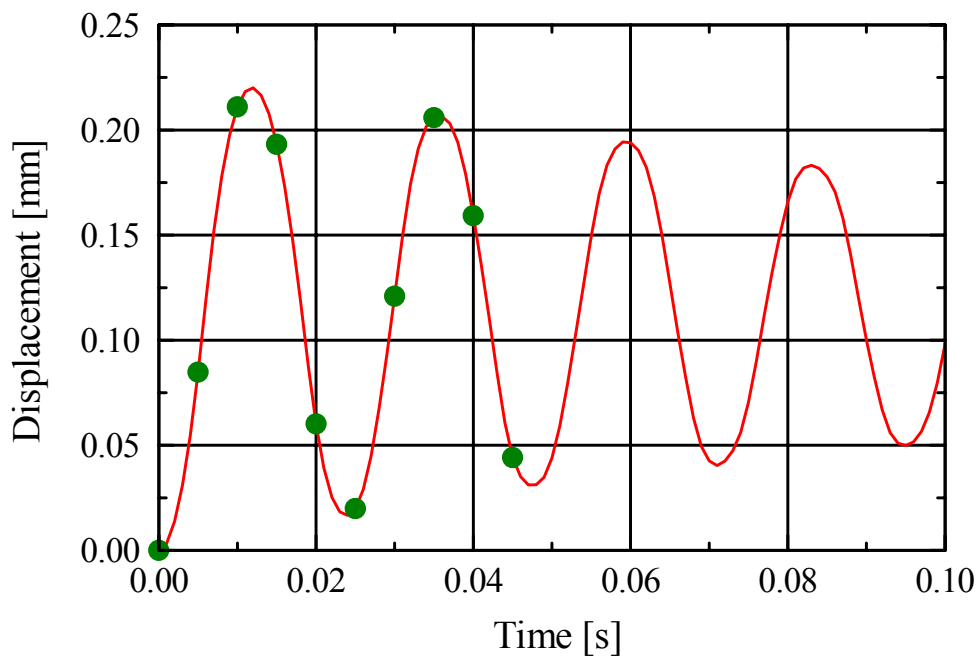


Fig. 5-16 Displacement of the particle at the top of the chain.

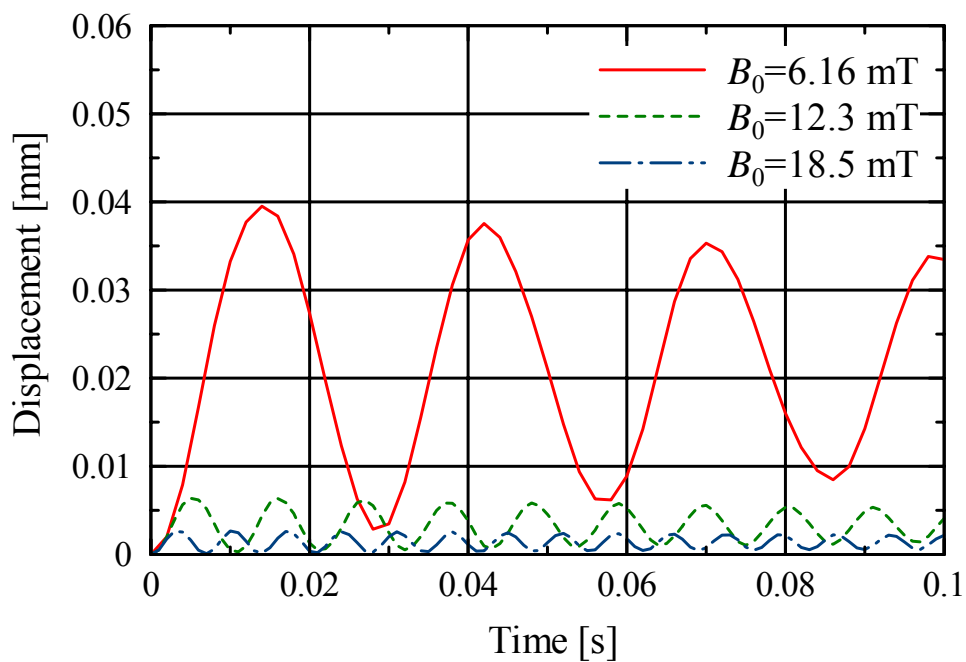


Fig. 5-17 Effect of magnetic field on time variation of horizontal displacement.

図 5-17 から求めた磁束密度と等価剛性の関係は図 5-18 のとおりである。これらの結果より、粒子数（チェーン長さ）一定の条件では、磁束密度の増大に伴い共振周波数、等価剛性ともに増大することがわかる。この結果は、実験結果からの予測とも対応している。なお、等価剛性の値そのものは、図 5-8 に示した実験結果とオーダが異なっているが、シミュレーションで仮定しているチェーン形状、質量が実験と大きく異なるためである。

つぎに、磁束密度をコイル電流 1 A 相当で一定とし、粒子数 N を 3~8 個と変化させて計算した結果を図 5-19, 5-20 に示す。図 5-19 は、図 5-17 と同様にチェーン最先端部粒子の水平変位を示しており、粒子数 3, 5, 7 個に対する結果のみ示した。図 5-20 は、粒子数による等価剛性の変化である。図から、磁束密度一定の条件ではチェーンが長くなると共振周波数、等価剛性ともに低下することがわかる。はりの剛性はその長さに依存して低下することから、この結果も定性的に妥当と考えられる。

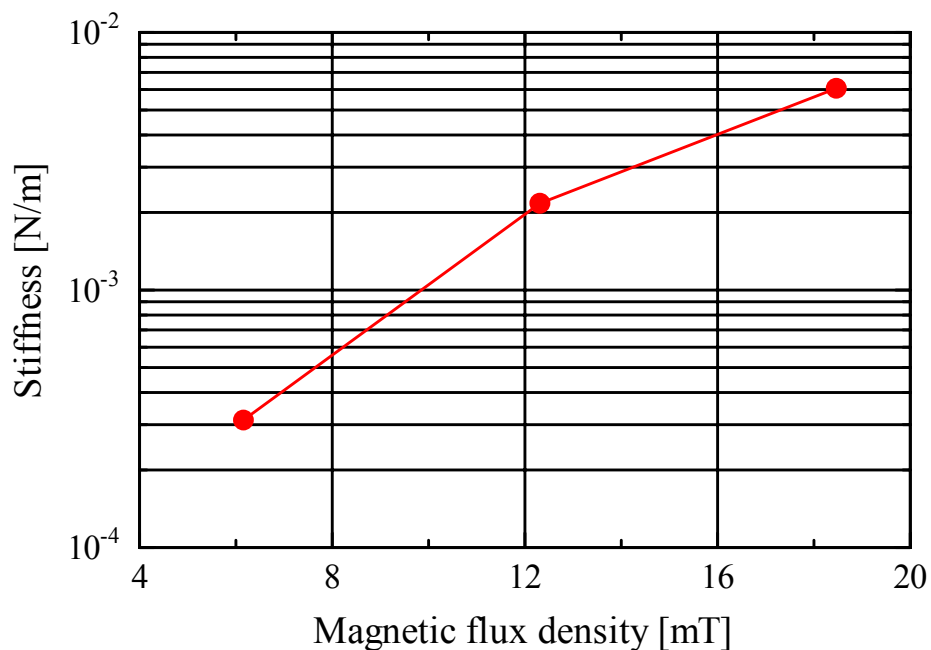


Fig. 5-18 Effect of magnetic field on equivalent stiffness.

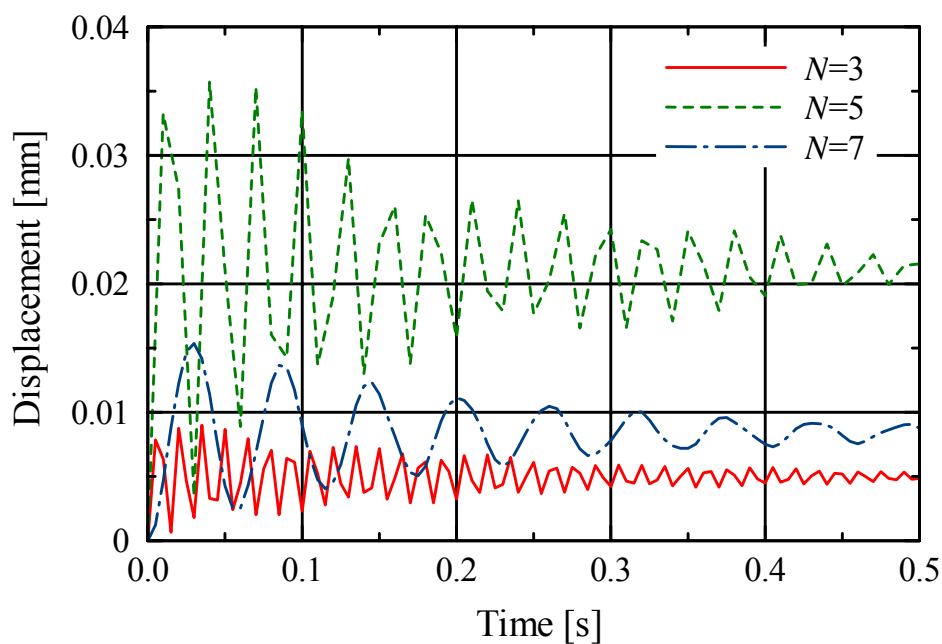


Fig. 5-19 Effect of number of particles on time variation of horizontal displacement.

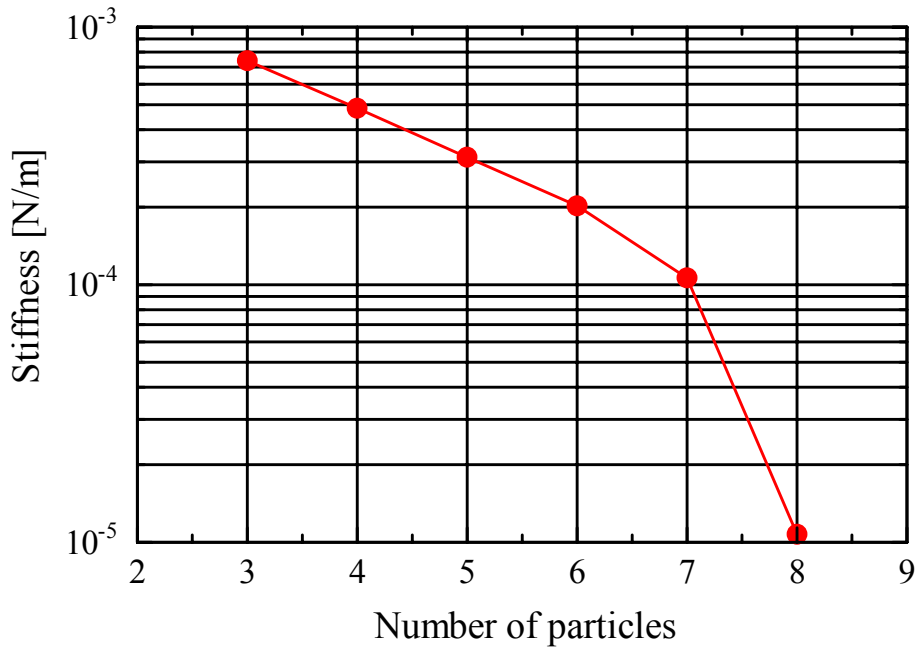


Fig. 5-20 Effect of number of particles on equivalent stiffness.

c. **コイル電流依存性** 実験においては、コイル電流を変化させることで、磁束密度とチェーン長さの双方が変化している。そこで、コイル電流による共振周波数の変化を確認して実験結果と対比するため、磁束密度を電流に対応させて変化させるとともに、チェーン長さ（粒子数）を図 5-7 に示した実験結果と対応するように変化させて解析を行った。ただし、図 5-7 のチェーン長さを仮定すると、単列チェーンを仮定した数値解析ではチェーンの崩壊が発生したため、その半分の長さを仮定した。

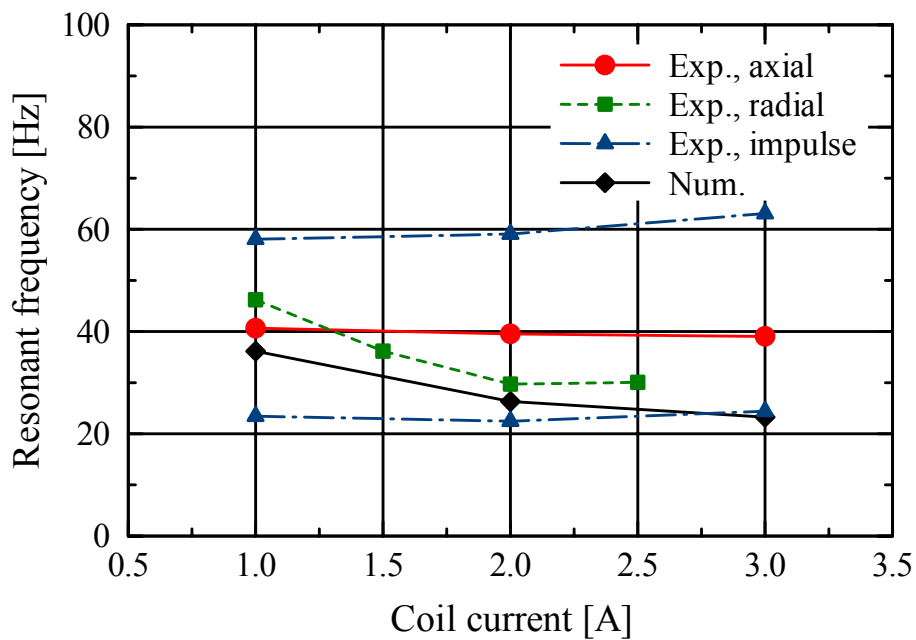


Fig. 5-21 Effect of coil current on resonant frequency.

求めたコイル電流と共振周波数の関係は図 5-21 のとおりである。図 5-21 では、図 5-5 (上下限値の平均値のみ)、図 5-9 および図 5-13 に示した実験結果をあわせて記載した。解析から求めた共振周波数は、実験結果に近い値を示し、定性的にコイル電流に強く依存しない点が再現されている。

以上の解析結果では、単列チェーン形状を仮定した二次元解析であること、チェーン長さが実験条件と完全には対応していないことなどから、定量的精度は議論できない。しかし、定性的傾向として、磁束密度、チェーン長さの影響が正当に評価され、また共振周波数のコイル電流依存性についても妥当に再現されている。

5.5 理論的考察

チェーンの静的安定状態はおおむね系の全ポテンシャルエネルギーを最小化にするよう決定していることを第 4 章で述べた。チェーンの共振周波数に関しても、このような観点からの説明が可能かどうかを検討した。実験的に計測した共振周波数とエネルギーとの直接的対応は明確でないが、ここでは、チェーンの等価剛性が粒子 1 個あたりの平均ポテンシャルエネルギーに比例する、との仮説を設定し、その妥当性を検証した。

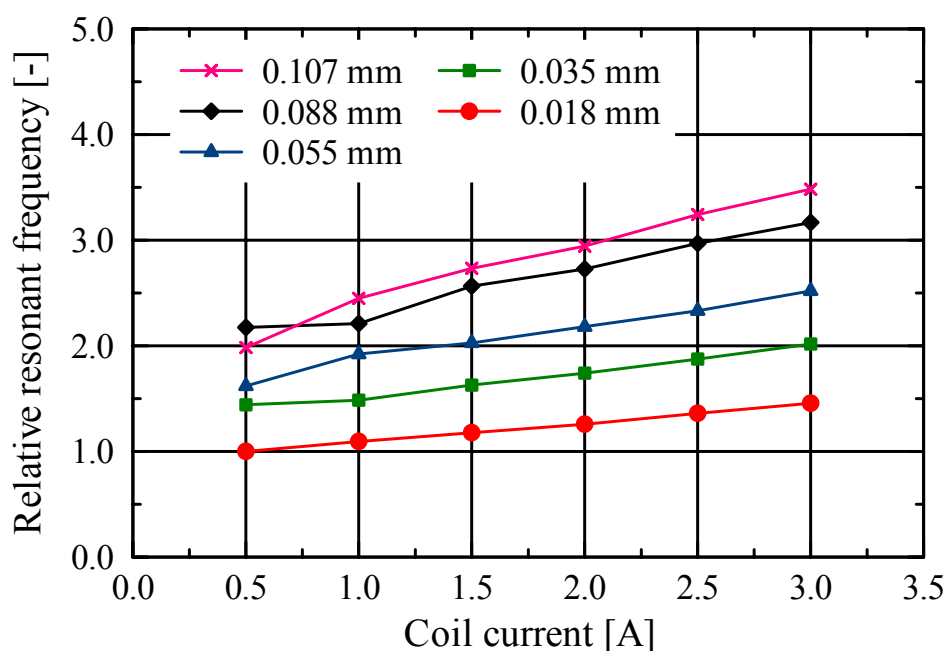


Fig. 5-22 Relative resonant frequency estimated based on the concept of potential energy minimization.

図 5-14 に示した状態と同じ単列チェーン構成を想定し、まず各コイル電流における最安定な、すなわち全ポテンシャルエネルギーを最小化するチェーン長さを決定した。ついで、そのときの粒子 1 個あたりの平均ポテンシャルエネルギーを算出し、共振周波数に対応する値に換算した。それぞれの粒径に対して求めた共振周波数のコイル電流依存性を図 5-22 に示す。縦軸は

粒径 18 μm , コイル電流 0.5 A のときを基準とした共振周波数の相対値である . 算定した共振周波数は , コイル電流 , 粒径に依存してやや増加する傾向にあるがその変化は小さい . 現実の場は摩擦が関与する非保存系であるが , チェーンの動力学特性に関しても大局的にはポテンシャルエネルギー最小化の観点から説明が可能と考えられる .

5.6 傾斜特性による剛性評価

5.6.1 剛性評価方法

a. **単列チェーンモデル** 動力学特性評価で得られたチェーン剛性と対比するため , 第 4 章で述べたチェーン傾斜特性評価結果から , チェーンの剛性を算出した . 傾斜磁界中で傾斜して形成されたチェーンに対して , 重力による傾斜増加量をチェーンの変形と考えることができる . したがって作用している重力と変形量を対比すれば剛性が算定できる . ただし , 重力のような分布荷重に対するチェーンの変形モードや理論式の特定は困難であるため , 重力を集中荷重に置き換えて算定する . 算定の手順を以下に示す .

まず , 図 5-23 のように単列構造のチェーン・モデルを考える . 図中 , θ_b は磁束密度の傾斜角 , θ はチェーンの傾斜角 , $\delta\theta$ はその差 $\theta - \theta_b$ であり , β は磁束密度方向を基準としたチェーン先端の粒子中心の変位である . 先端粒子変位 β は , 計測した傾斜角から容易に求められる .

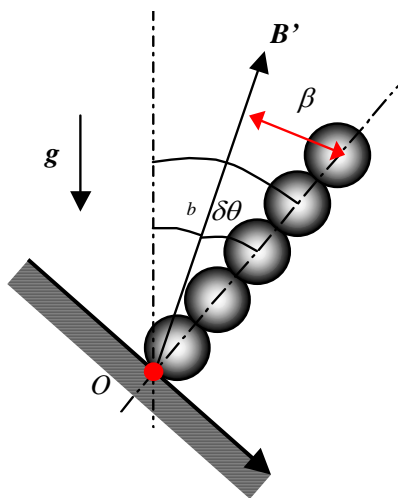


Fig. 5-23 Single chain model for stiffness estimation.

図のような単列チェーンを 1 本のはり , もしくは棒とみなし , 次式のようにその剛性 k を先端部の集中荷重 W と変位 β の比で定義する .

$$W = k\beta \quad (57)$$

この剛性は , 集中荷重を受けるはり先端のたわみ剛性 , もしくは棒の回転剛性に相当する . 重力は分布荷重であるが , 個々の粒子に作用する重力による点 O 回りの回転モーメントの総和が , チェーン先端部の粒子に作用する集中荷重 W による回転モーメントと等しいと考えて変

換を行う．すなわち，

$$\sum_{i=1}^N mg \sin \theta \cdot r(2i-1) = Wl \quad (58)$$

である．ただし， l は N 個の粒子で構成される単列チェーンの長さである．ここで，

$$\sum_{i=1}^N (2i-1) = N^2 \quad (59)$$

が，成立し， $N=l/2r$ であるから，式(58)から集中荷重 W は以下のように求められる．

$$W = \frac{mgl \sin \theta}{4r} = \frac{\pi r^2 \rho_v gl \sin \theta}{3} \quad (60)$$

実測したチェーン長さ l とチェーンの傾斜角 θ から式(60)で集中荷重 W を評価し，変位 β とあわせて式(57)を適用すれば剛性 k が決定できる．

b. 円錐型チェーンモデル 実際のチェーンは単列構造ではなく，円錐形に近い形状をなしている．そこで，より実情に近いモデルとして単列チェーンではなく図 5-24 に示すような円錐型のチェーン・モデルを考えて，上記と同様の剛性算定を行った．

高さ z にある半径 r_c' の微小部分 dz に作用するモーメントを円錐状チェーンの長さ l にわたって積分することで，式(58)に対応するモーメントがこの場合次式のように求められる．

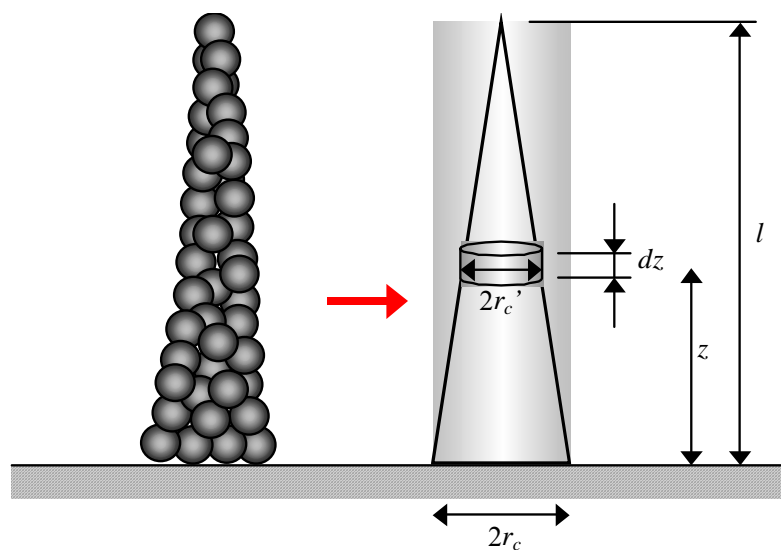


Fig. 5-24 Cone-shaped chain model for stiffness estimation.

$$\int_0^l \pi r_c^2 \lambda \rho_v g \sin \theta dz = Wl \quad (61)$$

ここで、 λ は粒子の充填率、 ρ_v は粒子の体積密度である。式(61)左辺の積分を実行し、さらに $r_c^2 = r_c(l-z)/l$ の関係を用いれば集中荷重 W として次式が得られる、

$$W = \frac{\pi \lambda \rho_v g r_c^2 l \sin \theta}{12} \quad (62)$$

5.6.2 剛性評価結果

前項の方法による剛性算定結果を図 5-25 に示す。実線が単列チェーンモデルによる算定結果で、破線が円錐型チェーンモデルによる結果である。また、図 5-8 に示したチェーンの固有振動数から求めた剛性を黒実線で示してある。

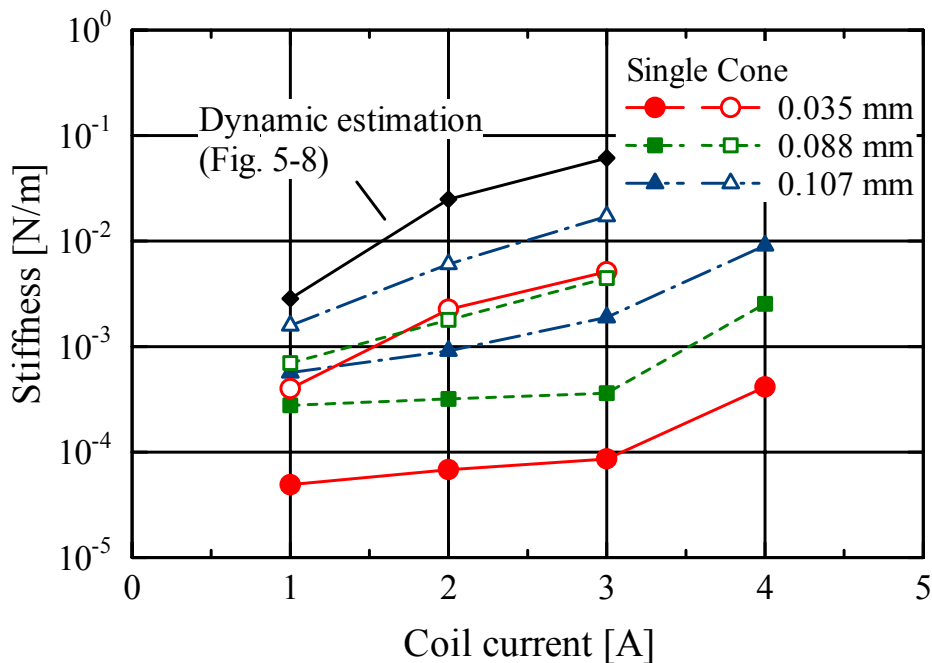


Fig. 5-25 Stiffness of chain estimated by inclination of chain.

図より、チェーン剛性は $10^{-4} \sim 10^{-1}$ N/m のオーダーにあり、コイル通電電流の増加に伴って増大することがわかる。また、モデルによりやや傾向にばらつきがあるが、おおむね粒径の増加に伴って剛性が増加していることも確認できる。これらの変化は、磁気双極子モーメントが第2章式(39)のとおり、磁束密度と粒径の3乗に比例しており、結果として磁氣的結合力が増加していることによるものと考えられる。なお、単列チェーンモデルによる算定結果に対し、円錐型チェーンモデルでは剛性が1~2桁大きく評価されている。

これらの算定結果を、チェーンの固有振動数計測から得られる剛性と比較すると、円錐型チェーンモデルによる算定結果が比較的近い値を示しており、単列チェーンモデルよりやはり円

錐型チェーンモデルの方がより実情に近い妥当なモデルであることが確認できる。ただし、固有振動数から求めた剛性とはなお 1 桁近い差異が見られる。この差異は、加振実験と傾斜実験における载荷条件の違いと、それによるチェーンの変形モードの違いによるものと考えられる。加振実験においては、チェーンの先端に近い部分が大きく振動する様子が観測されており、計測した固有振動数および剛性はチェーンのたわみ変形に対応するものと考えられる。傾斜実験においては、チェーンのたわみに加え、チェーン全体の回転変位が含まれており、剛性の低下につながっているものと考えられる。

5.7 荷重-変位特性による剛性評価

5.7.1 実験方法

前節までで調査したチェーン剛性は、実験方法により 1 桁以上の差異が発生した。そこでより直接的にチェーンの剛性を把握するため、図 5-26 に示す実験装置を用いてチェーンの荷重-変位特性の計測を行った。チェーンの上部にカンチレバーを水平移動可能なように設置し、さらに、図 5-27 に示すようにその先端をチェーン先端に接触させ、カンチレバーを移動させた際のチェーンの変位と荷重の関係を計測した。

カンチレバーとしては、実測ヤング率 439 GPa、直径 50 μm の円形断面を有するタンゲステン製のものと、ヤング率 145 GPa で厚さ 0.25 mm、幅 1 mm の矩形断面を有するアルミニウム製のものを使用した。長さは、タンゲステン製が 30 および 40 mm、アルミニウム製が 40 および 45 mm である。

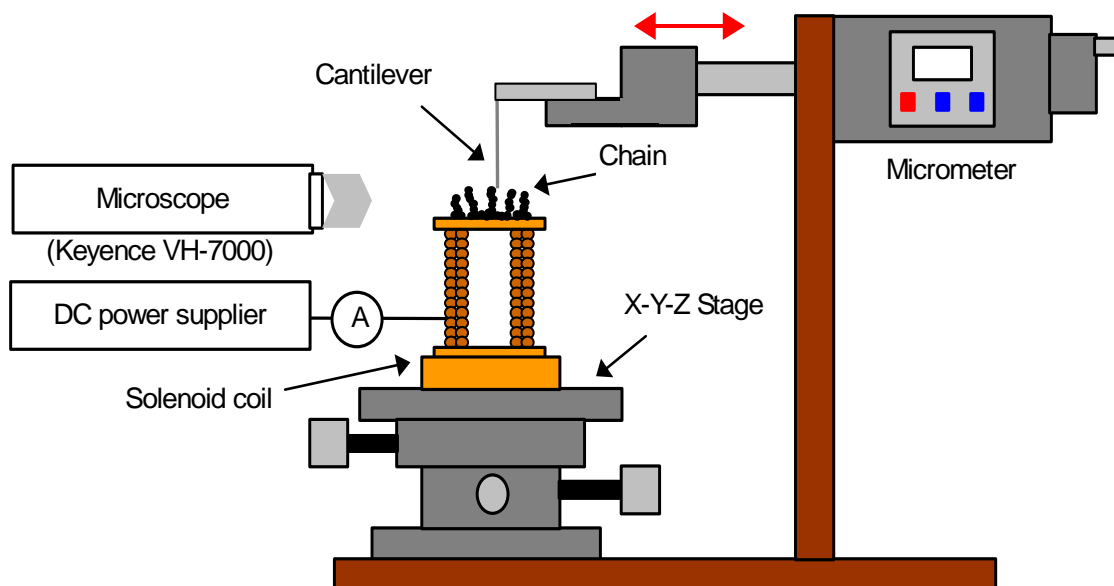


Fig. 5-26 Experimental set-up for load-displacement characteristics measurement of chain.

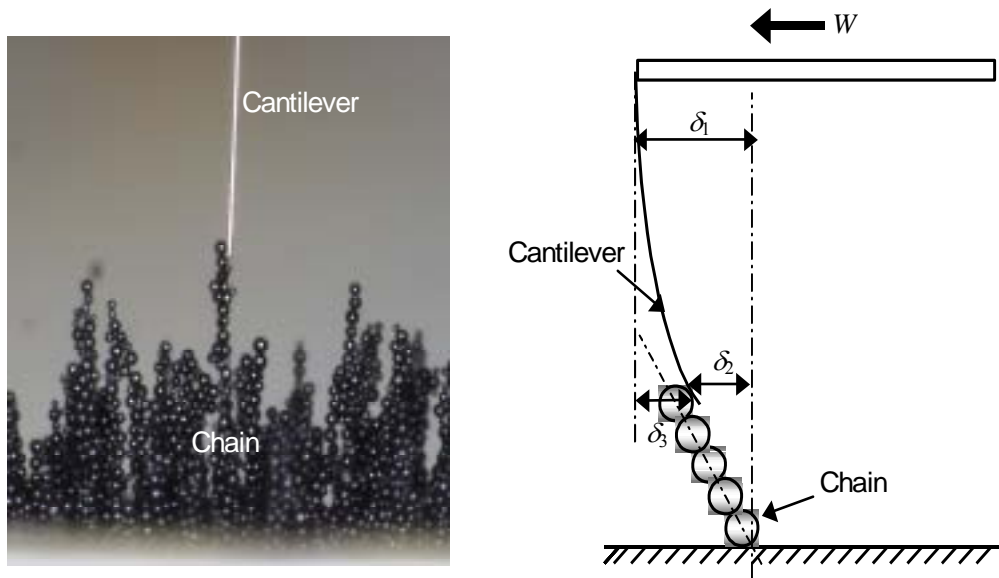


Fig. 5-27 Photograph and schematic diagram of chain and cantilever.

本実験では、カンチレバーの移動量 δ_1 と、チェーン先端の変位量 δ_2 とを計測しその差をカンチレバーの変位量 δ_3 とした。さらに、あらかじめ計測したカンチレバーのヤング率、断面二次モーメントから次式で作用している荷重 W を算出した。

$$W = \frac{3EI}{\delta_3 l^3} \quad (63)$$

ここで、 E 、 I 、 l はそれぞれカンチレバーのヤング率、断面二次モーメント、長さである。式(63)で求められる荷重とチェーンの変位量 δ_2 との比をとってチェーン剛性に換算した。

5.7.2 実験結果

a. 荷重-変位関係 チェーン先端に作用する荷重とそれによるチェーンの先端変位の関係を図 5-28 に示す。今回測定を行ったチェーン変位 0~0.3 mm の範囲においては、チェーン先端に作用する荷重と変位はほぼ正確に比例関係にあることがわかる。また、コイル通電電流の増加に伴ってチェーン剛性は増加しており、これまでの加振実験結果、傾斜実験結果と合致する。以降では、チェーン変位 0.1, 0.2, 0.3 mm の位置で計測した荷重から最小二乗法により求めた荷重-変位関係の傾きを剛性として用いる。

b. カンチレバー特性依存性 図 5-29 に 4 種類のカンチレバーそれぞれで計測した剛性とコイル通電電流の関係を示す。図 5-28 の結果と同様にいずれのカンチレバーでもコイル通電電流増加に伴ってチェーン剛性は増加し、カンチレバー種類による差異はさほど大きくない。カンチレバーを短くした場合には、チェーンの剛性結果がやや大きく算出される傾向があるが、その差はわずかである。また、カンチレバーの材質による差異はほとんどない。この結果から

本実験装置では、繰り返し誤差を含めて比較的精度の高い計測が可能と考えられる。

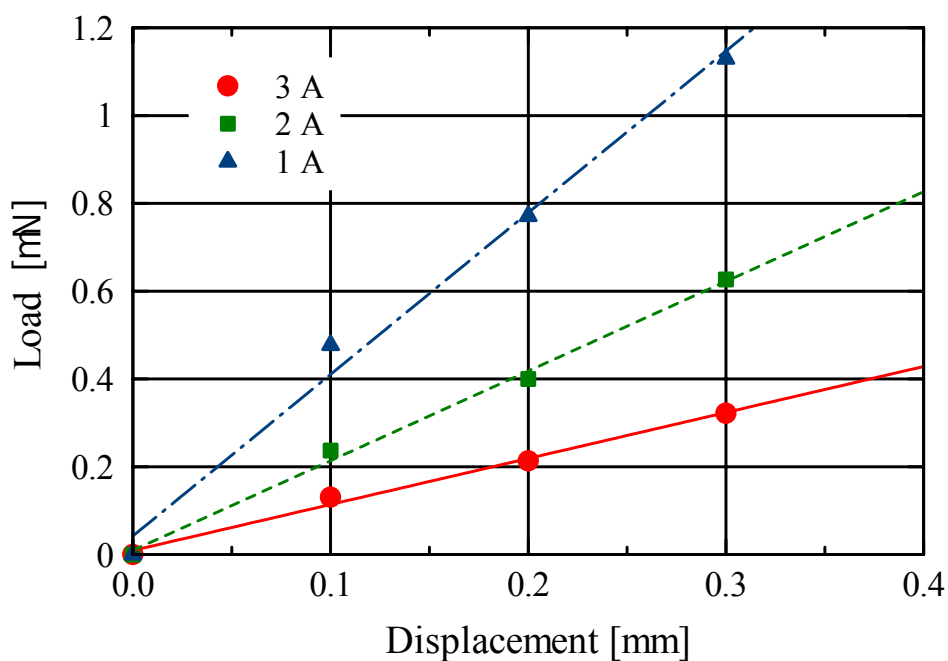


Fig. 5-28 Load-displacement relationship of chain.

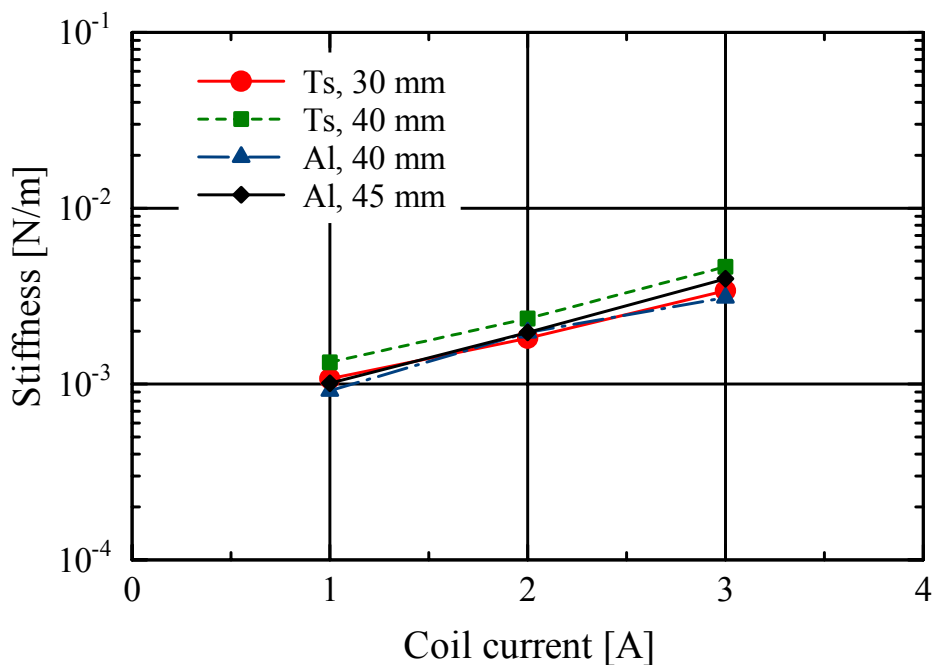


Fig. 5-29 Effect of cantilever characteristics on stiffness.

c. **粒子重量・粒径依存性** 設置する粒子重量，粒径，コイル通電電流を変えて計測したチェーン剛性を図 5-30 に示す．

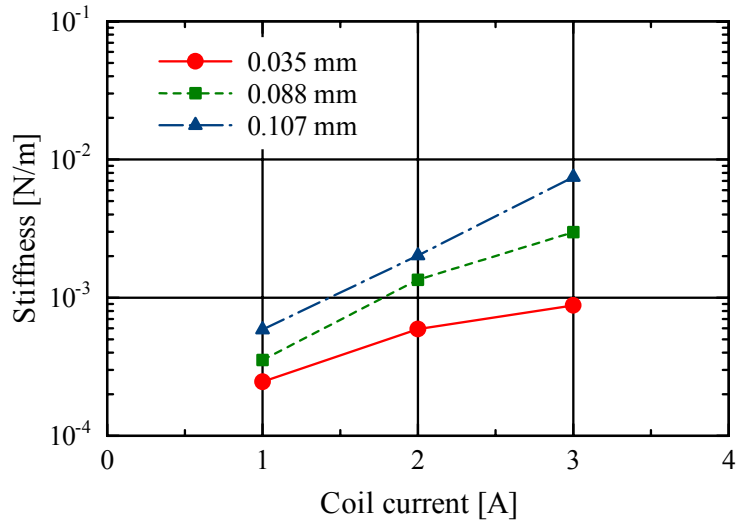
いずれの結果でも，これまで述べたようにコイル通電電流増加に対応して剛性は増加しており，磁束密度増加による磁氣的結合力増加の効果が確認できる．粒径の影響に関しては，粒径増加に伴って剛性が増加することがわかる．この結果は，傾斜特性から求めた剛性の変化と一致し，粒径増加による磁氣的結合力増加の効果が示されているものと考えられる．

一方，粒子重量による変化をみると，まず重量 0.637 kg/m^2 の場合と 0.382 kg/m^2 とを比較すると，前者でやや剛性が大きくなっていることがわかる．粒子重量増加によりチェーンは太く，長く成長するが，その結果粒子間の磁氣相互作用も増大する．このようなチェーン形状(太さ)の変化とそれに伴う磁氣相互作用の増加が現れたものと考えられる．しかし，重量 0.127 kg/m^2 の場合のチェーン剛性は， 0.382 kg/m^2 の場合と同等以上で，特にコイル電流が大きい場合，および粒径が大きい場合には 0.637 kg/m^2 の結果に近い値を示している．これは上記とは逆に粒子重量が少ない場合にチェーンが短くなる効果が大きく影響したものと考えられる．

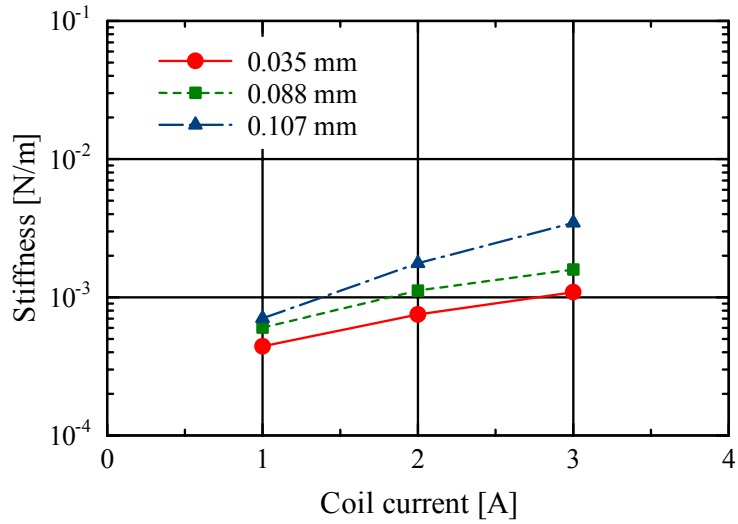
5.7.3 剛性の比較

最後に，図 5-25 に示した加振実験，傾斜実験から求めた剛性と，今回計測したチェーンのたわみ変形時の荷重-変位関係により求められる剛性(図 5-30)を比較して図 5-31 に示す．傾斜実験から求めた剛性は円錐型チェーンモデルによる算定結果を用いた．

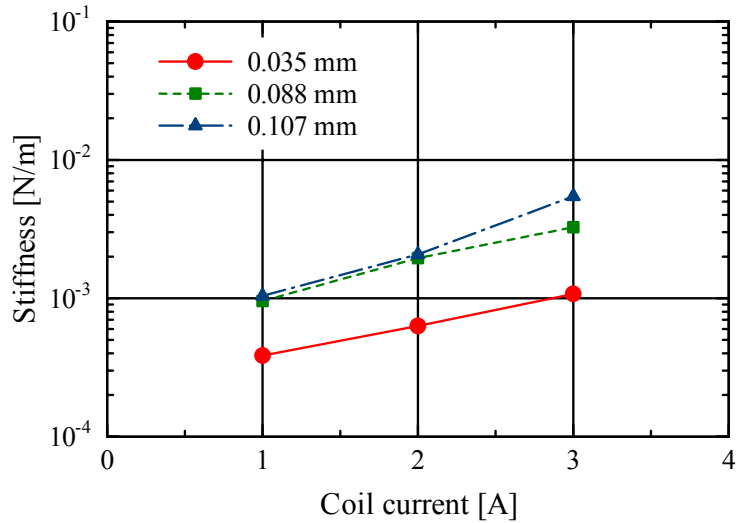
すでに述べているとおり，コイル通電電流および粒径増加に伴うチェーンの剛性は複数の実験結果で共通して確認できる．一方，剛性の絶対値はそれぞれの実験で異なる結果が得られており，今回荷重-変位関係から求めた剛性は，加振実験値および傾斜実験値よりやや小さい値を示している．先に述べたようなたわみ変形と回轉變形の違いのほか，集中荷重か分布荷重であるかの違いが，剛性に影響しているものと考えられる．



(a) 0.127 kg/m²



(b) 0.382 kg/m²



(c) 0.637 kg/m²

Fig. 5-30 Stiffness of chain obtained by load-displacement characteristics.

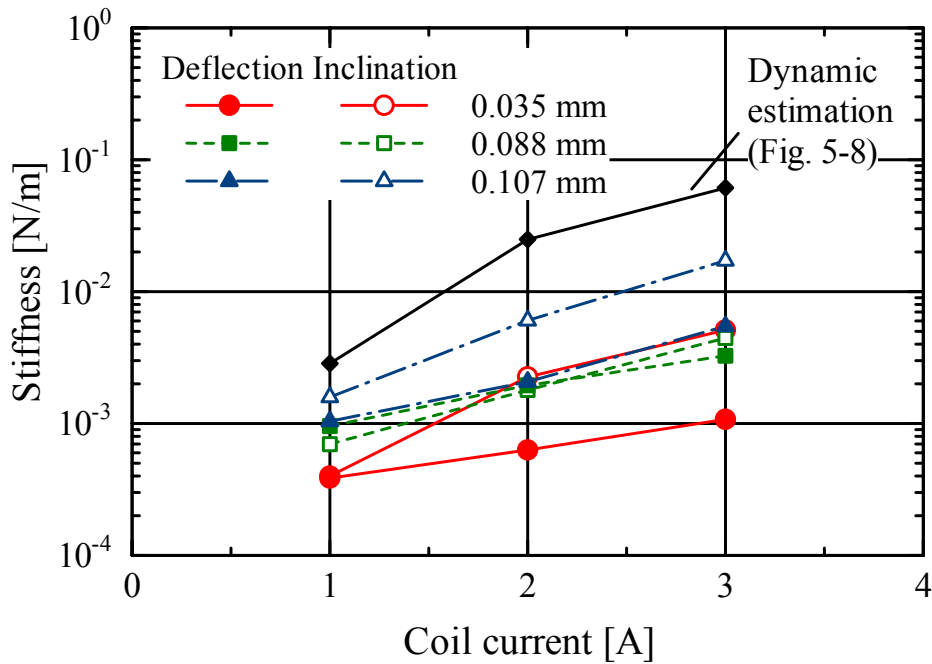


Fig. 5-31 Comparison of chain stiffness.

5.8 まとめ

レーザプリンタの二成分磁気ブラシ現象を特徴づけるキャリアのチェーンに関し、その動力学的特性に着目した研究を行った。ソレノイドコイルを利用して形成したチェーンの加振実験から、共振周波数と等価剛性を評価し、磁界との関連を調べた。また、個別要素法に基づく数値シミュレーションにより理想化したチェーンの振動を模擬し、磁束密度やチェーンの長さによる共振周波数の変化を実験結果と比較検討するとともに、理論解析として、ポテンシャルエネルギー最小化の観点から共振周波数の変化に対する定性的説明を試みた。最後に、チェーンの剛性に関して、第4章で述べたチェーンの傾斜特性とチェーンの静的たわみ特性からの評価を行い、加振実験による算定結果と比較した。

本研究で得られた知見をまとめると、以下のとおりである。

- (1) チェーンの固有振動数は磁界、粒径、粒子重量にほとんど依存せず、20～60 Hzの範囲にある。一方、チェーンの固有振動数から算定した等価剛性は、磁界増加により増大傾向を示す。
- (2) 単列チェーンを仮定した二次元数値シミュレーションでは、磁束密度増加による共振周波数増加、チェーン長さ増大による共振周波数低下、さらに両者の影響を加味した磁界による共振周波数変化を定性的に表現できる。
- (3) チェーンの等価剛性が粒子1個あたりの平均ポテンシャルエネルギーに比例する、との仮説により、チェーンの共振周波数変化の大局的な説明が可能である。
- (4) チェーン傾斜特性および静的たわみ変形時の荷重-変位関係から算定した剛性は、コイル電流依存性、粒径依存性を示し、磁氣的結合力変化と定性的に対応する。加振実験による算定結果を含め、個々の評価結果は、载荷条件、変形モードの違いにより1～2桁異

なる値を示す．

本研究により，チェーンの動力学特性，さらに現像品質に大きな影響を与える剛性が定量的に明らかになった．また，第 4 章で述べた個別要素法に基づく数値シミュレーション手法は，動力学的特性も定性的に再現可能であることが示された．これらは二成分磁気ブラシ現像プロセス設計を行う際に極めて有効な情報を与えると考えられる．

今後検討すべき課題としては，第 3 章と同様に，チェーン形成メカニズムに関する理論検討方法の改善，磁性粒子チェーンの諸特性と画質の定量的関係の明示，粒子基礎特性把握結果に基づく粉体挙動シミュレーションモデルの改良，が挙げられる．

第6章 磁性粒子チェーンに対する電磁作用

6.1 研究の狙い

第3章において、電界中の帯電粒子の挙動について述べ、電子写真転写プロセスで発生する画像劣化の詳細なメカニズムと実用的対応策を提示した。続く第4章、第5章においては、磁界中で形成される磁性粒子チェーンの静力学的特性、動力学的特性について述べ、また電子写真現像プロセス中で最も重要な特性の一つとなるチェーン剛性に関する調査結果を提示した。

本章では、電界と磁界の双方が関与する現象の一例として、磁性粒子チェーンに対する電磁作用の調査検討を行う。これは、二成分現像プロセスで発生する代表的障害の一つであるBCO (bead-carry-out) に深く関連している。ここで、推定されるBCO発生メカニズムを、図6-1を参照して説明する。磁場中で形成した導電性磁性粒子チェーンに対して電界が作用すると、最先端部粒子には図のように負電荷が誘起される。この電荷に対して電界中で静電気力(赤矢印)が作用し、マグネットローラ(スリーブ)方向の磁氣的結合力(青矢印)を超える静電気力が発生した場合には、チェーンが分断して一部の粒子が感光体上に転移すると考えられる。実際のプロセスにおいては、このような磁性粒子(キャリア)の転移現象がしばしば発生し、画像劣化の原因となっている。このような現象の発生条件を明らかにし、妥当な回避策を提示するためには、磁気力、静電気力の大小関係に関する定量的な議論が必須となる。また、既知の電界を作用させ、磁性粒子チェーンが分断する状況を観測することで、チェーンの磁氣的結合力を定量的に把握できると考えられる。

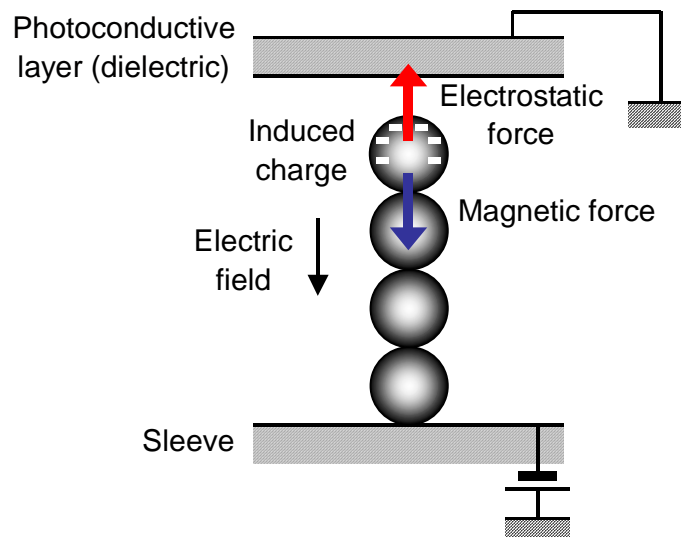


Fig. 6-1 Mechanism of BCO with induced charge in development process of electrophotography.

図6-1は、磁性粒子チェーンとスリーブ間に導電性があり、チェーン先端に電荷が誘起されるケースを示している。一方、磁性粒子チェーンとスリーブ間が絶縁されている場合には、チ

チェーン内に図 6-2 に示すような分極状態が発生すると考えられる。すなわち、チェーン内の分極によって、最下端部粒子は正に、最先端部粒子は負に帯電する。このような場合には、最先端部粒子には分極により発生した負電荷に対する電界による静電気力（赤矢印）のほかに、分極した正負電荷同士の静電気吸引力（薄緑矢印）も作用すると考えられる。したがって、このときもチェーンの分断現象が発生するが、その限界条件は、図 6-1 のケースとは異なるものと予想される。

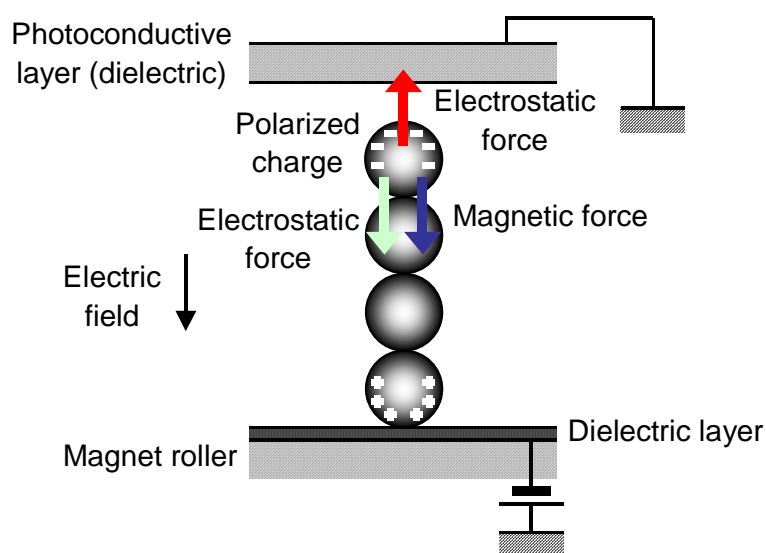


Fig. 6-2 Mechanism of BCO with polarized charge.

本研究では、上述した BCO 現象を模擬し、またこれまで実験的、数値的に検討してきた磁性粒子間の磁氣的結合力の変化を確認するため、磁性粒子チェーンに電界を作用させたときの挙動観測を行う。上述のメカニズムを考えれば、付与する電界を強くしていくとある限界電界で、チェーンの分断剥離現象が観測されるはずである。このようなチェーンの電界剥離実験から BCO 現象のメカニズムを検証する。さらにチェーンに電界が作用した場合の粒子の帯電状態を理論モデルと数値シミュレーションにより予測し、両者の対応を調査する。最後に、明らかにした粒子帯電量から電界剥離時に作用する静電気力を見積もるとともに、磁性粒子の磁氣的結合力の変化を調査して両者を対比する。

6.2 実験方法

電界剥離実験装置の全体構成を図 6-3 の写真に示す。第 4 章、第 5 章で述べた実験と基本部分は共通であり、磁界発生手段としてのソレノイドコイル、磁性粒子は 4.2 節で述べたものと同じである。さらに、コイル上に形成したチェーンに電界を作用させるため、直流高圧電源を用意し、コイル部分に図 6-4、6-5 に示すような構成を採用した。

図 6-4、6-5 のように、コイル上に平板電極を設置し、この電極と平行に対向電極を設置して、チェーンを間に介した平行平板電極形を構成した。電極間隔は可変であるが、本実験では

6.0～6.3 mm に設定した .コイルに通電することで磁界を発生させてチェーンを形成したのち , さらに平行平板電極間に電圧を印加して電界を形成して , そのときのチェーンの挙動をデジタルマイクロスコプで観測した . なお , チェーンの分断剥離現象を安定的に再現するため , コイル上に設置した平板電極表面に厚さ 300 μm の薄い絶縁膜を設置しており , 構成上は図 6-2 のケースに対応する . 設置する粒子重量は 0.637 kg/m^3 で一定とし , コイル通電電流を変えて , チェーンの電界下での挙動を観測した .

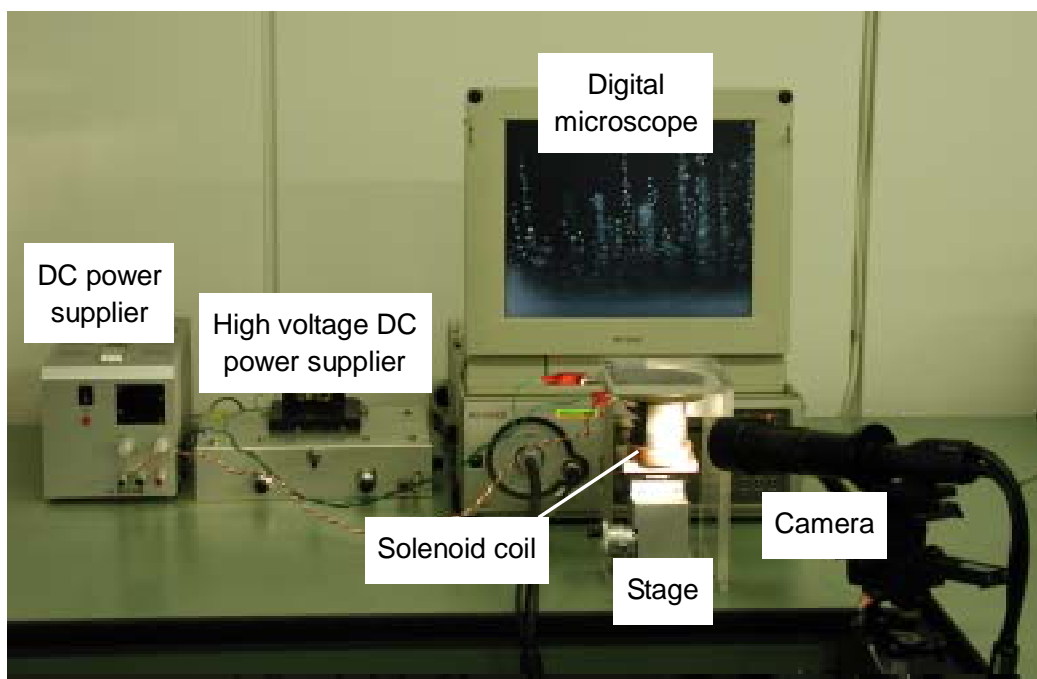


Fig. 6-3 Photograph of experimental set-up of electric pull-off.

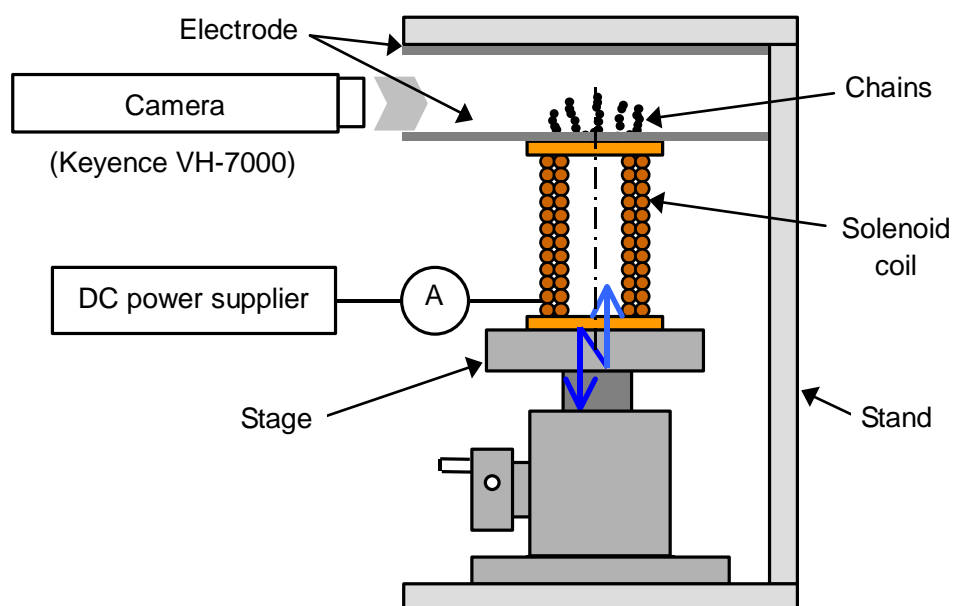


Fig. 6-4 Detailed configuration of electric pull-off experiment.

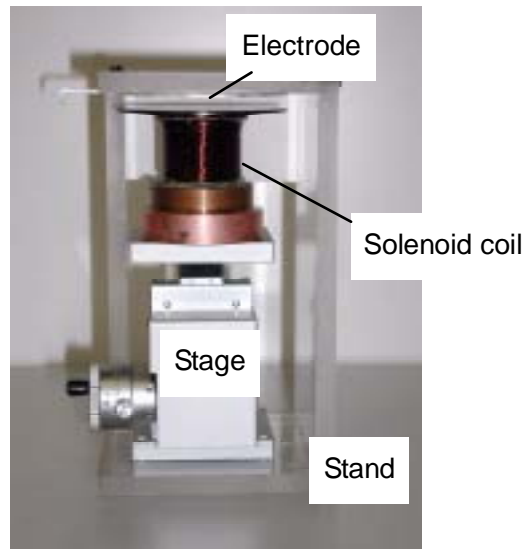


Fig. 6-5 Photograph of solenoid coil on stage for electric pull-off.

6.3 実験結果

6.3.1 チェーン剥離挙動

平行平板間に電圧を印加してチェーンに電界を作用させ、印加電圧を徐々に上げていくと、図 6-6 に示すようにある電圧でチェーンの一部が分断して対向電極側に飛翔する状況が観測された。図の例では、写真中央部にあるチェーン先端の粒子 4 個程度が分断して飛翔している。なお、本実験では、電圧は十分時間をかけて印加し、電圧値を変化させる場合も準静的に行っており、過渡的な充放電現象は考えなくてよい。

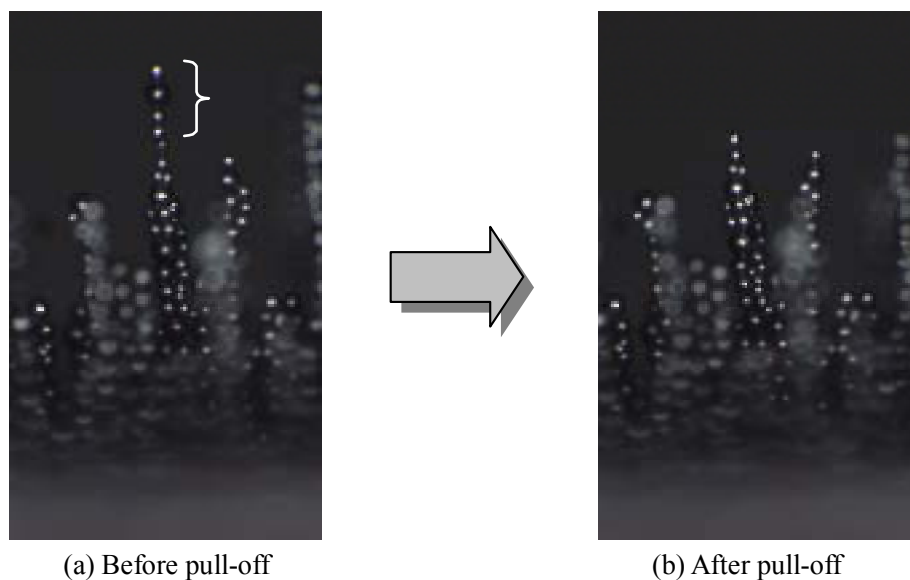


Fig. 6-6 Photograph of chain before and after pull-off.

チェーンの分断状態を観察すると、その形態がさまざまであることが確認できる。それらの分断形態を模式的に示すと図 6-7 のようであった。(a) のタイプ 1 は、最先端部粒子が単独で分断剥離するもので、(b) のタイプ 2 は先端部の複数の粒子が剥離するものである。さらに、(c) はチェーン全体が根元から剥離するタイプ、(d) は複数の単列チェーンが合成した形状でそのうちの一部のチェーン全体が剥離するタイプである。最後の (e) のタイプでは、チェーン先端が二股に分離し、その二股部分全体 ((e) 左図) もしくは一部 ((e) 右図) が剥離する。これらの分断形態は、チェーン形状が単純な単列状や円錐状ではなくさまざまであり、その結果粒子の帯電状態、静電的相互作用がさまざまに変化して発生するものと考えられる。

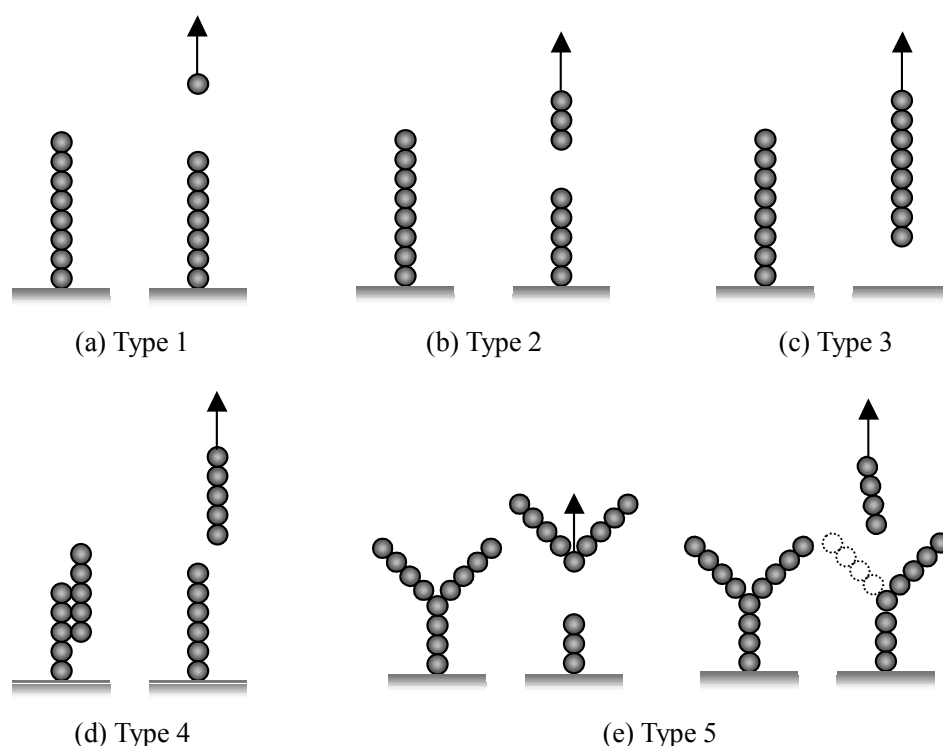


Fig. 6-7 Types of pull-off under electric field.

粒径 $88 \mu\text{m}$ の粒子の場合、上記 5 種類の形態の発生頻度は図 6-8 のようであった。図 6-7(a) および (b) に示したタイプ 1 と 2 が最も高頻度で発生している。これは、粒径、コイル電流などの実験条件に関わらず同様であり、電界剥離現象全体の 8 割を占める最も一般的な形態であった。そのほかの形態は、粒径と印加電圧大きさによって発生頻度が異なる。(c) のタイプ 3 と (d) のタイプ 4 は、電界剥離が発生する平均電圧よりも印加電圧を過度に大きくした際に高頻度で発生した。(e) のタイプ 5 は、粒径が $55 \mu\text{m}$ 以下と小径の場合に比較的多く観測された。タイプ 1, 2 の最も単純な剥離形態が高頻度で発生していることから、図 6-1, 6-2 に示した原理が支配的であり、これらのモデルによる議論が十分可能と考えられる。

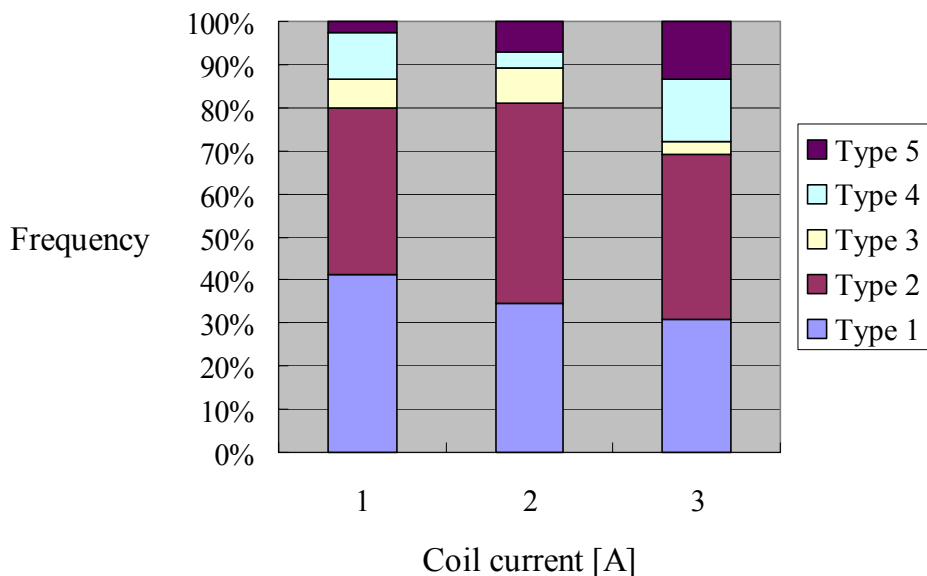


Fig. 6-8 Frequency of pull-off types.
(averaged diameter 88 μm , surface loading 0.637 kg/m^2)

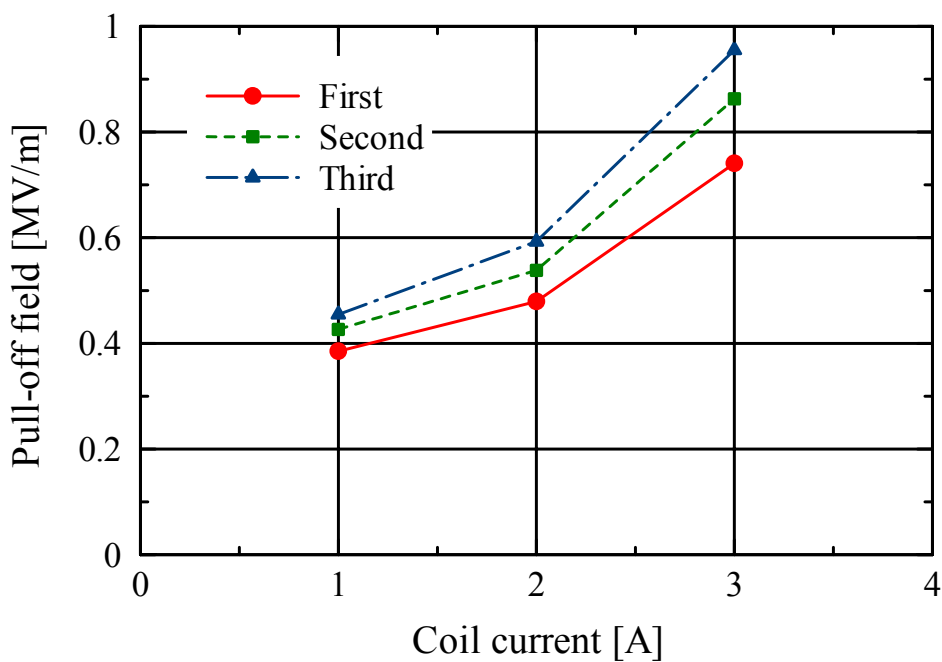


Fig. 6-9 Measured pull-off field to break chains.
(averaged diameter 88 μm , surface loading 0.637 kg/m^2)

6.3.2 剥離電界

チェーンが分断剥離して飛翔する限界の電界強度(剥離電界強度)に着目して計測を行った結果を図 6-9 に示す。図の縦軸はチェーンが分断剥離を開始する剥離電界強度であり、印加し

た電圧 V とチェーン先端から対向電極までの距離 d とから V/d で算出した値である。最初の粒子が剥離する電界、二番目、三番目の粒子が剥離する電界それぞれについてプロットした。

図から、コイル電流増加に伴って、飛翔限界電界強度が非線形に増加していることがわかる。前章での検討のとおり、コイル電流、すなわち磁束密度増加に伴ってチェーンの磁氣的結合力や剛性は増加しており、図の結果はこれらに対応する妥当な結果となっている。

図 6-10 は、剥離電界強度に対する粒径の効果調べた結果である。粒径の増加に伴って剥離電界強度は増加しており、この結果も前章で述べた磁氣的結合力およびチェーン剛性の粒径依存性に対応する結果となっている。

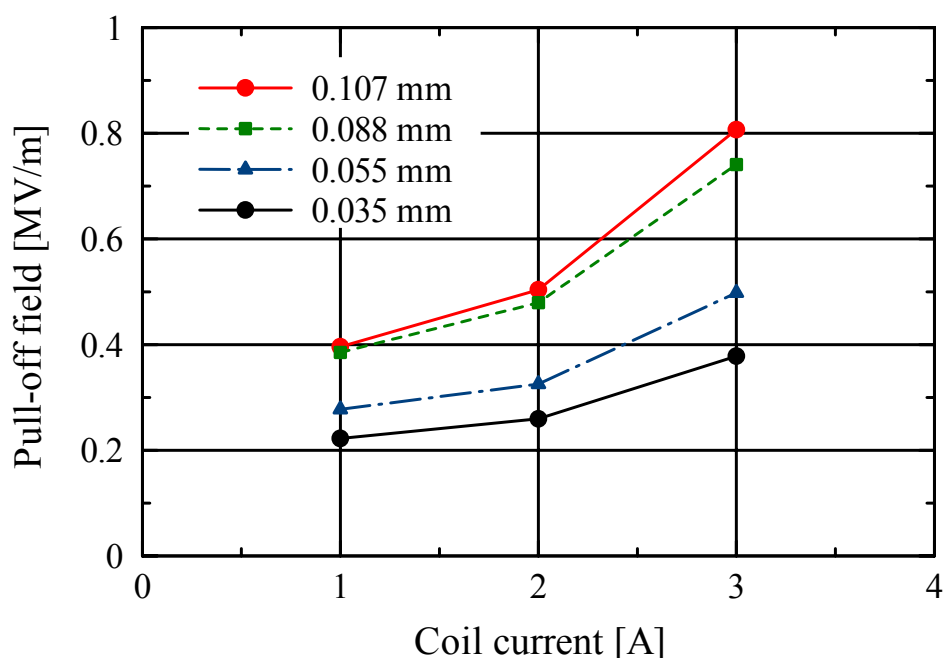


Fig. 6-10 Effect of particle diameter on pull-off field.
(surface loading 0.637 kg/m^2)

6.4 粒子帯電量の推定

6.4.1 コンデンサモデル

図 6-1, 6-2 に示した帯電メカニズムや前節で述べた実験結果を定量的に検討するため、ここでは電界中における磁性粒子チェーンの帯電状態を検討する。図 6-1 のように、チェーンと基板電極（スリーブ）間の導電性が確保されており、これらを同電位の一体電極とみなせる場合には、チェーン最先端粒子と対向電極で構成されるコンデンサを図 6-11 のようにモデル化し、その充電量から帯電量を推定できると考えられる。

多数のチェーンおよび粒子が層状に存在する状況を想定し、これらを図 6-11 (a) のように平行平板コンデンサで近似すれば、帯電電荷量 q は次式で与えられる。

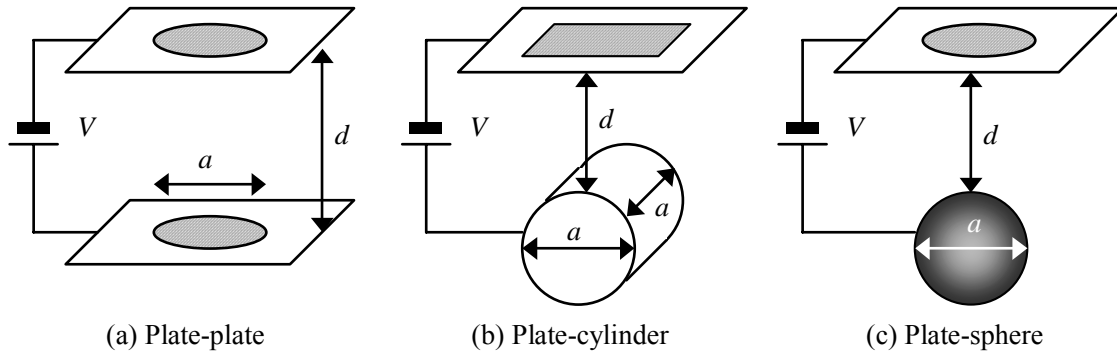


Fig. 6-11 Condenser model of particle and electrode.

$$q = \frac{\pi \epsilon_0 \epsilon a^2 V}{4d} \quad (64)$$

ただし，印加電圧を V ，電極間距離（粒子表面-対向電極間距離）を d ，粒径を a とし，電極面積として粒子の断面積分を考えた．

一方，粒子が奥行き方向のみに連結して存在するような状況を想定すれば，図 6-11 (b) のように円筒電極とみなして次式が成立する．ただし，ほかのモデルとの対応を考え，奥行き方向に粒径分の長さを考えた．

$$q = \frac{2\pi \epsilon_0 \epsilon a V}{\log \left[\frac{2d+a}{a} + \sqrt{\left(\frac{2d+a}{a} \right)^2 - 1} \right]} \quad (65)$$

単一の粒子が孤立して存在する状況を想定すれば，図 6-11 (c) のように直径 a の球と平板で構成されるコンデンサを考えることができる．この場合の帯電量の厳密な算定は困難であるが，中心間距離が十分ある均一帯電 2 球間の容量を点電荷近似によって求め，さらに一方の半径を無限大とすれば次式が得られる．

$$q = \frac{\pi \epsilon_0 \epsilon a (2d+a)V}{d} \quad (66)$$

$d \gg a$ であれば，式 (66) は次式で近似できる．

$$q = 2\pi \epsilon_0 \epsilon a V \quad (67)$$

図 6-2 や本実験で採用した構成のように基板電極表面に絶縁層が存在する場合には，最下部の粒子と基板電極がコンデンサを構成し，さらに最上端粒子と対応電極が別のコンデンサを形成することになる．装置全体は，この二つのコンデンサの直列接続としてモデル化できる．個々

のコンデンサは，図 6-11 と同じモデルで表現でき，これらの合成容量から帯電量を推定することができる．

上述したコンデンサモデルによる帯電量は，十分時間が経過した状態での飽和帯電量を推定することができ，準静的に行った本実験に適用するにはこのようなモデルで十分と考えられる．また過渡的な状態に関しても，系の電気特性から時定数を見積もれば概要を推定できると考えられる．しかし，現実に存在するチェーンのように構成が複雑で時定数の決定が困難な場合，また時定数が比較的大きく過渡的な状態が問題になるような場合は，別の手段でより厳密に帯電状態を評価する必要がある．以下では，電界計算による帯電状態の推定方法を述べる．

6.4.2 電界シミュレーション

a. シミュレーション方法 2.4 節で述べたように，電位 ϕ に対して Gauss の法則から導かれる Poisson 方程式（第 2 章式（31））と，電荷保存則から導かれる Poisson 方程式（第 2 章式（32））を適用し，これらを有限要素法などを用いて連成させて解くことにより，系の誘電特性，導電特性に依存する電界を求めることができる．このような電界シミュレーションから，粒子の過渡的な充放電状態も再現可能である．

具体的には，まず解析領域を有限要素分割した上で，粒子が位置する要素に粒子の持つ電気特性をマッピングする（3.2.3 項参照）．その上で式（31）の Poisson 方程式を解いて電位を求める．得られた電位から式（32）を用いれば，空間電荷の時間変化が算出できる．これを時間積分して空間電荷分布を更新し，再度式（31）を解いて電位分布を更新する．以下，この作業を時間増分ごとに繰り返すことにより，空間電荷，電位，電界の経時変化を追跡することができる．さらに，粒子に相当する要素に存在する空間電荷を調べることで粒子の充電状態も明らかにできる．

粒子特性マッピングにおいて，粒子と要素の包含関係を特定する際，本研究では以下で述べる方法を用いた．3.2.3 項で述べた方法に比較すると，要素を細分した場合に粒子の円形状をより厳密に表現可能である．まず，各節点について，節点-粒子中心間の距離と粒子半径の比較から節点がどの粒子に包含されるかを判定する．ついで各要素に関し，要素を構成する節点が粒子に包含されているかどうかを調べ，粒子に包含されている節点数により以下のように分類する（図 6-12 参照）．

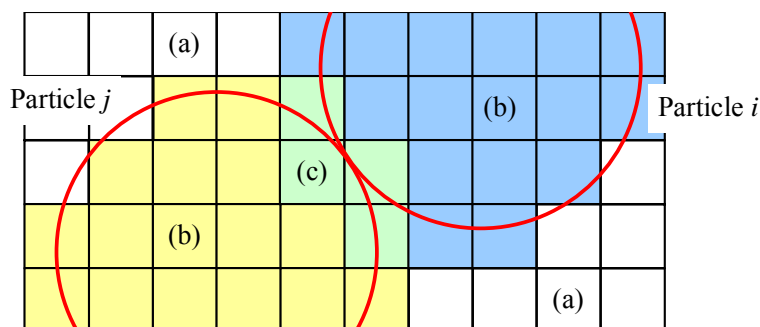


Fig. 6-12 Mapping of particle properties to finite element.

- (1) 要素を構成する全節点（二次元モデルにおける四辺形要素の場合 4 節点，三次元モデルにおける六面体要素の場合 8 節点）のうち半数以上が同一の粒子に包含される場合，その要素は粒子であるとみなし，粒子特性を与える（図 6-12 (b) の部分）。
- (2) (1)の場合を含め，要素を構成する各節点を 2 個以上の異なる粒子が占める場合，その要素は粒子接触部に相当するものとみなして接触部特性を適用する（ただし，今回の計算では接触部と粒子の特性は同一とした）（図 6-12 (c) の部分）。
- (3) 上記以外の場合はその要素は空隙とみなす（図 6-12 (a) の部分）。

なお，上記 (2) は，実際の粒子接触界面近傍では接触状態が均一でなく，またトナー粒子などの介在物が存在することから，その物性が粒子そのものとはやや異なることを想定して設定した分類である。

b. モデルと計算条件 式 (64) ~ (67) の各理論式と対比するため，円筒形モデル，球形モデル双方を考え，二次元および三次元の電界シミュレーションを実施した。いずれの計算においても，図 6-13 に示すように $35\ \mu\text{m}$ 均一粒径，比誘電率 10 の粒子を単純立方構造に配置した状態を想定し，図に示した解析領域を二次元モデルの場合要素サイズ $2.5\ \mu\text{m}$ ，三次元モデルの場合 $5\ \mu\text{m}$ に等分割した。

このようなモデルに対して，粒子の層数（1~5 層），列数（1~7 列），抵抗率（ $10^6, 10^8, 10^{10}\ \text{m}$ ），基板上誘電層（厚さ $50\ \mu\text{m}$ ，比誘電率 3）の有無，をパラメータとして計算を行った。時間増分は，粒子の電気特性から求められる時定数の $1/10$ に設定し（抵抗率 $10^6\ \text{m}$ の場合は時間増分 $8.85\ \mu\text{s}$ ），100 ステップの計算を行った。上下境界に配置した電極間の印加電圧は $1000\ \text{V}$ であり（下側電極を接地），左右の境界は絶縁境界とした。

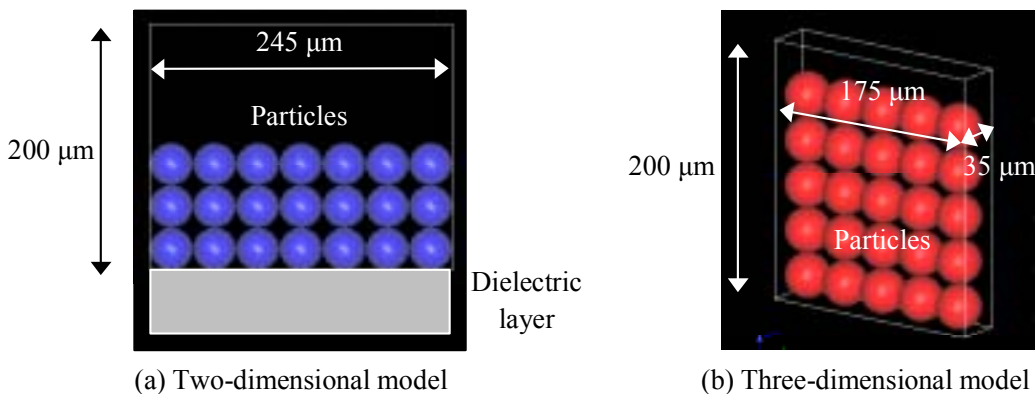


Fig. 6-13 Layout of particles in electric field simulation.

6.4.3 電界シミュレーション結果

a. 粒子配置の影響 まず二次元モデルによる電界計算を行い，粒子配置の影響を調べた結果を図 6-14 に示す。体積抵抗率 $10^6\ \Omega\text{m}$ の粒子を 1 層 7 列構成に配置した場合の結果を (a) に，層数を 5 層とした場合，列数を 1 列とした場合の結果をそれぞれ (b)，(c) に示した。

(d)では、5層構成の最上部粒子と同じ位置に孤立した粒子を配置してあり、下側電極の代わりにこの孤立粒子中心近傍の一部を接地した。各条件について、初期状態における誘電率分布、初期電位分布、最終電位分布、最終粒子帯電量分布を示した。いずれも、正で値の大きい領域を暖色、負側に値の大きい領域を寒色で示してある。また、電位分布の図には、空間電荷密度分布を等高線で表示してあり、やはり正で値の大きい領域を暖色、負側に値の大きい領域を寒色で示した。各条件での最終電位分布の図に見られる薄青色の部分に充電した電荷を表している。

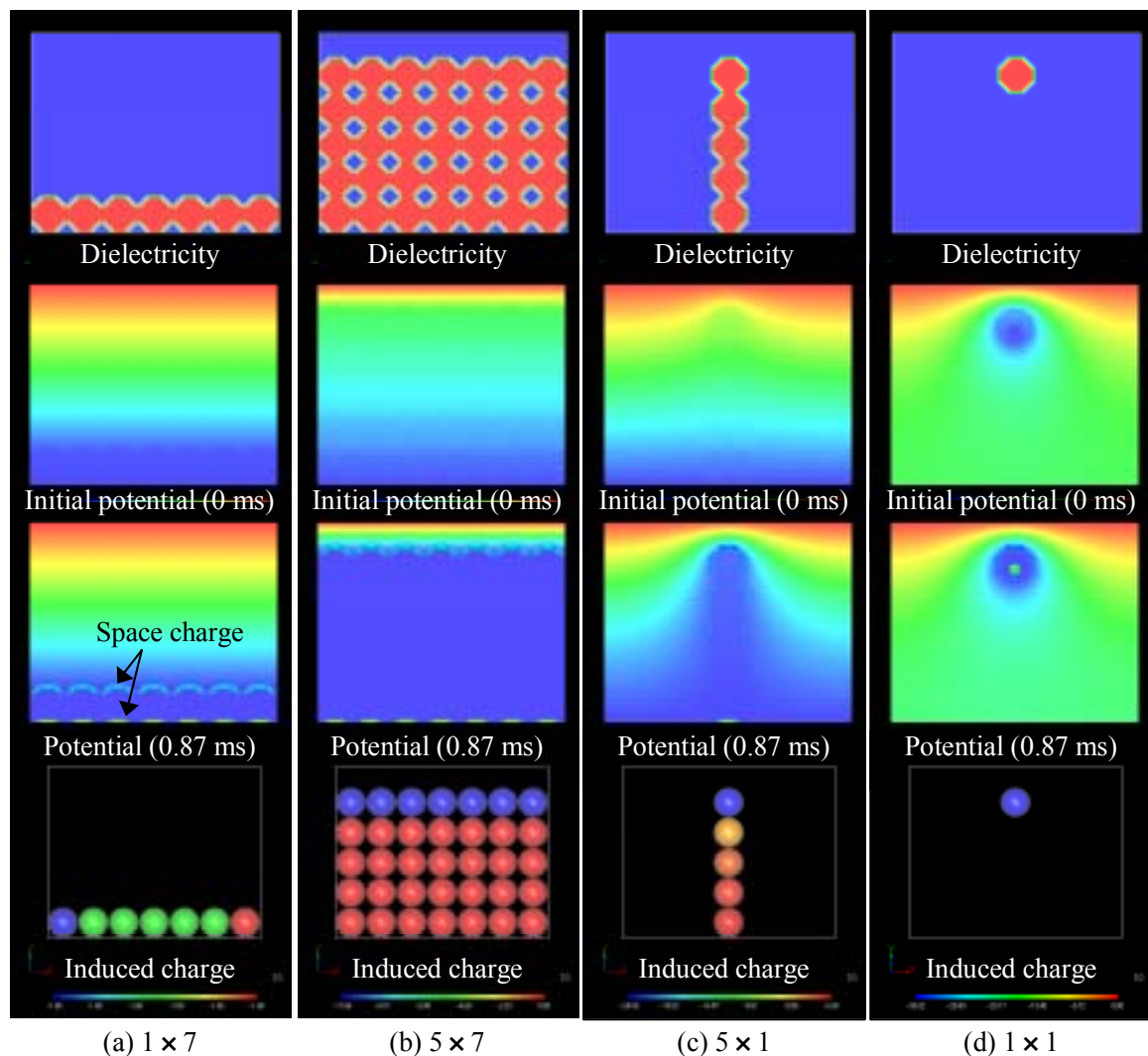


Fig. 6-14 Effect of particle arrangement on two-dimensional electric field.
(without dielectric layer, $10^6 \Omega\text{m}$)

各条件での初期誘電率分布の図から、前項で述べた粒子特性マッピングが良好になされていることがわかる。初期状態における電位分布の図では、平行平板電極間で滑らかな電位勾配が形成され、粒子が配置された高誘電率の領域でより緩やかな電位勾配が形成されている状況が示されている。領域幅全域に粒子を配置した(a)、(b)の場合には、電位の等高線はほぼ電

極に平行であるが、(c)、(d)の場合には粒子の存在により等高線のひずみが発生している。

最終状態における電位分布図から、抵抗の低い粒子層内がほぼ同電位になり、粒子層と空隙の界面に電荷が蓄積される状況がわかる。(a)の場合には、単層の各粒子の最上部に負電荷が蓄積し、層数を増やした(b)の場合には最上層粒子のみ負電荷が蓄積する。(c)の場合には1列構成の粒子層側面にも電荷が蓄積しており、(d)では粒子表面全体に電荷が蓄積している。なお、粒子は負に帯電し、電極には逆極性で同量の電荷が誘起する。(a)~(c)では下側電極表面に、(d)では電位を与えた粒子中央付近にこのような誘起電荷が発生しているのが確認できる。図では確認できないが、上側電極面にも対応する電荷が充電される。

上述した最終状態における電位分布状況は、幅方向中央部における垂直方向の電位分布をプロットした図 6-15 で明確である。各層数に対する計算結果で、粒子層内が 0 V で均一となり、粒子最上部と 1000 V に設定した上側電極との間の空隙部分で、線形の電位勾配が形成される状況が示されている。

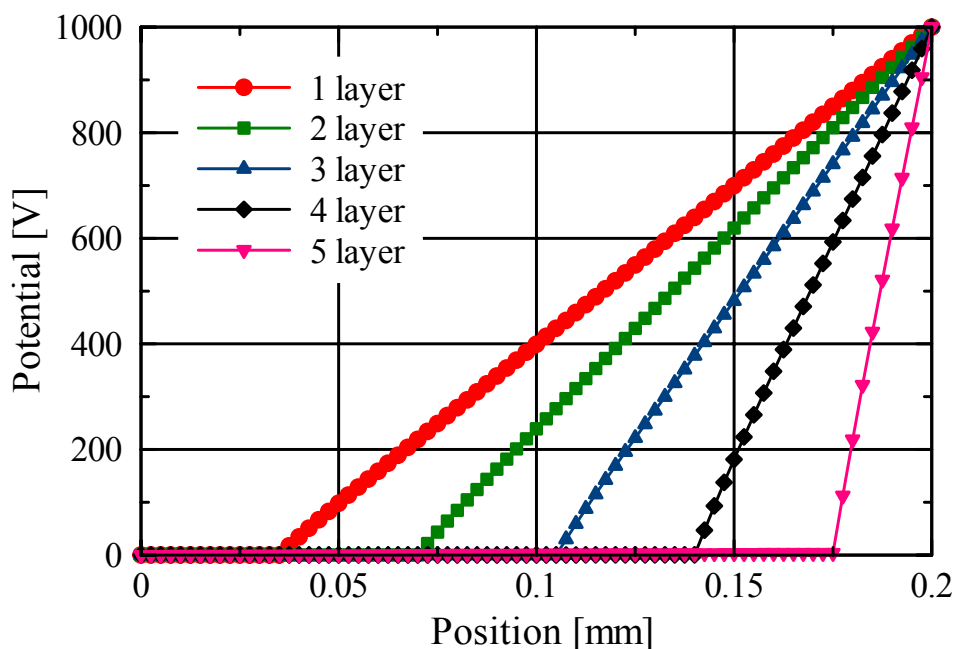


Fig. 6-15 Potential distribution in vertical direction in the case without dielectric layer.

b. 粒子抵抗率および絶縁層の影響 図 6-14 に示した計算と同様の条件で、粒子抵抗率を変更した場合および下側電極上に絶縁層を配置した場合の計算結果を図 6-16 に示す。

まず粒子抵抗率を変更した(a)および(b)の結果では、粒子の時定数に合わせて計算時間範囲を変更しているが、最終状態における電位分布、粒子帯電状態は図 6-14 (b)の場合と合致する。すなわち粒子抵抗率および時定数変化に伴い充電時間が変化するが、定常状態における電位、電荷分布は全く同一である。

一方、絶縁層を設置した図 6-16 (c)および(d)の結果では、電位、電荷分布が大きく変化している。この場合には、電荷の注入は発生せず、粒子層内の分極によって(d)のように粒

子層最上部が負に，最下部が正に帯電して，粒子層内は同電位となる．（c）の場合には，単層であるため，粒子内で分極が発生し，粒子個々の帯電電荷はゼロである．この場合の電位分布状態を，図 6-15 と同様にプロットすると図 6-17 のとおりである．上述のとおり粒子層内が同電位となり，この粒子電位は，粒子層数の増加とともに増大する．

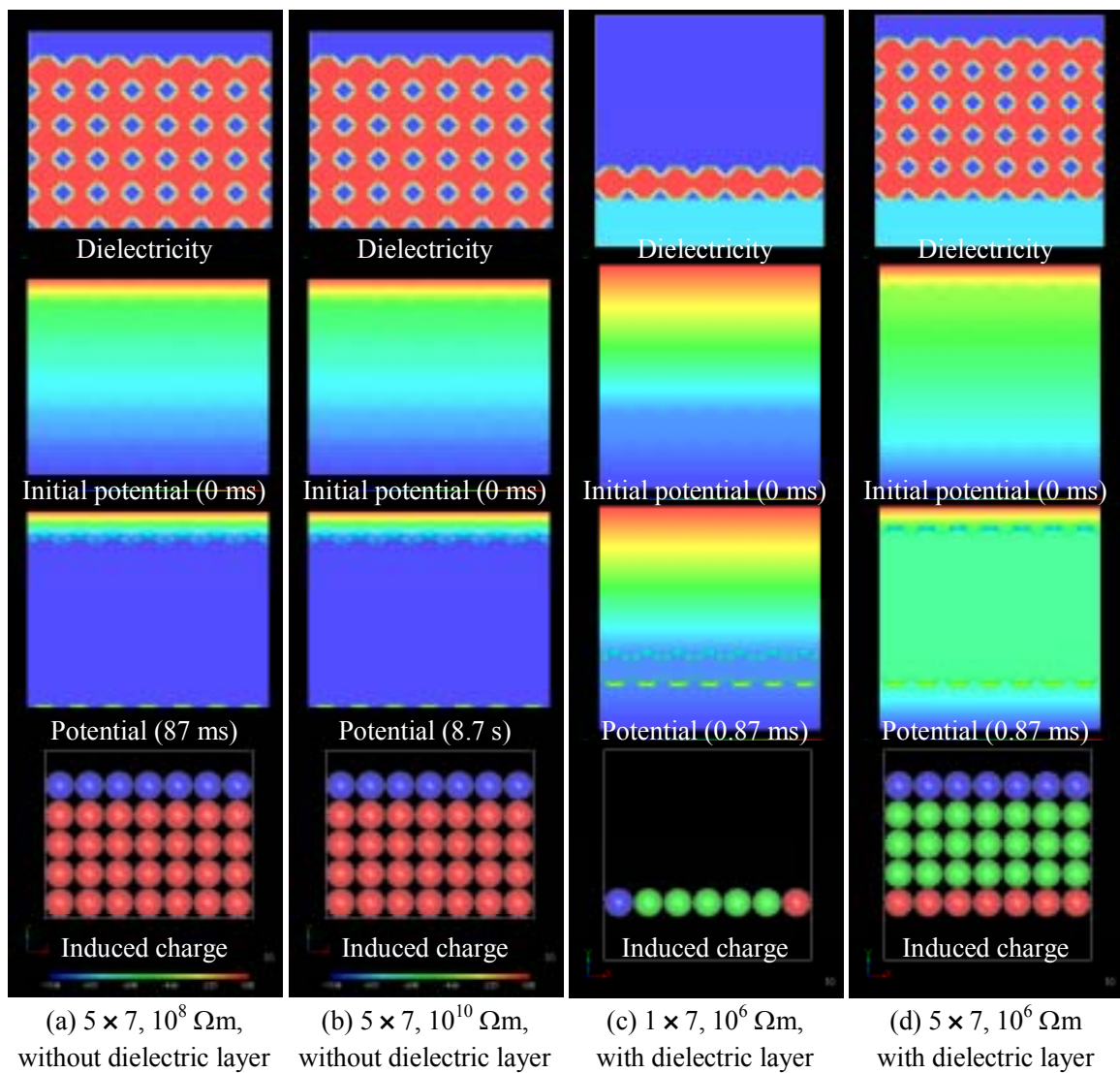


Fig. 6-16 Effect of particle resistance and dielectric layer on two-dimensional electric field.

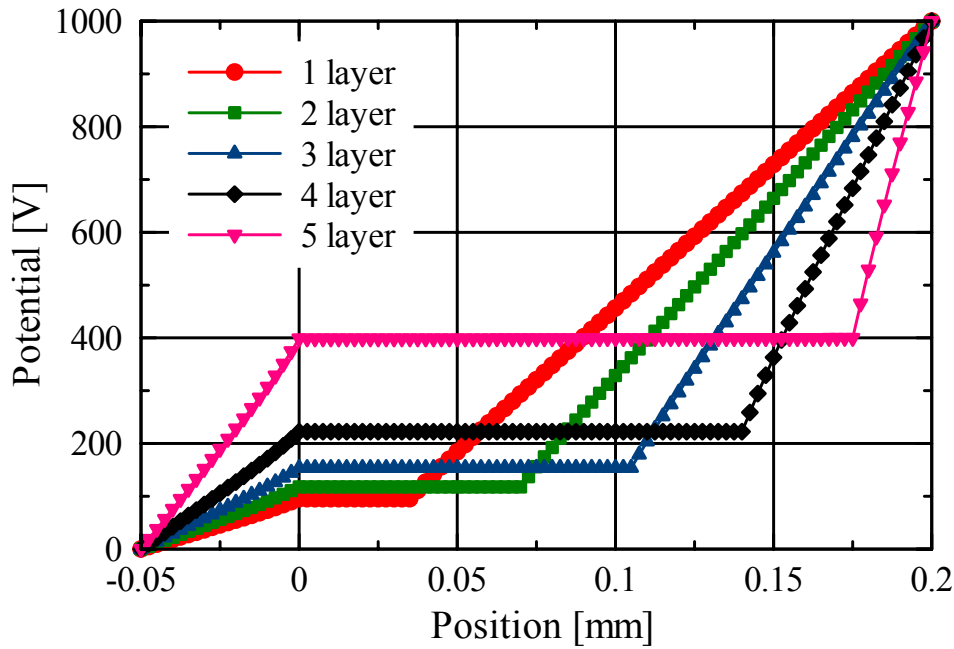


Fig. 6-17 Potential distribution in vertical direction in the case with dielectric layer.

c. **三次元シミュレーション結果** 図 6-14 に示した計算と対応する電界計算を、三次元モデルにより実施した結果は図 6-18 のとおりである。ここで、(a) ~ (c) では計算負荷低減のため奥行き方向の解析領域を粒子 1 個分の $35 \mu\text{m}$ とした。孤立粒子を配置した場合の帯電状態を正確に再現するため、(d) では奥行き方向に粒子 3 個分の領域 ($105 \mu\text{m}$) を設定して計算した。

初期状態から最終状態までの電位分布の変化、粒子の充電状態など、結果は定性的に二次元モデルの場合の結果と同様になっている。

6.4.4 粒子帯電量

a. **時間変化** 図 6-14 に示した計算において、最上部粒子に対する帯電量の時間変化を図 6-19 に示す。図 6-14 (a), (b) の結果を含め、粒子層数を 1 層から 5 層まで変えたときの、それぞれに対する帯電量時間変化をプロットしたものである。ただし、帯電量は奥行き方向粒径分の長さあたりに換算した。コンデンサと抵抗で構成される時定数 τ の回路の充電曲線は次式のような指数関数となるが、図の曲線はいずれも指数関数的な相似的变化を示し、計算した時間範囲で帯電量はほぼ飽和している。

$$q = q_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \quad (68)$$

図中青一点鎖線で示した曲線が式 (68) による理論値であり、数値計算結果はほぼこの曲線に合致している。ただし、飽和帯電量 q_0 は、式 (64) の平行平板コンデンサモデルから求めら

れる値を適用し，時定数 τ は数値計算値から回帰して求めた値を採用した．なお，数値計算値を回帰して求められる時定数は，およそ0.10～0.18 ms程度であり，層数の増加とともに増加する傾向にあった．この値は，粒子自体の時定数よりはやや大きく，粒子層内の空隙部分の特性が影響しているものと考えられる．

また図から，粒子層に対応して飽和帯電量が増加していることがわかる．これは，層数の増加により実質的な電極間距離が減少し，系の静電容量が増加している状況を示している．

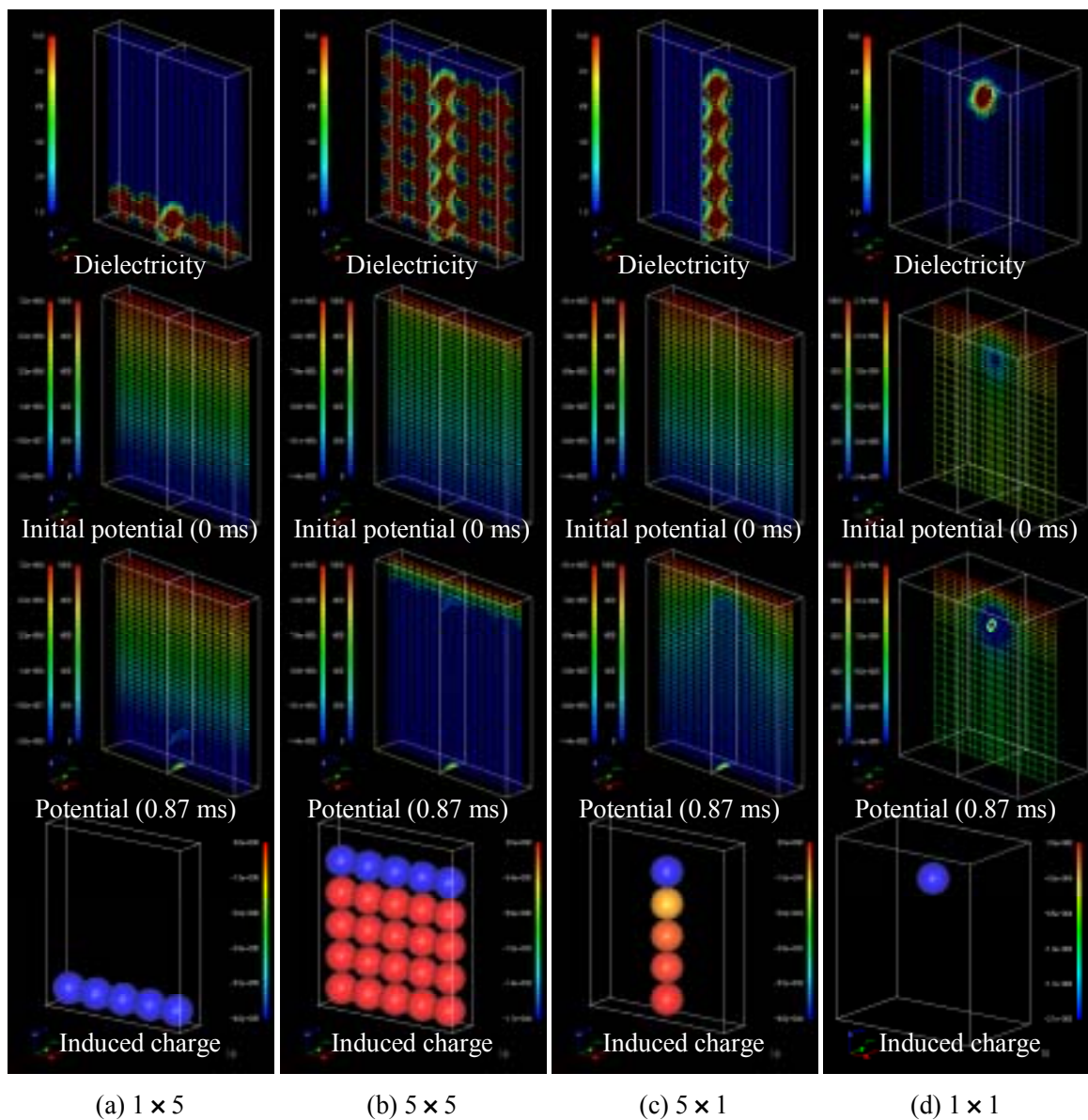


Fig. 6-18 Effect of particle arrangement on three-dimensional electric field.
(without dielectric layer, $10^6 \Omega\text{m}$)

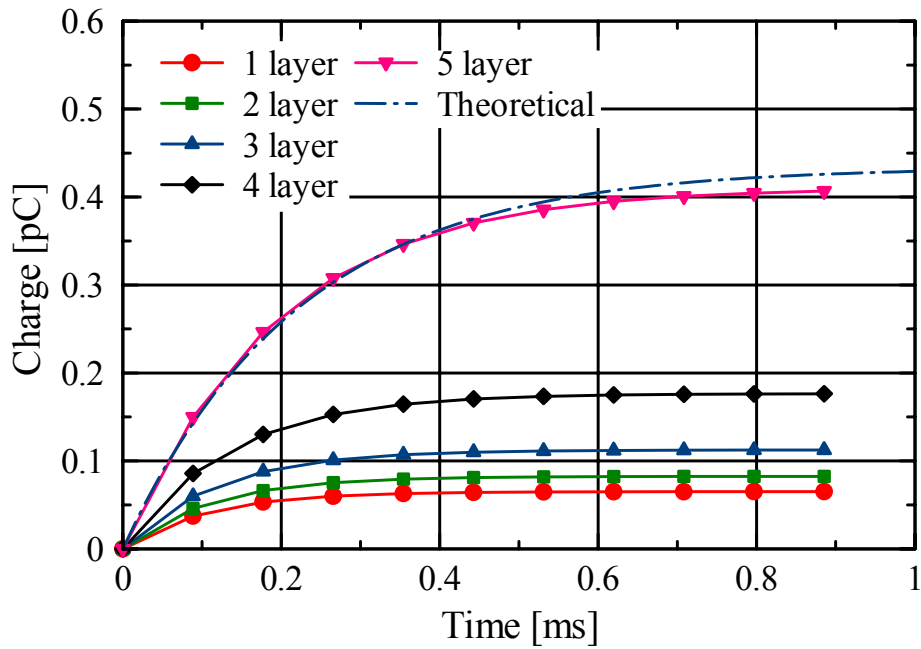
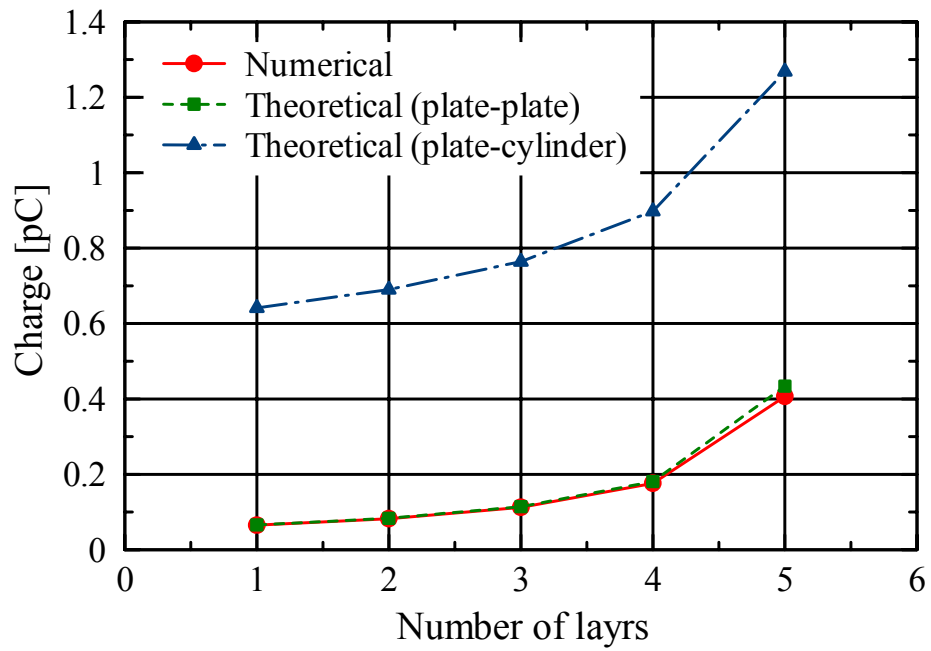


Fig. 6-19 Time variation of particle charge.

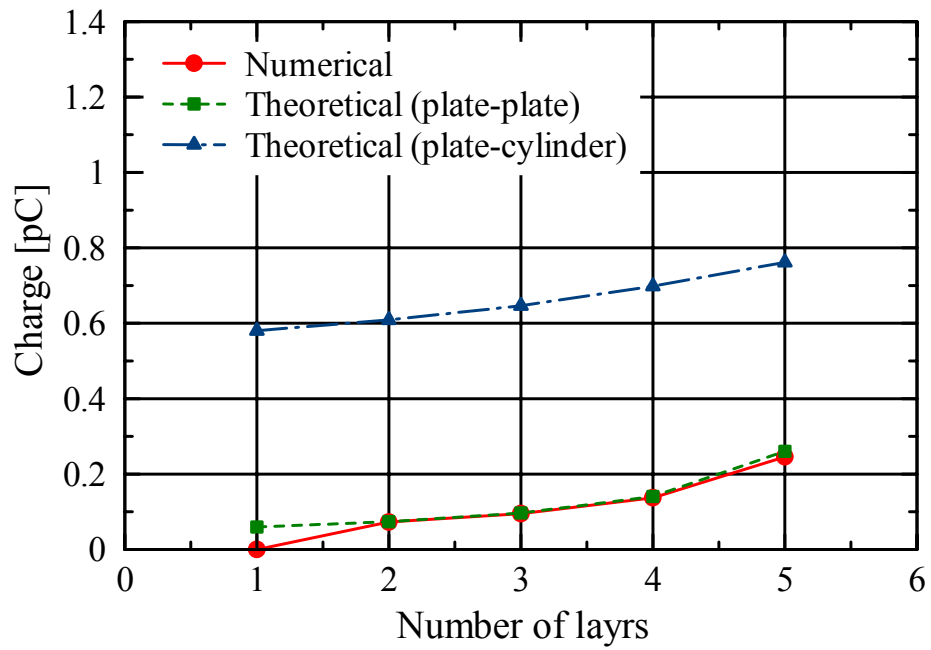
b. 二次元モデルにおける飽和帯電量 図 6-19 の結果から，電界計算を行った時間範囲でほぼ定常状態に達していることが確認された．この最終状態における最上部粒子の飽和帯電量と粒子層数の関係をプロットすると図 6-20 のようになる．図では，式 (64)，(65) による理論値を合わせてプロットした．図 6-20 (a) は絶縁層のない場合の結果であり，(b) は図 6-16 (c)，(d) のように絶縁層を設置した場合の結果である．(b) の場合の理論値は，絶縁層と粒子上部の空隙層の双方が直列コンデンサを構成するものと考えて算出した．図の横軸は粒子層数としてあるが，これは粒子上部空隙層の厚さに対応する．

図のように，絶縁層の有無に関わらず，粒子層数により飽和帯電量は非線形に増加する．この帯電量は，平行平板コンデンサモデル (式 (64)) による結果とよく一致し，十分時間が経過した定常状態では，粒子層表面を平板電極とみなしてよいことがわかる．このことは，図 6-14, 6-16 に示した電位等高線が平行平板電極にほぼ平行となっていることから了解される．

一方，図 6-14 (c) のように列数を減じて単列チェーン構成とした場合や，(d) のような孤立円筒の場合の飽和帯電量を理論値と比較すると図 6-21 となる．層構造の場合に対して単列チェーン構成，孤立円筒の場合は，飽和帯電量が増大する．これらの結果は，図 6-14 に示したように帯電面積が増加することで説明される．さらに，孤立円筒の飽和帯電量は，平板-円筒モデル (式 (65)) による理論値に近い値を示す．



(a) Without dielectric layer



(b) With dielectric layer

Fig. 6-20 Relation between maximum charge and number of layers in two-dimensional calculation.

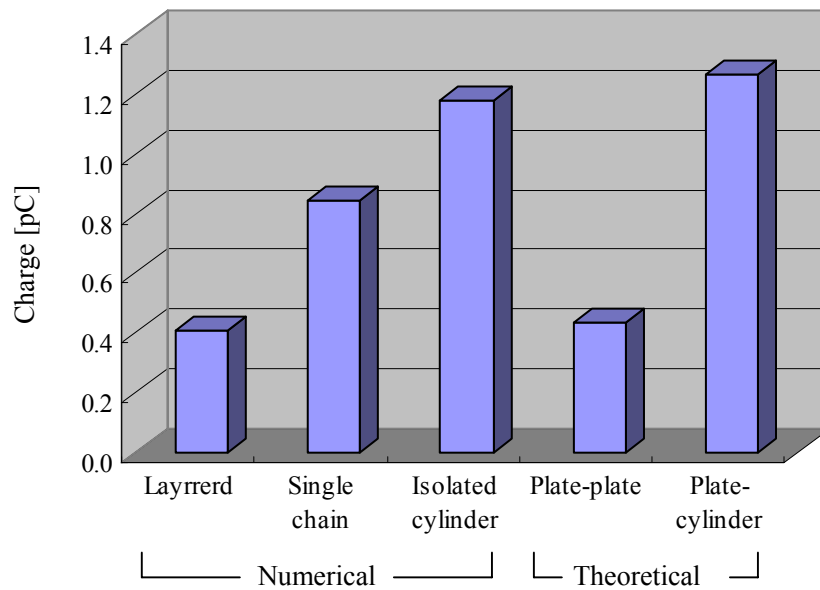


Fig. 6-21 Comparison of maximum charge obtained by two-dimensional calculation with theoretical values.

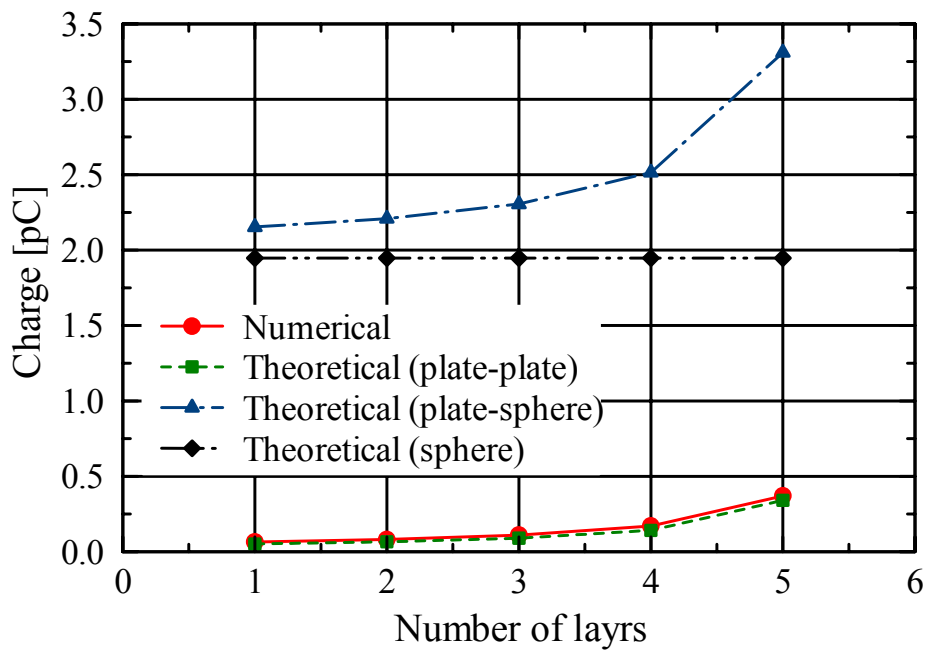


Fig. 6-22 Relation between maximum charge and number of layers in three-dimensional calculation.

c. **三次元モデルにおける飽和帯電量** 図 6-20 と同様に ,三次元モデルで計算した飽和帯電量を式 (64) , (66) , (67) による理論値と合わせて図 6-22 に示す . 二次元モデルの場合と同様に層数に依存して飽和帯電量は増加し ,その値は平行平板モデルによる理論値に一致する . また , 単列チェーン , 孤立球に対する飽和帯電量を理論値と比較すると図 6-23 のとおりである . この結果も二次元モデルの場合と同様であり , 孤立球の飽和帯電量は平板-球モデル

ル(式(66))ないし単一球モデル(式(67))による理論値に近い値を示し,単列チェーンの場合,平行平板モデルによる値とこれらの中間の値となり,結果的には平行平板モデルによる理論値により近い.

6.3節で述べた実験結果におけるチェーン形状を考えた場合,単列チェーン構成が最も近いモデルと考えられる.このチェーンにおける粒子帯電量は,前述した電界シミュレーションにより求められるが,図6-23の結果から,平行平板モデルでも比較的よい近似ができることが示された.

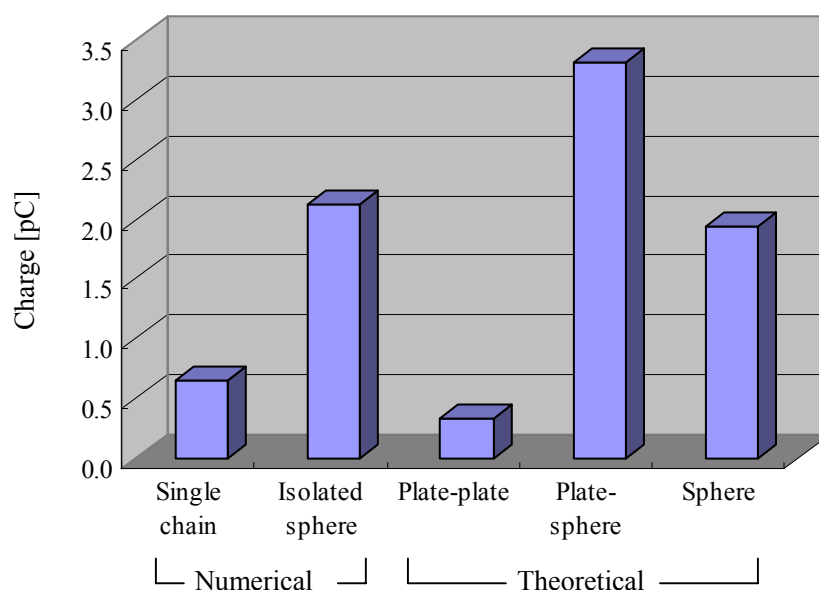


Fig. 6-23 Comparison of maximum charge obtained by three-dimensional calculation with theoretical values.

6.5 静電気力と磁気力の対比

6.5.1 静電気力の推定

前節の結果を踏まえ,電界剥離実験時にチェーン最先端部粒子に作用する静電気力を算定し,磁気力との対比を行った.まず,粒子と対向電極の間の距離が比較的大きいことから,式(67)の単一球モデルを適用して静電気力を算出した.式(67)から系の容量を概算し,図6-10に示した実験結果をもとに帯電量を見積もった.さらに,見積もった帯電量と剥離電界強度の積で,剥離時に作用する静電気力を算出した.ここで,電界による剥離方向の静電気力と同時に,最上部粒子と最下部粒子に対して分極した電荷同士による剥離と逆方向の力が作用するため,その分は差し引くことにした.ただし,その大きさは剥離力より2桁以上小さい.

静電的剥離力の算定結果は図6-24に示すとおりである.剥離力は $10^{-2} \sim 10^0$ μN のオーダーであり,これまで述べたとおりコイル通電電流,粒径の増加に伴って増加している.

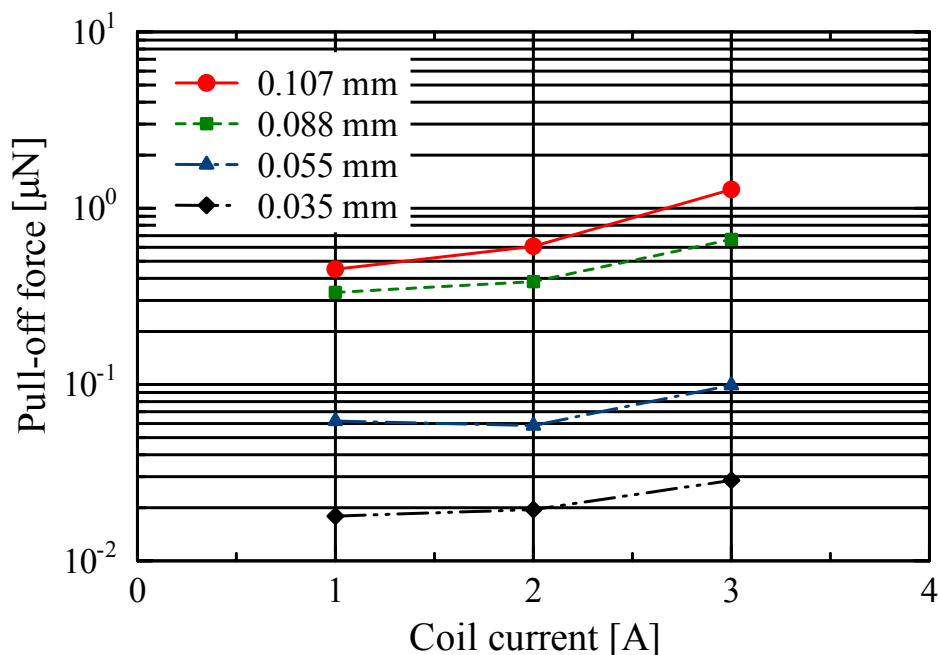


Fig. 6-24 Estimated electrostatic pull-off force.

6・5・2 磁気力との対比

第4章で述べた三次元シミュレーションにおいて（図4-24および4-26の50msにおける状態），各粒子に対してコイル軸（y）方向に作用している磁気力をプロットすると図6-25のようである．磁気力の絶対値は最大で μN のオーダーにあり，y座標が大きくなると，すなわちチェーンの先端部に近くなるほど負方向に大きくなる傾向にある．

図6-25の結果では，磁気力のおおよその値を把握できるが，チェーンの最先端部に位置する粒子にどの程度の磁気力が作用しているかを特定するのがやや困難である．そこで，図6-24に示したチェーン最先端部粒子に作用する静電的剥離力と対比するため，単列チェーン構成を想定して改めて磁気力の計算を行った．この磁気力計算では，剥離実験時に計測したチェーン長さになるよう所定粒径の粒子を所定個数だけ単列チェーン構成に配置し，コイル電流に相当する磁場を作用させた．

計算した磁気力を横軸に，図6-24に示した静電的剥離力を縦軸にとってプロットすると図6-26の結果が得られる．図では，双方の力が一致する場合を青一点鎖線で示してあるが，磁気力の計算値と剥離実験から見積もった静電気力は，おおむねこの直線近傍に位置している．すなわち，力の粒径依存性，コイル電流依存性を含め，磁気力の計算値と剥離実験から見積もった静電気力がほぼ対応していることが示されている．このことは，本研究で採用した磁気力の数値計算方法，また剥離実験における電界作用時の粒子帯電状態，静電気力の推定方法が妥当であることを意味する．個々の値を見ると数倍の差異が発生している場合もあるが，粒径や現像時に作用する磁界，そして現像電界の効果を考えながらBCOの回避条件を検討するために，十分有益な情報が得られると考えられる．

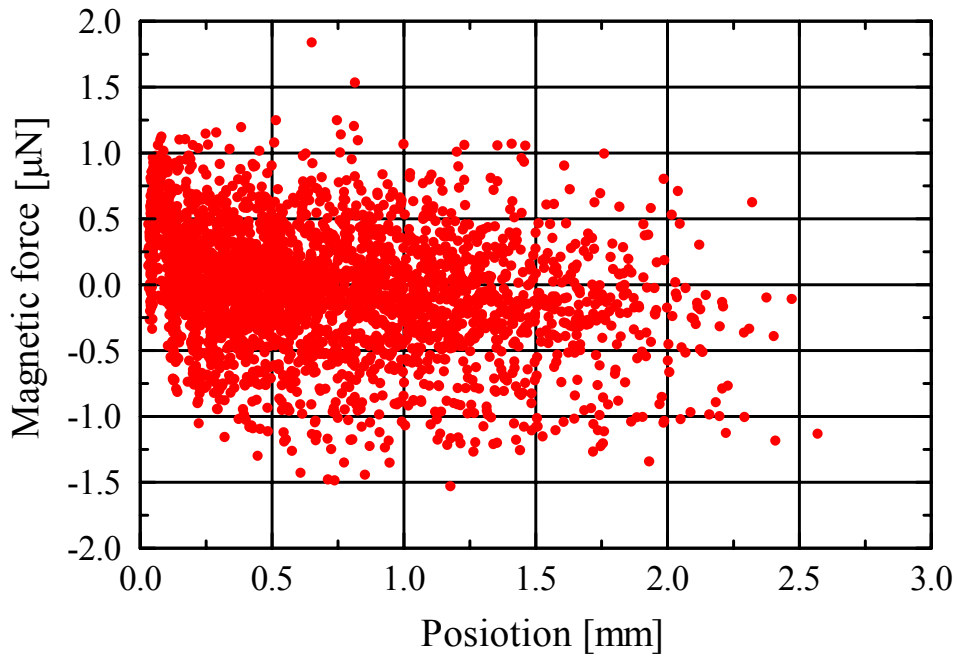


Fig.6-25 Distribution of magnetic force.

(averaged diameter 88 μm , surface loading 0.64 kg/m^2 , coil current 3 A)

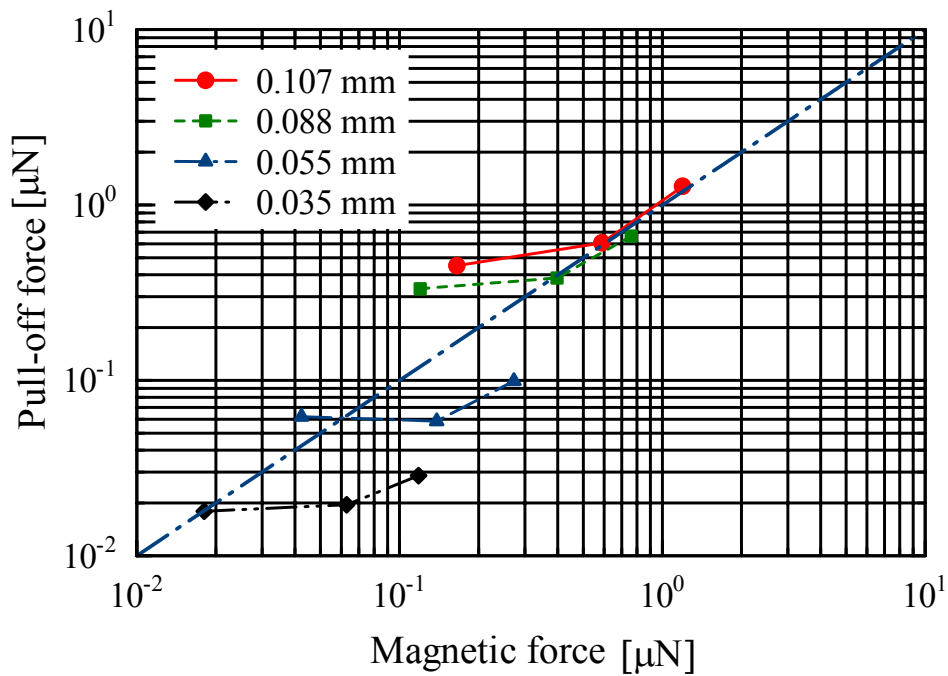


Fig. 6-26 Comparison of measured electrostatic pull-off force and calculated magnetic force.

6.6 まとめ

レーザプリンタの二成分磁気プラシ現象における BCO 現象に関連し、磁性粒子チェーンに電界を作用させたときの電磁作用に関する検討を行った。ソレノイドコイル上に形成した磁性粒子チェーンに電界を作用させ、そのときの挙動観測からチェーンの電界剥離時の挙動を明らかにし、BCO 現象のメカニズムを検証した。さらにチェーンに電界が作用した場合の粒子の帯電状態を、理論モデルと数値シミュレーションにより予測して両者の対応を検証するとともに、電界剥離時に作用する静電気力を算定して磁性粒子の磁氣的結合力と対比した。

本研究で得られた知見をまとめると、以下のとおりである。

- (1) チェーンに電界を作用させると、ある限界電界でチェーンの一部が分断する現象が確認でき、現像プロセスで発生する BCO 現象を模擬することができる。
- (2) チェーンが分断剥離する限界電界強度は、粒径、コイル電流増加により増大する。これは磁性粒子間の磁気結合力の変化と定性的に対応する。
- (3) 電界作用時のチェーン内粒子の帯電状態は、チェーンや粒子配置により変化し、粒子が層状に存在する場合の飽和帯電量は平行平板モデルで近似的に求めることができる。単列チェーン構成の場合には、飽和帯電量はやや増加する。
- (4) 本電界剥離実験において最先端粒子に作用する静電気力は単一球モデルを適用して算定でき、算定値は数値計算で求められる粒子間磁気結合力と数倍程度の差異で合致する。

本研究で採用した電界剥離実験により、BCO 現象の基礎的な調査検討が可能であり、また、このときのチェーンに対する電磁作用は、本研究で示した理論モデル、数値シミュレーションにより定量化することができる。これらの手法は、BCO 現象の回避条件を特定していく上で有用なものと考えられる。

今後の課題としては、本研究の一連の成果を踏まえて、電磁力を算定しながら粒子運動を追跡し現像領域中の現象を詳細に再現していくことが、実機で発生している現象を理解し、また電磁粒子のダイナミクスを統一的に検討する上で極めて効果的と期待される。

第7章 結 言

本研究では、微小粒子の運動を電磁気力により制御して利用する電子写真画像形成プロセスを主な対象として、電磁粒体力学的観点から体系的な研究を行った。

電子写真プロセスでは、環境条件に敏感な静電気や放電現象を利用し、電磁氣的、機械的現象が連成した極めて複雑な機構により目的とする機能を実現させており、プロセス中の物理現象を定量的に把握することが困難である。したがって未解明の分野もまだ多く、この点が本質的なプロセス性能向上の最大の阻害要因となっている。このプロセス中の粉体挙動を電磁界中の電磁粒体挙動としてとらえ、モデル実験と個別要素法に基づく数値シミュレーション、さらに理論的考察からその基礎的特性、メカニズムを体系的に検討した。特に、粉体が直接関与する転写プロセスと現像プロセスに着目し、プロセス中で観察される電磁粒子特有の現象や画像劣化を対象とし、これらの基礎特性把握、メカニズム解明に基づいて設計上有益な情報を抽出した。またこの過程で、個別要素法を基礎とする電磁粒体の数値シミュレーション手法を提案し、その有効性を検証した。

第2章では、電磁粒体力学の基礎理論として、本研究の骨子となる二次元、三次元個別要素法のシミュレーション・アルゴリズムを詳細に述べた。また、電磁粒体挙動を個別要素法で再現する際に最大の特徴となる電磁相互作用を中心として、粒体に作用する代表的な力について、その理論的取り扱いを体系的にまとめ、これら作用力の概算から電子写真プロセス中で支配的な力を明らかにした。

第3章に述べた研究においては、転写プロセスにおけるトナー粒子の挙動と画像劣化現象を検討するため、個別要素法に基づく数値シミュレーションを試みた。トナー粒子に作用する外力として、Hertz 接触と塑性変形を考慮した機械的相互作用力、転写電界による静電気力、物体間の付着力を考慮した解析アルゴリズムを新たに構築し、感光体と転写ローラによる圧縮作用を含む転写プロセスにおける粒子挙動シミュレーションを初めて行った。あわせて、これらの作用力モデルの妥当性を確認し、また計算で用いる諸特性を把握するため、トナー粒子材料の圧縮試験、転写体などの付着特性計測を実施し、トナー粒子材料の塑性変形性や転写体などの付着特性を明らかにした。

非帯電トナー層の圧縮解析では、トナー層の変形状態、特にトナー層中央部の圧密状態やトナー層の圧力-ひずみ関係を明らかにし、実験結果との比較から本解析アルゴリズムの妥当性を示した。同時に、トナー層内の個々のトナー粒子に作用する付着力の変化を追跡し、中抜け現象が高圧縮されたトナー層中央部のトナー粒子塑性変形による付着力増加に起因する転写不良として説明できることを示した。実際の線画像の転写過程を想定した数値シミュレーションにより中抜け現象を再現し、上記の仮説が妥当であることを検証した。また、明らかにしたメカニズムを基に改善策を提示し、シミュレーションと実験からその有効性を検証した。

最後に、カラー画像形成プロセスにおける単色画像転写および4色単色画像の多重転写過程のシミュレーションを行い、転写回数による転写性の変化やトナー粒子飛散について定性的に

妥当な結果を得るとともに、飛散現象を回避するための設計上の留意点を明らかにした。これらの結果から、本シミュレーション手法が転写プロセスにおいて発生するさまざまな現象を良好に再現しうることを示した。

続いて、二成分磁気プラシ現象を特徴づける磁性粒子チェーンに関して、これまで明確にされていない静力学、動力学的特性、さらに電磁作用に関する研究を実施した。第4章で述べた研究においては、チェーンの静力学的特性とチェーン形成メカニズムを明らかにすることを目的として、ソレノイドコイルを利用してチェーンを形成し、その長さや傾斜角を計測した。ついで、磁気相互作用を考慮した個別要素法による数値シミュレーションを行い、粒子の挙動と形成されるチェーンの特性を実験結果と比較した。さらに、チェーンの静的安定状態について、ポテンシャルエネルギー最小化の原理による説明を試みた。

ここで得られた知見をまとめると、以下のとおりである。

- (1) 磁界中で形成されるチェーンの長さは磁束密度と粒子数に依存して増加する。
- (2) 傾斜した磁束密度に対して傾斜したチェーンが形成されるが、その傾斜角は重力の影響により磁束密度の傾斜角より大きくなる。
- (3) 上記のチェーン長さの変化は、二次元個別要素法に基づく数値シミュレーションにより定性的に再現可能である。
- (4) さらに、モデルを三次元に拡張することにより、チェーン形成過程、チェーン長さ、チェーン傾斜特性が、定量的にも高精度に再現できる。
- (5) 粒子が十分にある状態で、上記チェーン長さ、傾斜角で表されるチェーンの静的安定状態は、系の全ポテンシャルエネルギーを最小化するように決定されるという仮説によっておおむね説明できる。

本研究により、チェーンの静力学特性が定量的に明らかになり、そのメカニズムについてもエネルギー最小化の観点から説明可能なことが示された。また、本研究で用いた個別要素法に基づく数値シミュレーション手法は、磁界中の磁性粒子の挙動を再現し、プロセスの基礎的な検討を行うことが可能であることが示された。これらの知見およびシミュレーションアルゴリズムは、二成分磁気プラシ現象プロセス設計を行う上で有用なものである。

第5章では、チェーンの動力学的特性に着目した研究について述べた。ソレノイドコイルを利用して形成したチェーンの加振実験から、共振周波数と等価剛性を評価し、磁界との関連を検討した。また、個別要素法に基づく数値シミュレーションにより理想化したチェーンの振動を模擬し、磁束密度やチェーンの長さによる共振周波数の変化を実験結果と比較検討するとともに、理論解析として、ポテンシャルエネルギー最小化の観点から共振周波数の変化に対する定性的説明を試みた。最後に、チェーンの剛性に関して、第4章で述べたチェーンの傾斜特性とチェーンの静的たわみ特性からの評価を行い、加振実験による算定結果と比較した。

ここで得られた知見は以下のとおりである。

- (1) チェーンの固有振動数は磁界、粒径、粒子重量にほとんど依存せず、20～60 Hzの範囲にある。一方、チェーンの固有振動数から算定した等価剛性は、磁界増加により増大傾向を示す。

- (2) 単列チェーンを仮定した二次元数値シミュレーションでは、磁束密度増加による共振周波数増加、チェーン長さ増大による共振周波数低下、さらに両者の影響を加味した磁界による共振周波数変化を定性的に表現できる。
- (3) チェーンの等価剛性が粒子 1 個あたりの平均ポテンシャルエネルギーに比例する、との仮説により、チェーンの共振周波数変化の大局的な説明が可能である。
- (4) チェーン傾斜特性および静的たわみ変形時の荷重-変位関係から算定した剛性は、コイル電流依存性、粒径依存性を示し、磁気結合力変化と定性的に対応する。加振実験による算定結果を含め、個々の評価結果は、載荷条件、変形モードの違いにより 1~2 桁異なる値を示す。

本研究により、チェーンの動力学特性、さらに現像品質に大きな影響を与える剛性が定量的に明らかになった。また、第 4 章で述べた個別要素法に基づく数値シミュレーション手法は、動力学特性も定性的に再現可能であることが示された。これらは二成分磁気ブラシ現像プロセスの設計を行う際に極めて有効な情報を与える。

最後に、第 6 章では二成分磁気ブラシ現像における BCO (bead-carry-out) 現象 (チェーンの一部が静電気力により移分断して感光体側へ転移する現象) に関連し、磁性粒子チェーンに電界を作用させたときの電磁作用に関する研究を行った。ソレノイドコイル上に形成した磁性粒子チェーンに電界を作用させ、そのときの挙動観測からチェーンの電界剥離挙動を把握し、BCO 現象のメカニズムを検証した。さらにチェーンに電界が作用した場合の粒子の帯電状態を、理論モデルと数値シミュレーションにより予測して両者の対応を検討するとともに、電界剥離時に作用する静電気力を算定して磁性粒子の磁氣的結合力と対比した。

本研究で得られた知見をまとめると、以下のとおりである。

- (1) チェーンに電界を作用させると、ある限界電界でチェーンの一部が分断する現象が確認でき、現像プロセスで発生する BCO 現象を模擬することができる。
- (2) チェーンが分断剥離する限界電界強度は、粒径、コイル電流増加により増大する。これは磁性粒子間の磁気結合力の変化と定性的に対応する。
- (3) 電界作用時のチェーン内粒子の帯電状態は、チェーンや粒子配置により変化し、粒子が層状に存在する場合の飽和帯電量は平行平板モデルで近似的に求めることができる。単列チェーン構成の場合には、飽和帯電量はやや増加する。
- (4) 本電界剥離実験において最先端粒子に作用する静電気力は単一球モデルを適用して算定でき、算定値は数値計算で求められる粒子間磁気結合力と数倍程度の差異で合致する。

本研究で採用した電界剥離実験により、BCO 現象の基礎的な検討が可能である。また、このときのチェーンに対する電磁作用は、本研究で示した理論モデル、数値シミュレーションにより定量化することができる。これらの手法は、BCO 現象の回避条件を特定していく上で有用と考えられる。

以上、電磁粒体力学的観点から、電子写真転写プロセスおよび現像プロセスに代表される電磁粒子のダイナミクスに関する検討を行った。これら一連の研究の意義は以下のように総括できる。

- (1) 電磁界中の電磁粒子挙動に関し、理論的基礎を明らかにし、個別要素法に基づく数値シミュレーションによるアプローチとその有用性を示した。
- (2) 転写、現像プロセスに直接関連する粒子や粒子クラスターの基礎力学特性を明らかにし、普遍的な設計情報を与えるとともに、主要な転写・現像画質トラブルのメカニズムと改善策を提示した。

最後に、本研究に関連して、今後の課題をまとめると以下のとおりである。

まず第3章で述べた電界中の帯電粒子挙動に関しては、現実の系をより直接的に再現できる数値解析手法の導入が望まれる。本研究では、静電界を扱ったが、現実の系では抵抗体が多用されてきており、電気伝導による過渡的な挙動を含めた検討が必要となる場合が多くなっている。また、より多面的な検討を可能とするためには放電現象の取り扱いも必要と考えられる。転写部近傍の微小空隙部分では常に放電が発生する可能性があり、放電電荷がトナー粒子の帯電量や極性を変化させて転写品質に影響を及ぼすことがある。さらには、放電時の局所的な電界変化によって画像の再配置が発生し画質劣化を招くこともある。これらの検討は、本研究で提示したシミュレーション手法において、電荷保存則を加味した電界解析方法への拡張とPaschen則に基づく放電現象の組み込み、さらに、放電、接触などの周辺条件に基づくトナー電荷量の逐次更新処理の追加などによって可能になるものと考えられる。

第4章および第5章では、ポテンシャルエネルギー最小化の原理から磁性粒子チェーンの特性を議論したが、今後、非保存力である摩擦力を加味した検討を加えることにより、より厳密かつ実用的な議論が可能になるものと考えられる。さらには、チェーンの剛性も視野に入れて議論するために、弾性エネルギーなどの概念を付加することも有効ではないかと考えられる。また、現像品質を改善する観点では、本研究で明らかにした磁性粒子チェーンの諸特性と、結果として得られる画質の定量的関係を明らかにしていく活動を継続する必要がある。この際、本研究で採用した装置で実現できる磁界強度より一桁程度高強度の領域で挙動観測や数値解析を行っていく必要がある。一方で、数Tから10数Tといった超高磁界下での磁性粒子挙動がどのようなものであるか解明することは、磁性粒子の新たな工学的応用を模索していく上でも興味深い。

第6章で述べた磁性粒子チェーンに対する電磁作用に関しては、本研究の一連の成果を踏まえて、電磁力を算定しながら粒子運動を追跡し現像領域中の現象を詳細に再現していくことが、実機で発生している現象を理解し、また電磁粒子のダイナミクスを統一的に検討する上で極めて効果的と期待される。

粉体挙動シミュレーションの観点では、転がり摩擦特性などの粒子基礎特性の把握とそれに基づくモデルの構築や、粒子形状自由度の許容などが大きな課題として挙げられる。また、上述した数値解析アルゴリズムの高度化も含め、これら修正に伴う計算量は増大する一方である。ハードとソフトの両面から、計算負荷軽減に取り組むことが必須となる。

謝 辞

指導教員である川本広行教授には、貴重な勉学の場を与えていただき、さらに本研究遂行に際して、多大なるご指導、ご助言、ご支援を頂きました。ここに深く謝意を表します。

早稲田大学機械工学科、山川宏教授、菅野重樹教授、慶応大学機械工学科吉沢教授には、本論文をご審査いただき、適切なお助言を頂戴しました。ここに深く謝意を表します。

本研究では、実験装置作成、実験データ収集、解析、議論に際して、以下の諸君の協力をいただきました。本研究室大学院生 OB の山口誠君（現在、三菱重工株式会社勤務）、学生 OB の Janjomsuke Wiphut 君（現在、Bank of Thailand 勤務）、笹川亜希子さん（現在、千葉県庁勤務）、大学院 2 年生の須甲直人君、大学院 1 年生の山田怜君、学部 4 年生の高橋寛之君、中津原誠也君、学部 3 年生の友松純君、土井麻理子さん。また、川本研究室の学生諸君には、研究成果の議論や計測装置の利用に際して協力をいただきました。

文 献

- (1) R. M. Schaffert, *Electrophotography*, (1965), Focal Press.
- (2) E. M. Williams, *The Physics and Technology of Xerographic Processes*, (1984), Krieger Publishing.
- (3) L. B. Schein, *Electrophotography and Development Physics*, (1988), Springer-Verlag.
- (4) M. Scharfe, *Electrophotography Principles and Optimization*, (1984), John Wiley & Sons.
- (5) 電子写真学会編, 電子写真技術の基礎と応用, (1988), コロナ社.
- (6) 電子写真学会編, 続 電子写真技術の基礎と応用, (1996), コロナ社.
- (7) 深瀬康司, レーザプリンタの動向と最新技術, 日本機械学会 1999 年情報・知能・精密部門講演会資料, (1999).
- (8) 深瀬康司, 21 世紀に向けての電子写真システムの開発動向, 日本粉体工業技術協会, 電子写真技術分科会講演資料, (2000).
- (9) 神保元二, 粉体の科学, (1975), 講談社.
- (10) 田口善弘, 砂時計の七不思議, (1995), 中公新書.
- (11) R. S. Paranjpe, H. G. Elrod, Stability of Chains of Permeable Spherical Beads in an Applied Magnetic Field, *Journal of Applied Physics*, **60**-1 (1986), 418-422.
- (12) R. S. Paranjpe, H. G. Elrod, A Magnetomechanical Model of the Magnetic Brush, *Journal of Applied Physics*, **63**-6 (1988), 2136-2140 .
- (13) P. A. Cundall and O. D. L. Strack, A Discrete Numerical Model for Granular Assemblies, *Géotechnique*, **29**-1 (1979), 47-65.
- (14) P. A. Cundall, A Computer Model for Simulating Progressive Large Scale Movements in Blocky Rock Systems, *ISRM, Nancy, France, Proc.*, **2** (1971), 129-136.
- (15) P. A. Cundall, Rational Design of Tunnel Supports - A Computer Model for Rock Mass Behavior Using Interactive Graphics for the Input and Output of Geometrical Data, *Technical Report MRD-2-74, Missouri River Divisions, U. S. Army Corps of Engineers*, (1974).
- (16) P. A. Cundall, Explicit Finite-Difference Method in Geomechanics, *Numerical Model in Geomechanics*, **1** (1976), 132-150.
- (17) 栗田隆治, 電子写真の現像特性と静電場平衡機構, 電子写真学会誌, **30**-2 (1991), 131-142.
- (18) 細谷雅弘・斎藤三長, 接触型一成分非磁性現像方式 () - 理論と最適化 -, 電子写真学会誌, **31**-4 (1992), 531-541.
- (19) 水野恒雄・中嶋哲郎・木村正利, 非磁性一成分現像法の現像特性, Japan Hardcopy '97 論文集, (1997-7), 177-180.
- (20) 今田寛・博本淳・東口照昭・木脇久智・竹内智, 複写機の現像域における電位分布の数値解析 - コントラストポテンシャルについて -, 電子写真学会誌, **32**-3 (1993), 253-258.
- (21) 今田寛・木脇久智, 電子複写機の現像空間における電界の解析結果, 電子情報通信学会論

- 文誌, **J78-C-1** (1995), 35-45.
- (22) 黒須久雄・岸由美子・門永雅史, 二成分現像における画像部白抜け現象の解析, *Japan Hardcopy 2000 論文集*, (2000-6), 141-144.
- (23) H. Kawamoto, Transport of Carriers in Magnetic Brush Development Process of Electrophotography, *Journal of Imaging Science and Technology*, **40-2** (1996), 168-170.
- (24) 清水保・伊藤昇, 非接触 2 成分現像による高画質化, *Japan Hardcopy '99 Fall 論文集*, (1999-12), 18-21.
- (25) 山本行雄・楡井雅巳, 電子複写機用永久磁石の作用する磁気力とキャリアの回収効率の向上, 第 12 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム講演論文集, (2000-6), 585-588.
- (26) 明珍寿史・井上芳典, 現像用小径プラスチックマグネットローラ, *電子写真学会誌*, **29-1** (1990), 2-8.
- (27) 芹澤慎一郎・川本広行, 多極磁石着磁金型の最適設計, *日本機械学会論文集*, **64-621, C** (1998), 366-371.
- (28) 芹澤慎一郎・伊藤朋之, 電子写真現像用磁石の磁化分布の推定, *日本機械学会論文集*, **66-645, C** (2000), 308-313.
- (29) Y. Takuma, T. Mitsuya, K. Kataoka, H. Ueki, T. Sugaya, V. Rubbek and A. Ecer, Modeling for Electrophotographic Developer Flow with Viscous Fluid Flow Model, *NIP17: The 17th International Conference on Digital Printing*, (2001-10), 614-618.
- (30) Y. Takuma, T. Mitsuya, K. Kataoka, H. Ueki, T. Sugaya, V. Rubbek and A. Ecer, Toner Concentration Analysis Model for Electrophotographic Developer with Viscous Fluid Flow Model, *ICIS2002: International Congress of Imaging Science*, (2002-5), 594-595.
- (31) 塚本武雄, 移流拡散モデルによる現像器内二成分現像剤トナー濃度分布のシミュレーション, *Japan Hardcopy 2001 論文集*, (2001-6), 237-240.
- (32) 上原良幸・三川禮・堀節夫・栄正彦・渡辺剛史・湯川正晃・楳田正, 非磁性一成分現像におけるトナー飛翔シミュレーション - () -, *電子写真学会誌*, **31-1** (1992), 46-52.
- (33) M. Nakano, T. Ando and K. Kemmochi, Analysis of Toner Motion in the Development Process, *NIP9: The 9th International Congress on Digital Printing*, (1993-10), 125-128.
- (34) 仲野正雄・米田弘・佐々木豊成, 現像プロセスにおけるトナーの運動解析, *Japan Hardcopy '96 論文集*, (1996-7), 93-96.
- (35) 仲野正雄, 現像プロセスでの帯電粉体の挙動解析, *電子写真学会誌*, **36-3** (1997), 185-195.
- (36) H. Kawamoto and W. El-Hage, Dynamics on Magnetic Single Component Development System in Electrophotography, *ASME special volume, Advances in Information Storage Systems*, **10** (1999), 237-248.
- (37) 仲野正雄, 現像プロセスにおけるトナーの運動解析, *Japan Hardcopy '99 論文集*, (1999-7), 181-184.
- (38) 村澤芳博・仲野正雄・中川謙一, アモルファスシリコン感光体を使った電子写真装置の画質について, *Japan Hardcopy '99 論文集*, (1999-7), 201-204.

- (39) 伊藤朋之・川本広行・岡本英樹, レーザプリンタの磁性一成分現像における粗大粒かぶりの二次元解析, 第12回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム講演論文集, (2000-6), 589-592.
- (40) 土屋敬司・伊藤朋之・世古丈裕・渡辺正信, トナー飛翔シミュレーションによる選択現像性の解析, 第8回品質工学研究発表大会講演論文集, (2000-6), 290-293.
- (41) 岸由美子・門永雅史・渡辺好夫, 二成分現像トナー挙動シミュレーション, Japan Hardcopy '99 論文集, (1999-7), 177-180.
- (42) Y. Yokota, H. Fusayasu and H. Inoue, Proposal of Toner Dynamic Behavior Simulation by D.E.M., *NIP9: The 9th International Congress on Digital Printing*, (1993-10), 117-120.
- (43) 奥野仁樹・芝田兆史・加藤充・相澤龍彦・田村茂之・岩井隆, キャリアの挙動シミュレーション, Japan Hardcopy '92 Fall 論文集, (1992-11), 74-77.
- (44) 芝田兆史・奥野仁樹・加藤充・相澤龍彦・田村茂之・岩井隆, 磁場との連成を考慮した粉粒体モデリング, 構造工学における数値解析法シンポジウム論文集第17巻, (1993), 115-120.
- (45) 芝田兆史, 個別要素法による粉体現像の数値計算法, 電子写真学会誌, 34-2 (1995), 125-130.
- (46) 芹澤慎一郎, 個別要素法による電子写真用現像剤搬送過程の解析, 日本機械学会論文集, 64-625, C (1998), 323-328.
- (47) 芹澤慎一郎, 個別要素法による電子写真の現像剤層形成シミュレーション, 日本機械学会論文集, 65-639, C (1999-7), 207-212.
- (48) 永井新吾・佐々木豊成・仲野正雄, 離散要素法による磁性粒子の挙動解析, Japan Hardcopy '99 論文集, (1999-7), 185-188.
- (49) 佐々木陽子・下坂厚子・白川善幸・日高重助, 2成分現像システムのシミュレーション - 磁気ブラシの最適設計 -, Japan Hardcopy '99 Fall 論文集, (1999-12), 22-25.
- (50) 芹澤慎一郎, 電子写真の磁気ブラシ現像における穂立ちの数値シミュレーション, 日本機械学会機械力学・計測制御講演論文集 D&D99, No. 99-7 (I) (1999), A288-291.
- (51) T. Seko, S. Serizawa and T. Ito, Design of Electrophotographic Development Process by Numerical Simulation, *ICIS2002: International Congress of Imaging Science*, (2002-5), 571-572.
- (52) 世古丈裕, 芹澤慎一郎, 伊藤朋之, 数値解析による電子写真用現像器の設計, 第14回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム講演論文集, (2002-5), 111-114.
- (53) 久保田哲行・井上博之・飯野良雄・日高重助, 粒子法による2成分磁気ブラシ方式における現像剤挙動の数値解析, 日本画像学会 Japan Hardcopy '99 Fall 論文集, (1999-12), 26-29.
- (54) T. Kubota, H. Inoue, Y. Iino and J. Hidaka, Numerical Analysis for Behavior of Developer in Magnetic Brush System by the Particles Method, *NIP16: The 16th International Conference on Digital Printing*, (2000-11), 751-755.
- (55) 藤田俊介・下坂厚子・白川善幸・日高重助, 2成分電子写真システムにおける現像剤流動挙動のシミュレーション, Japan Hardcopy 2001 論文集, (2001-5), 241-244.

- (56) 松阪晋・下坂厚子・白川善幸・日高重助, シミュレーションによる二成分現像プロセスの設計, *Japan Hardcopy 2001 Fall 論文集*, (2001-11), 12-15.
- (57) 栗林夏城・三矢輝章・保志信義, 電子写真の磁気ブラシ現像におけるキャリア挙動シミュレーション, *日本機械学会論文集 C 編*, **68**-670 (2002), 1693-1700.
- (58) 山下倫弘・田中敏嗣・辻裕, 攪拌ローラによる現像剤攪拌シミュレーション, *Japan Hardcopy '98 Fall 論文集*, (1998-11), 53-56.
- (59) K. Tanida, K. Honda, N. Kawano, T. Kawaguchi and T. Tanaka, Particle Motion in Screw Feeder Simulated by Discrete Element Method, *NIP14: The 14th International Conference on Digital Printing*, (1998-10), 429-431.
- (60) 山下倫弘・山本洋一・田中敏嗣・辻裕, 粒子混合における接触帯電の離散要素シミュレーション, *Japan Hardcopy '97 Fall 論文集*, (1997-11), 53-56.
- (61) 山下倫弘・田中敏嗣・辻裕, 二成分系現像剤接触帯電のシミュレーションモデル検討, *Japan Hardcopy 2001 論文集*, (2001-6), 245-248.
- (62) 日高重助, 帯電および流動シミュレーション, *日本画像学会シンポジウム*, (1998-12), 40.
- (63) 木村正利・中島淳三・堀江政勝・高橋英男, トナー像の静電転写, *電子写真学会誌*, **19**-1 (1981), 25-32.
- (64) 荒矢順治・大関行弘・佐藤康志・中畑公生, 中抵抗弾性体を用いたローラ転写方法について, *Japan Hardcopy '91 Fall 論文集*, (1991-11), 27-30.
- (65) M. Schleusener, Modeling of Electrostatic Toner Image Transfer, *NIP7: The 7th International Congress on Digital Printing*, **1** (1991-10), 167-175.
- (66) 保坂靖夫・中尾英之, ソフトローラ転写を用いたカラーレーザープリンタの環境安定性, *電子写真学会誌*, **37**-2 (1998), 156-166.
- (67) J. W. May and T. N. Tombs, Electrostatic Toner Transfer Model, *NIP13: The 13th International Conference on Digital Printing*, (1997-11), 71-76.
- (68) 水野恒雄・館野克美・川島雅人, 誘電体ベルトを用いた高速カラー転写方式, *Japan Hardcopy '97 論文集*, (1997-7), 181-184.
- (69) 水野恒雄・館野克美・川島雅人, 誘電体ベルトを用いた高速カラー転写, *電子写真学会誌*, **37**-1 (1998), 3-9.
- (70) 宮坂徹・山本雅志・島田昭, カラー電子写真プロセスにおける中間転写方式の検討, *日本画像学会誌*, **38**-1 (1999), 9-19.
- (71) M. C. Zaretsky, Performance of an Electrically Biased Transfer Roller in a Kodak ColorEdgeTM CD Copier, *Journal of Imaging Science. Technology*, **37**-2 (1993), 187-191
- (72) 吉田稔・高橋雅司・笠井利博, ベルト転写プロセスの数値解析 (第1報), *Japan Hardcopy '97 論文集*, (1997-7), 185-188.
- (73) T. N. Tombs, Electrostatic Toner Transfer to an Intermediate Results from a Continuum Model, *NIP14: The 14th International Conference on Digital Printing*, (1998-10), 440-443.
- (74) 伊藤朋之・川本広行, 電子写真のローラ転写プロセスシミュレーション, *日本機械学会論文集*,

- 65-637, C (1999), 3559-3566.
- (75) G. M. Fletcher, Lateral Conduction Effects in Electrostatic Systems, *NIP7: The 7th International Congress on Digital Printing*, (1991-10), 157-166.
- (76) I. Chen and M.-K. Tse, The Role of Dielectric Relaxation in Media for Electrography (1) Modeling of Electrostatic Transfer, *NIP15: The 15th International Conference on Digital Printing*, (1999-10), 155-158.
- (77) I. Chen and M.-K. Tse, Dielectric Relaxation in Transfer Media for Electrography, Japan Hardcopy 2000 論文集, (2000-6), 153-156.
- (78) M. Kadonaga, T. Katoh, T. Takahashi and Y. Kishi, Numerical Simulation of Separating Discharge in the Belt Transfer System, *Journal of Imaging Science. Technology*, **45-6** (2001), 547-555.
- (79) 羽山祐子・竹平修・門永雅史, 紙搬送姿勢を考慮した転写部電界シミュレーション, Japan Hardcopy 2000 論文集, (2000-11), 261-264.
- (80) 中山信行・都井裕・弓削康平, 電界下における帯電シエルの接触変形解析, 第14回構造工学における数値解析法シンポジウム論文集, (1990-7), 143-148.
- (81) 中山信行・都井裕・弓削康平, 電界下における帯電した誘電体フィルムの変形解析, 生産研究(東京大学生産技術研究所報), **42-3** (1990), 209-212.
- (82) 藤村浩, 電子写真方式における静電分離メカニズムの解析, 電子写真学会誌, **31-4** (1992), 549-557.
- (83) 藤村浩, 電子写真における静電分離方式の再転写現象の研究, 電子写真学会誌, **32-2** (1993), 100-109.
- (84) 藤村浩, 転写・分離プロセスにおける簡単な数値解析, 電子写真学会誌, **34-2** (1995), 131-139.
- (85) 詫間康夫・永田徹也・伊川辰夫・松野順一・梅田高雄・三輪正人, 絶縁体を用いた転写方式における感光体への吸着現象に関する解析, 電子写真学会誌, **34-1** (1995), 23-29.
- (86) Nakayama, N. and Yu, Y., Numerical Study on Sticking of Paper in Electrostatic Transfer Process for Electrophotography, The 10th International Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics, (2001-5), 43-44.
- (87) 加藤充・芝田兆史・浜田太・児玉秀明, 電子写真における転写の数値解析, 静電気学会講演論文集, (1994), 235-238.
- (88) 寺尾和男・重廣清, 感光体とトナー粒子の非静電的な付着力, 電子写真学会誌, **34-2** (1995), 83-88.
- (89) 奥山喜久夫・増田弘昭・東谷公・近沢正敏・金澤孝文, 基礎粉体工学講座・2 粒子間相互作用, 粉体工学会誌, **22-7** (1985), 27-51.
- (90) 増田弘昭, 粉体粒子の付着力・凝集力, 電子写真学会誌, **36-3** (1997), 169-174.
- (91) S. Wolfram, Universality and Complexity in Cellular Automata, *Physica*, (1984), 1-35.
- (92) G. W. Baxter and R. P. Behringer, Cellular Automata Models for the Flow of Granular Materials,

- Physica D*, 51 (1991), 465-471.
- (93) 辻裕, 粉体挙動のシミュレーション, 電子写真学会誌, **36-3** (1997), 164-168.
- (94) 粉体工学会編, 粉体シミュレーション入門, (1998), 産業図書.
- (95) 越塚誠一, 粒子法による流れの数値解析, *ながれ*, **21-3** (2002), 230-239.
- (96) 河村哲也・川原睦人・平野広和・登坂宣好・池川昌弘, 数値流体力学シリーズ 1 非圧縮性流体解析, (1995), 東京大学出版会.
- (97) 木山英郎・藤村尚, カンドルの離散剛要素法を用いた岩質粒状体の重力流動の解析, 土木学会論文報告集, **333** (1983), 137-146.
- (98) 佐伯暢人・皆川利宣・高野英資, 個別要素法による振動輸送の 3 次元数値シミュレーション, 日本機械学会論文集 C 編, **64-625** (1998), 3264-3270.
- (99) 戸川隼人, 有限要素法の基礎と応用シリーズ 1・有限要素法概論, (1981), 培風館.
- (100) 鷺津久一郎・宮本博・山田嘉昭・山本善之・川井忠彦編, 有限要素法ハンドブック 基礎編, (1981), 培風館.
- (101) 小貫天, 中田高義, 根本佐久良雄, 現代電気系有限要素法, (1983), オーム社.
- (102) 中田高義・高橋則雄, 電気工学の有限要素法第 2 版, (1986), 森北出版.
- (103) J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 2nd. ed., (1975), Wiley.
- (104) 今井功, 流体力学, (1970), 岩波書店.
- (105) 日本機械学会編, 機械工学便覧 B1 編, (1987), 日本機械学会.
- (106) 島進・小寺秀俊・氏江勇貴, 粒子系モデルによる銅の 3 次元圧縮解析, 粉体および粉体冶金, **42-3** (1995), 341-346.
- (107) C. J. Tsai, Y. H. D. Pui and B. Y. H. Liu, Elastic Flattening and Particle Adhesion, *Aerosol Science and Technology*, **15** (1991), 239-255.
- (108) N. S. Goel and P. R. Spencer, *Polymer Science and Technology*, Plenum Press, (1975), 782.
- (109) 日本化学会編, 化学便覧, 応用化学編, (1995), -407, 丸善.
- (110) M. Morra, E. Occhiello and F. Garbassi, Effect of Surface Treatment on the Hamaker Constant of Intermediate Modulus Carbon Fibers, *Colloid Polymer Science*, **270-1** (1992), 58-63.

研究業績

種類別	題名，発表・発行掲載誌名，発表・発行年月，連名者
論文	Nakayama, N., Kawamoto, H. and Yamaguchi, M., Statics of Magnetic Bead Chain in Magnetic Field, <i>The Journal of Imaging Science and Technology</i> , 46-5 (2002), 422-428.
論文	Nakayama, N., Kawamoto, H., Yamada, S. and Sasakawa, A., Statics of Electromagnetic Bead Chains in Electromagnetic Field, <i>The 18th International Conference on Digital Printing Technologies</i> , (2002-9), 742-747.
論文	Kawamoto, H., Nakayama, N. and Yamada, S., Resonance Frequency and Stiffness of Magnetic Bead Chain in Magnetic Field, <i>The 18th International Conference on Digital Printing Technologies</i> , (2002-9), 28-35.
論文	中山信行・山田怜・川本広行, 磁界中で形成される磁性粒子チェーンの動力学特性, <i>日本機械学会論文集</i> , 68-673 , C (2002), 2627-2634.
論文	中山信行・川本広行・山口誠・Janjomsuke, W., 磁界中で形成される磁性粒子チェーンの静力学特性, <i>日本機械学会論文集</i> , 68-666 , C (2002), 460-467.
論文	Kawamoto, H., Nakayama, N. and Yamaguchi, M., Dynamics of Magnetic Bead Chain in Magnetic Field, <i>The 17th International Conference on Digital Printing Technologies</i> , (2001-10), 594-599.
論文	Nakayama, N., Kawamoto, H., Yamaguchi, M. and Janjomsuke, W., Chain Forming Process of Magnetic Brush Development System Used in Laser Printer, <i>The 10th International Conference on Precision Engineering</i> , (2001-7), 511-515.
論文	Nakayama, N. and Mukai, H., Numerical Simulation of Compression of a Toner Layer in Electrophotography Process, <i>ASME special volume, Advances in Information Storage Systems</i> , 10 (1999), 223-236.
論文	Nakayama, N. and Mukai, H., Numerical Simulation of Electrostatic Transfer Process Using Discrete Element Method, <i>Pan-Pacific Imaging Conference / Japan Hardcopy '98</i> , (1998-7), 261-264.
総説	川本広行・中山信行, 複写機の設計の変遷, <i>日本設計工学会</i> , 37-5 (2002), 211-217.
講演	須甲直人・中山信行・山田怜・川本広行, 電磁界中における磁性粒子のチェーン形成, 第40回粉体に関する討論会, (2002-11).

種類別	題名，発表・発行掲載誌名，発表・発行年月，連名者
講 演	中山信行・川本広行，磁界中で形成される磁性粒子チェーンの三次元個別要素法によるシミュレーション，第 14 回「電磁力関連のダイナミックス」シンポジウム講演論文集，(2002-5)，125-130.
講 演	川本広行・山田怜・笹川亜希子・中山信行，磁界中で形成される磁性粒子チェーンの力学特性，第 14 回「電磁力関連のダイナミックス」シンポジウム講演論文集，(2002-5)，119-124.
講 演	中山信行・川本広行・山田怜・笹川亜希子，電磁界中の電磁粒子チェーンのダイナミックス，日本機械学会情報・知能・精密機器部門講演会講演論文集，(2002-3)，246-251.
講 演	Kawamoto, H. and Nakayama, N., Fundamental Study on Electromechanics of Particles for Printing Technology, <i>Electronic Imaging 2002: Imaging Science and Technology / Optical Science and Technology</i> , 4663 (2002-1), 1-12.
講 演	中山信行，転写における粒子挙動の数値シミュレーション，日本画像学会 2001 年度シンポジウム，(2001-12)，9-16.
講 演	Nakayama, N., Kawamoto, H. and Yamaguchi, M., Statics of Magnetic Bead Chain in Magnetic Field, <i>The 17th International Congress on Digital Printing Technologies</i> , (2001-10), 600-605.
講 演	川本広行・山口誠・Janjomsuke, W.・中山信行，磁界中で形成される磁性粒子チェーンの動力学特性，第 13 回「電磁力関連のダイナミックス」シンポジウム講演論文集，(2001-6)，491-494.
講 演	中山信行・川本広行・山口誠・Janjomsuke, W., 磁界中で形成される磁性粒子チェーンの静力学特性，第 13 回「電磁力関連のダイナミックス」シンポジウム講演論文集，(2001-6)，485-490.
講 演	中山信行，静電界による粒子運動制御に関する基礎検討，第 11 回「電磁力関連のダイナミックス」シンポジウム講演論文集，(1999-10)，250-253.
講 演	中山信行・向井博和，電子写真転写プロセスにおけるトナー粒子挙動の数値解析，第 10 回「電磁力関連のダイナミックス」シンポジウム講演論文集，(1998-6)，359-364.
講 演	Nakayama, N. and Mukai, H., Numerical Simulation of Compression of a Toner Layer in Electrophotography Process, <i>The International Conference on Micromechanics for Information and Precision Equipment</i> , (1997-7), 603-606.

種類別	題名，発表・発行掲載誌名，発表・発行年月，連名者
著 書	Scharfe, M., 富士ゼロックス株式会社総合研究所（訳），ゼログラフィーの原理と最適化, (1987), コロナ社.
その他	中山信行・向井博和, 電子写真転写プロセスにおける中抜け現象の数値シミュレーション, 富士ゼロックス（株）テクニカルレポート, 12 (1998), 103-111.
その他	
(論 文)	Nakayama, N. and Yu, Y., Numerical Study on Sticking of Paper in Electrostatic Transfer Process for Electrophotography, <i>International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics</i> . (掲載決定)
(論 文)	Hirooka, N., Oba, S., Nakayama, N., Kawahashi, M. and Watanabe, M., PIV Measurement of Toner Motion in a Micro-Gap in Development Process of Electrophotography, <i>The 10th International Symposium on Flow Visualization</i> , (2002-8), 13.
(論 文)	Hasebe, S. and Nakayama, N., Numerical Simulation of Charging Characteristics Under the Influence of Photoreceptor Defects, <i>The 17th International Congress on Digital Printing Technologies</i> , (2001-10), 639-642.
(講 演)	廣岡信行・大場正太・中山信行・川橋正昭・渡辺将史, 電子写真現像プロセスにおけるトナー粒子微小隙間飛翔解析, 第 29 回可視化情報シンポジウム, (2001-7), 263-266.
(講 演)	長谷部恵・中山信行, 感光体ディフェクトによる帯電不良の数値解析, 日本画像学会 Japan Hardcopy 2001 論文集, (2001-6), 285-288.
(講 演)	Nakayama, N. and Yu, Y., Numerical Study on Sticking of Paper in Electrostatic Transfer Process for Electrophotography, <i>The 10th International Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics</i> , (2001-5), 43-44.
(講 演)	中山信行・都井裕・弓削康平, 電界下における帯電シエルの接触変形解析, 第 14 回構造工学における数値解析法シンポジウム論文集, (1990-7), 143-148.
(その他)	中山信行・都井裕・弓削康平, 電界下における帯電した誘電体フィルムの変形解析, 生産研究（東京大学生産技術研究所）, 42-3 (1990), 209-212.