

液体トナー電子写真における
分散粒子とマイクロ流体に働く力学的作用の研究

平原 修三

2004年 2月

目次

1. 序論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 本研究の目的	5
1.3 本論文の構成	6
第1章の参考文献	8
2. ずり応力と弾性体を利用する転写過程の解明	10
2.1 はじめに	11
2.2 実験装置の構成とシアリング転写	11
2.3 転写時における歪と応力の解析	15
2.3.1 解明すべき現象	15
2.3.2 モデル化とシミュレーション	17
2.3.3 転写体の変形と力学的特性の推測	19
2.4 転写メカニズムの推定	26
2.5 まとめ	28
第2章の参考文献	29
3. 感光体上トナーの液体含有量と100%転写条件との関係	31
3.1 はじめに	32
3.2 解析に役立つ測定値	33
3.3 液体含有率と液体ブリッジによる付着力の計算	36
3.3.1 液体成分の体積と重量比率	36
3.3.2 液体ブリッジによる付着力	38
3.4 シアリング転写と液体ブリッジの関係	40
3.5 まとめ	42
第3章の参考文献	43
4. 非接触のローラーで余剰液体を絞る装置の原理	45
4.1 はじめに	46

目次

4.2	絞り状態を記述する特性式の誘導	47
4.3	絞り効果を発現する範囲	50
4.4	実験との比較および考察	52
4.5	まとめ	56
	第4章の参考文献	57
5.	非接触絞りローラーのギャップ内目詰まりの解析	59
5.1	はじめに	60
5.2	解析方法	61
5.2.1	解析領域	61
5.2.2	わずかな流れと粒子の拡散(支配方程式)	62
5.2.3	気液界面における液体の蒸発(境界条件)	63
5.3	解析結果	67
5.4	気液界面における凝集の考察	72
5.5	まとめ	73
	第5章の参考文献	74
6.	非接触絞りメニスカスの衝撃圧力への耐性	75
6.1	はじめに	76
6.2	摂動法による液体トナーの運動開始過程の解析	77
6.2.1	モデル化と基礎方程式	77
6.2.2	運動流体の線形化と摂動展開	78
6.2.3	軸対称化と実数化	79
6.2.4	境界条件と境界値問題の構成	80
6.2.5	微分方程式の解の想定	82
6.2.6	積分定数に関する連立方程式の構成	83
6.2.7	特性方程式	83
6.3	衝撃圧力に対する非接触絞りメニスカスの応答	84
6.4	液体トナーの飛沫が飛散する条件の考察	88
6.5	まとめ	89
	第6章の参考文献	90
7.	結論と展望	91
7.1	本研究のまとめ	91

目次

7.2 画質の観点からのまとめ	92
7.3 本研究の課題と今後の展開	93
7.3.1 本研究の課題	93
7.3.2 新しいプリンタ技術	94
7.3.3 マイクロフルイデクスへの展開	94
第7章の参考文献	96
付録	97
付録A 転写媒体として使用したシリコンゴムの合成曲線	98
付録B ニップ内における転写媒体の歪応力解析出力例	102
付録C 凝集開始後の境界条件を補うための非線形処理	106
付録D 凝集層形成時における分散質濃度の三次元表示	107
謝辞	112
本論文に関する著者の発表論文	113

(全 115頁)

第1章

序論

1.1 研究の背景

複写機の基本原則である電子写真 (Electrophotography)^{1) - 3)} が Chester F. Carlson により発明されたのは 1939 年である⁴⁾。Xerox 社が 1959 年に完全自動化複写機とし実用化するまで 20 年もの時間が費やされたが、以降の 40 数年間、オフィスを中心に複写機は目覚ましい普及を遂げ、社会全体に極めて大きな影響を与え続けてきた。1975 年には IBM 社からレーザープリンタが発表され、電気信号入力により自由に描画ができる形の電子写真技術が出現し、現在、パソコンの普及や複写機のデジタル化に呼応して大きな市場を形成している。また従来の印刷機では不可能だった、多種類、少量部数の印刷物を必要な時に必要な枚数だけカラーで印刷するオンデマンドプリンティングが、高速カラーレーザープリンタにより実現された。製版過程が無く、クリーンでコンパクトという電子写真技術が、まさに印刷機に置き換わろうとしている。

電子写真技術のプロセス内では、放電 / 帯電、光導電性、誘電体に働く Maxwell 応力、微粒体流動、電界力による飛翔、粘着、熱融着など様々な物理現象が使われる。また、それらの現象を扱うための多数のデバイス群があり、材料の帯電を制御する化学材料、半導体物性を安定化するための制御機構、光学系など幅広い多くの技術が、コンパクトな筐体内で一つの閉じたシステムを形成している。ハード部分は複雑に見えるが、プロセスとしては帯電、露光、現像、転写、定着、クリーニングという 6 段階の過程を循環する構成になっており、現在でも Carlson が発明したプロセスと変わりがない。中でも、画像を記録するための基本的な構成である、帯電から転写までの 4 段階の動作を、図 1.1 に模式図として示す。

Carlson の発明した電子写真は、粉状の現像材を用いることから Xerography (Xero はラテン語で「乾き」を意味する)とも呼ばれ、本来は乾式プロセスを指す言葉である。一方、液状の現像材を用いる湿式プロセスは、1954 年に Charles J. Young が発明した Electrofax⁵⁾ と呼ばれる (感光体 ZnO を塗布した特殊紙を使う) 電子写真と、1955 年に Kenneth A. Metcalfe が発明した液体トナー⁶⁾ とが組合わされ、複写機として実用化された。しかし、Electrofax で使われる紙が重いことと液体トナーの石油系分散媒の匂いが嫌われ、1978 年以降は市場から姿を消した。その後 1994 年に Xerography と同じように感光体上で現像する湿式プロセスの電子写真を使った軽量印刷機が Indigo 社 (2001 年

より Hewlett Packard 社に合流)によって製品化され⁷⁾、現在に至っている。現在の湿式プロセスは、その構成が乾式プロセスとほとんど同じであることから Xerography に分類される。この湿式の電子写真のプロセス例を図1.2に示す。

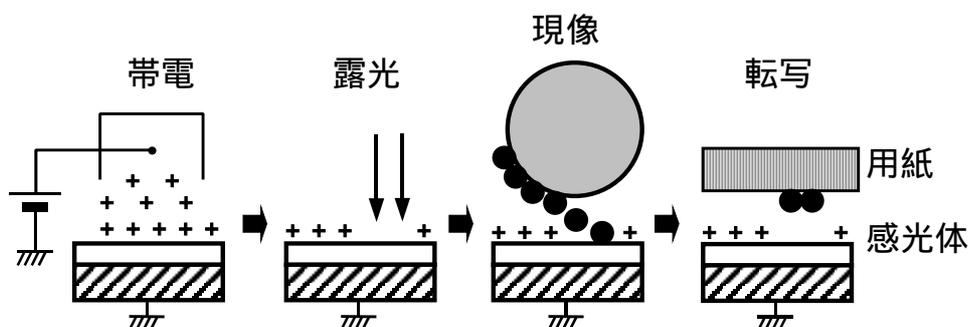


図1.1 乾式電子写真プロセスの概念図

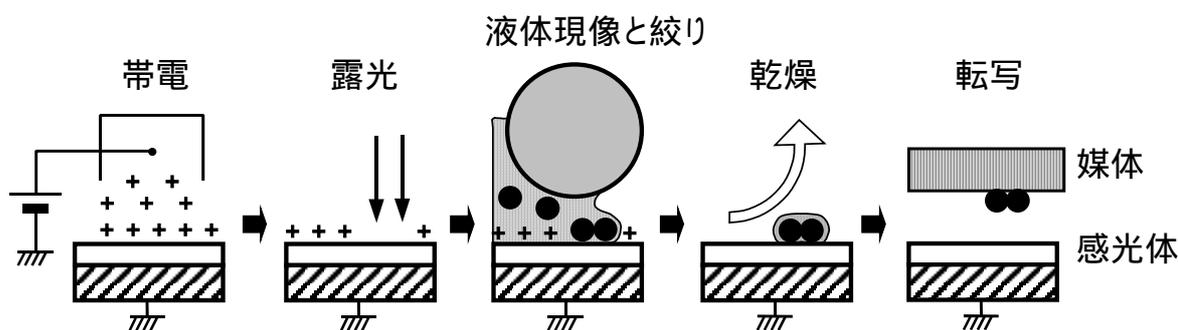


図1.2 湿式電子写真プロセスの概念図

本研究は、上で述べた湿式の電子写真プロセスに関するものである。湿式プロセスには、図1.2に示したように乾燥過程や、その他にも分散媒蒸気の回収など余分の過程が増える。しかし、下に挙げるように多くのメリットがあるために、将来技術として期待されている。

まず、粉体トナーでは約 $6\ \mu\text{m}$ 以下の細かい粒になると、帯電特性の変化や、扱い方が困難になるなど、様々な難しい問題が生じる。これに対して液体トナーではこのような制限は無く、通常 $1\ \mu\text{m}$ 以下の粒径のトナーが使われている。したがって、

小さいトナーが使えるので記録解像度が向上する。

細かい色材の効果はそれだけでなく、さらに、次のような効果を生み出す。

透明性が付与され、くすみが少ない鮮やかなカラーが出せる。

透明性の付与により、感光体上でカラートナーの多重現像が可能になる。

くすみとは、顔料特有の欠点、不要色と呼ばれるグレー成分のことである。また、感光体上でカラートナーを多重する現像方法はIOI(Image On Image)現像と呼ばれ、カラープリンタの大きな課題である色毎の位置合わせ精度が大幅に改善され、カラーの再現性が向上する。比較のために、現在、乾式のカラープロセスで主流となっている四連タンデム方式とよばれるカラー記録方式と、湿式のカラープロセスで可能となるIOI現像方式の二つについて、その構成と動作概念を図1.3と図1.4に並べて示す。これらの図の比較から、色重ね精度に関するIOI現像方式の優位性が理解できるであろう。

また乾式プロセスでは、転写などで粉体トナーが移動する際に、ほとんど全て同じ極性に帯電しているトナー自身の静電的反発力によるトナー飛散が問題となる。しかし、液体トナーでは

静電的反発力による画質劣化が起こらない。

以上の から まで挙げたように、湿式プロセスには記録画質の点で大きなメリットがある。また現状では粉体トナーの色材成分は3%から8%、他の大部分は樹脂(コストが高い)であり、色材成分をそれ以上に増加させると帯電特性が不安定になる。液体トナーではこのようなことは無く、色材成分比率の大幅な増加が可能である。したがって

記録インク層を薄くでき、ランニングコストは(約1/10に)減少する。

という、印刷機並みのコストダウンが目指せる点も大きなメリットである。

湿式プロセスの現像に関する理論や解析は、以前より発表^{8) - 11)}があり、さらにIOI現像に関する発表^{12) - 14)}や解析^{15), 16)}もなされている。しかし、先に述べたような余分に付加される(絞りや乾燥などの)過程に関する理論や解析は無く、液体特有の性質を使いこなすための研究やノウハウの蓄積が、乾式プロセスに比べて遥かに少ない。したがって

多くの技術開発や現象解明が必要である。

ただし、これは今後の技術革新への期待を意味しており、将来性があるということでもある。

本研究は、現像過程を除いてほとんど未解明のまま残されている液体トナー電子写真の動作や現象、その中でも特に、従来に無かった概念の新技术を使った転写過程と、以前から使用されながら動作原理が不明という絞り過程の二つの過程を、研究対象として取り上げる。これらの過程では、厚みが数100nmから数 μm 、広がり数が10 μm から数10 μm のサイズの細かさで分離/分割されるプリンティング画点サイズでの液体の流れや蒸発、その中に浮遊する100nmから数100nmサイズの分散質(色材)の拡散や凝集に関する解析が必要となる(図1.5参照)。つまり、本研究は『分散粒子とマイクロ流体に働く力学的作用』を主題とした研究であり、さらに、具体的には『液体トナー電子写真の転写過程と絞り過程』を対象とした研究である。

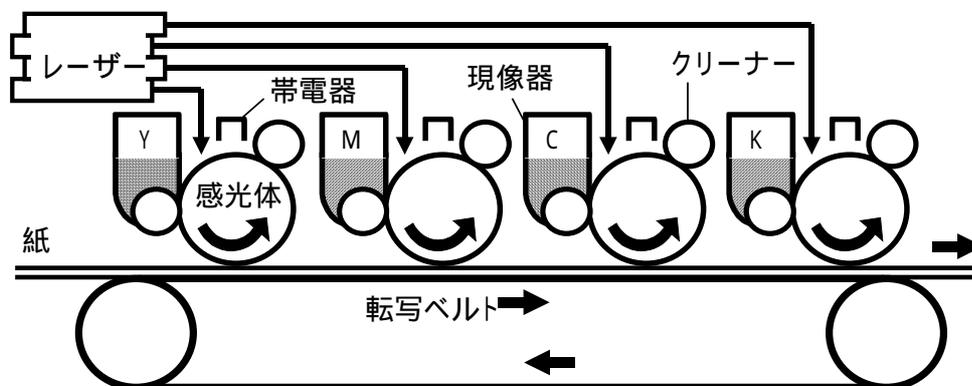


図1.3 四連タンデム方式の乾式カラープロセス

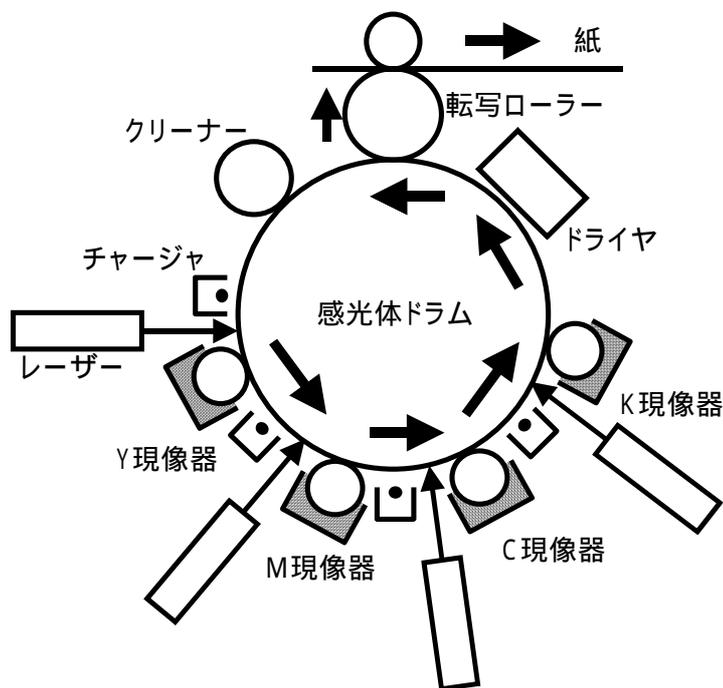


図1.4 ICI現像方式の湿式カラープロセス

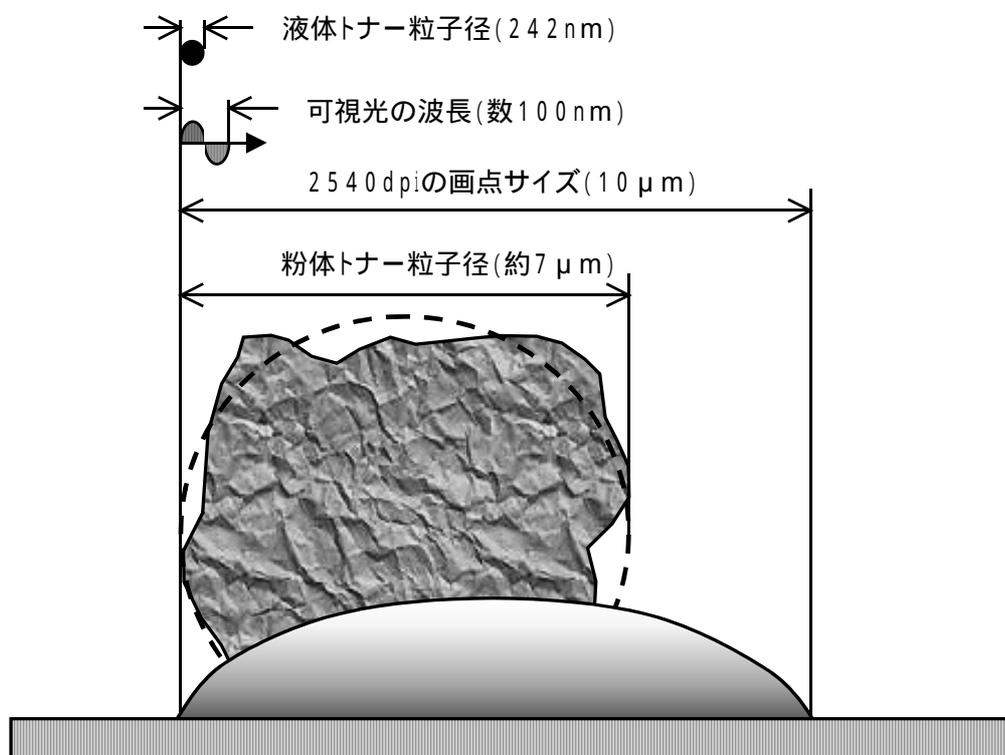


図1.5 液体トナーで現像した2540 dpi(dot per inch)の画点サイズと粒子サイズの比較

1.2 本研究の目的

本研究の目的は、第一に、液体トナー電子写真におけるマイクロフルイディック領域の未解明現象を物理として理論的に説明し、設計や動作の理解に役立つ特性式を導くことである。ここでは特に、解析する対象として『シアリング転写』と『非接触絞り』の二つを取り上げる。その一つであるシアリング転写は、画像乱れを生じるとして忌避されてきたはずり応力を敢えて加える転写方法で、従来の考え方からすれば非常識とも言える方法である。そして、今まで使われてきた静電力やトナー溶融状態での粘着力を使う方式では超えられなかった壁を、なぜ超えることができたのか、その理由を十分に知らない状態で、すでに応用を開始している。急いで原理を解明する必要がある。

もう一つの研究対象である非接触絞りは、現像後の濡れた状態の感光体表面から、現像されたトナー画像には影響を与えずに、余剰の液体だけを除去するための絞りデバイスに関する。以前から使われていたシンプルなデバイスであるにも関わらず、このデバイスの特性には不思議な点があり、その現象を説明できない。また、過去にその動作原理を理論的に説明した研究もない。そこで、この

デバイスの動作原理を知り、最適化や改良に必要な特性式を導くことを目的の一つとする。本研究ではさらに、ローラー間での目詰まりや飛沫の飛散など、非接触絞りデバイスで起こりえる不都合な現象に対する余裕度を見積もる。

本研究の第二の目的は、なぜ現在の主流である乾式プロセスに逆らい、敢えて湿式プロセスを実現させようとしているかの根拠とした『画質』の良さに関し、毛管力(表面張力)、拡散、蒸発、電界移動などの物理現象の面から検証を与え、流体や分散粒子の性質との関わりを述べることである。

さらに本研究の第三の目的として、これらの物理現象に関する解析結果やアプローチ手法が、プリンタ技術に留まらず、分散液体の微小領域における流体力学として興味深いこと、そして他の分野での応用が期待できることを述べたい。最近その応用の広さと将来技術としての期待からマイクロマシンや医療工学の分野で注目されている集積マイクロ流体システム、ラブオンチップあるいは μ TAS (Total Analysis System) などと呼ばれるデバイスがある。これらのデバイスは、少量のサンプルでの検査を要求される医療関連分野だけでなく、必要最小限の試料や材料しか使わない省資源・省エネ・安全性の重視へと移行しつつある工業分野でも、現在、新しい汎用デバイスとして注目されている¹⁷⁾。これらのデバイスで使われる流体のサイズはマイクロフルイデクスと呼ぶ領域にあり、本論文で扱う現象の流体サイズと同じ領域にある。したがって、この論文の成果はマイクロフルイデクスに関わる基礎研究としても有用であると考えられる。

以上をまとめると、液体トナー電子写真の、特に、シアリング転写と非接触絞りの動作や現象について

- (1) プリンタ動作/効果の観点から、現象を解析と理論により説明し、特性式を得る。
- (2) プリンティング画質の観点から、色材の細かさとは別の、液体固有の効果を確認する。
- (3) マイクロフルイデクスの観点から、現象を整理し、応用可能な手段と手法を整備する。

ことが、この研究の目的である。微少量の分散液体に関する『現象』と『ノイズ』と『力学』を明らかにしたい。

1.3 本論文の構成

本論文は、液体トナー電子写真におけるシアリング転写(第2章、第3章)と非接触絞りデバイス(第4章、第5章、第6章)の研究を含み、これらが、以下の七つの章からなる関連性をもって述べられている。

第1章(タイトル:序論)は、この章である。

第2章(タイトル:ずり応力と弾性体を利用する転写過程の解明)では、液体色材を(静電力や表面付着力とは異なる)ずり応力で転写する全く新しい原理のマテリアル・トランスファー・プロセスの動作

を解明する。そして、飛散を生じる要素が無く、高精細画質を損なわない方法であることを確認する。しかし動作の解明だけでは、なぜトナー層の中間部分(内部)で破断、分裂が起こらないのかは説明できない。その課題を次の章で追求する。

第3章(タイトル:感光体上トナーの液体含有量と100%転写条件との関係)では、トナーの乾燥状態とトナー粒子の凝集力とシアリング転写性能の、三つの現象間の関係を解明する。特に、凝集トナーを100%転写する条件が、液体含有量の関数であることを理論的に明らかにする。この結果から推定すると、すでに乾燥過程に入る前の『絞り』の直後から、ある程度の凝集力が存在する。その理由を次の章で、関連事象として追求する。

第4章(タイトル:非接触のローラーで余剰液体を絞る装置の原理)では、シンプルでありながら、その原理が不明であった非接触絞りのメカニズムと特性を明らかにする。実験によれば、二つのローラー間に形成される毛管内の液体表面(メニスカス)の形状から、負圧の存在が確認できる。また、二つのローラー周速度には最適な絞り効果が得られる範囲が存在する。これらの実験事実を手掛かりに、流体力学的問題として取り組む。

第5章(タイトル:非接触絞りローラーのギャップ内目詰まりの解析)では、絞りローラー間の狭いスリット状のギャップで目詰まりを起こす可能性があることを指摘する。液体トナーは、インクジェットの顔料インクと同じように顔料色材を分散させた液体である。したがってインクジェットと同じように、分散媒の蒸発により気液界面(メニスカス)に色材粒子が凝集する現象が生じる。この現象の、濃度分布の時間変化と各パラメータとの関係をシミュレーションにより予測する。

第6章(タイトル:非接触絞りメニスカスの衝撃圧力への耐性)では、偶然の衝撃により、絞りローラーのギャップ間から液体の飛沫が飛び散る可能性について検討する。メニスカス面(気液界面)での摂動を解析する手法を適用し、飛沫が発生する条件を明らかにする。

第7章(タイトル:結論と展望)では、プリンタ動作/現象の観点と、プリンティング画質の観点と、マイクロフルイデイクスの観点から、本論文の結論と今後の展望を述べる。

【第1章の参考文献】

- 1) R.M. Schaffert: "Electrophotography (Enlarged and Revised Edition)," Focal Press, London (1975)
- 2) L.B. Schein: "Electrophotography and Development Physics (Second Edition)," Springer-Verlag, New York (1992)
- 3) 電子写真学会編: "続電子写真技術の基礎と応用," コロナ社, 東京 (1996)
- 4) C. F. Carlson: "Electrophotography," USP-2297691 (1939)
- 5) C. J. Young and H.G. Greig: "Electrofax: Direct Electrophotographic Printing on Paper," RCA Review, vol.15, pp.469-484 (Dec. 1954)
- 6) K.A. Metcalfe: "Liquid Developers for Xerography," Journal of Scientific Instruments, vol.32, pp.74-75 (Feb. 1955)
- 7) B. Landa, I. Lior, D. Barnea, P. Fenster, and U. Levy: "Color Imaging System," USP-5557376 (1996)
- 8) 栗田隆治: "液体现像機構の一考察," 電子写真学会誌, vol.3, no.3, pp.26-28, (1961)
- 9) H.G. Junginger and R. Strunk: "Time Dependence of Latent images in Electrophotographic Development," Journal of Photographic Science, vol.25, no.3, pp.109-114 (1977).
- 10) R. Stechemesser: "Space Charges and Flow in Liquid Electrophotographic Developers," Photographic Science and Engineering, vol.26, no.1, pp.27-30 (1982)
- 11) I. Chen: "A Charge Transport Model of Liquid Development for Electrophotography," Journal of Imaging Science and Technology, vol.39, no.6, pp.473-477 (1995)
- 12) A. R. Kotz and D. A. Ender (3M): "Dynamic Electrical Conductance Profiles of Liquid Electrophotographic Inks and Corona Devices," 1998 International Conference on Digital Printing Technologies (IS&T's NIP14), pp.231-234 (1998).
- 13) A. R. Kotz and D. A. Ender (3M): "Dynamic Electronic Circuit Model for an Emerging, High Quality Liquid Electrophotographic Process," 1998 International Conference on Digital Printing Technologies (IS&T's NIP14), pp.235-238 (1998).
- 14) A. R. Kotz (3M): "Pixel-Pixel Electrical Cross Talk Through Liquid Toner Development and Resultant Image Degradation," 1999 International Conference on Digital Printing Technologies (IS&T's NIP15), pp.619-622 (1999)
- 15) 細矢雅弘、八木均、真常泰、大岡青日、齋藤三長、石井浩一: "液体トナーを用いたIOIカラープロセス" 日本画像学会, Japan Hardcopy 2000 論文集, pp.161-164, (2000).

- 16) H. Yagi, Y. Shinjo, H. Oh-oka, M. Saito, K. Ishii, I. Takasu, and M. Hosoya: "Image-on-Image Color Process Using Liquid Toner," Proceedings of 2000 International Conference on Digital Printing Technologies (IS&T's NIP16), pp.246-250 (2000).
- 17) 川野浩一郎、関村雅之、須藤肇: "微量の液体を制御するマイクロフルイデックス技術," 東芝レビュー, vol.57, no.1, pp.33-36 (2002)

第2章

ずり応力と弾性体を利用する転写過程の解明

要約

電子写真の転写過程には静電電界力が用いられているが、転写後の画質が劣化するという課題があった。新たに開発した液体トナー電子写真の転写方法は、電界力を全く使わない(非電界転写)。その代わりに、表面に薄いゴム層からなる転写媒体が貼られた転写ローラーが用いられる。転写ローラーを感光体に圧接し、わずかに周速度の差をつけてずり応力を働かせると、感光体上のトナー像が移しとられる(シアリング転写)。この非電界のシアリング転写により、微粒子、高濃度という液体トナーの特徴を活かした高画質画像を、画質を劣化させずに、ほぼ100%の効率で転写することが可能になった。しかし、その動作原理は不明であり、その特性にはいくつかの謎がある。そこで有限要素法を使い、中間転写媒体である弾性体の挙動を解析した。その結果、この転写方法のメカニズムは転写媒体のタック力(あるいは粘着力)の作用ではなく、主に、弾性力と摩擦力の作用であることが分かった。

2.1 はじめに

液体トナーを用いる電子写真プロセスは、顔料対樹脂の比が大きい微粒子トナーを使って記録紙上でインク層を薄くすることができるため、乾式トナーを用いる電子写真より安いランニングコストと印刷並みの画質のカラー記録が期待できる。しかし、本来持っている高画質の能力を十分に発揮できるプロセスの開発が課題であった。この課題に対して、二つの新技術が開発された。一つは、感光体上でカラー液体トナーを多重して色ずれの少ないカラー画像を得る Image On Image (IOI) 現像プロセス^{1) - 5)}であり、もう一つは、感光体上で現像された液体トナー画像を、中間転写媒体へ、電界力を使わずに転写する技術^{5) - 7)}である。後者の転写技術には、薄いゴムで覆われた中間転写ローラーが用いられる。転写ローラーを感光体に圧接し、わずかに周速度の差をつけてずり応力を働かせると、感光体上のトナー像が移しとられる。この転写方法をシアリング転写と呼ぶことにする。シアリング転写により、微粒子、高濃度という液体トナーの特徴を活かした高画質画像を、画質の劣化なしに、ほぼ100%の効率で転写が可能になる。

このような転写方法を使った電子写真技術は、過去に報告が無い。例えば、粉体トナーを使う電子写真では、速度差を与えた媒体間を電界力で移動させる方法⁸⁾が報告されている。しかし、シアリング転写よりもはるかに低い圧力しか印加せず、媒体どうしが滑る状態で動作するため、原理が全く異なる。また液体トナーを使う電子写真では、電界力で転写する方法⁹⁾および電界力を使わずに転写する方法^{10), 11)}が報告されているが、いずれも感光体と中間転写媒体の周速度が等しい速度で動作する。特に後者は、転写プロセスの前にトナーを溶解し、フィルム状に一体化して粘着性を高めるプロセスが必要な点でも異なる。

本章では有限要素法を用いた連続体力学シミュレーションにより、シアリング転写の動作メカニズムを明らかにする。

2.2 実験装置の構成とシアリング転写

実験に使用した液体トナーを用いるカラープリンタの構成を図2.1に示す。感光体ドラムの周囲には Y(イエロー)、M(マゼンタ)、C(シアン)、K(ブラック)の四色の順に、それぞれ帯電、露光、現像装置から構成される画像形成ユニットが並ぶ。そのプリンティングシステムの動作を順に述べる。まず、感光体上で四色のトナーを順次多重する IOI 現像プロセスにより、フルカラーのトナー画像を形成する。次に、四色重ねた状態のトナー画像を、そのまま一括して中間転写媒体へ移し取る(一次転写)。さらに中間転写媒体から用紙または記録媒体に移し取る(二次転写)。二次転写に必要な圧力を加えるための対向ローラーは熱ローラーも兼ねていて、二次転写と同時に定着も行われる。これで一回分のプリンティング動作が完了する。

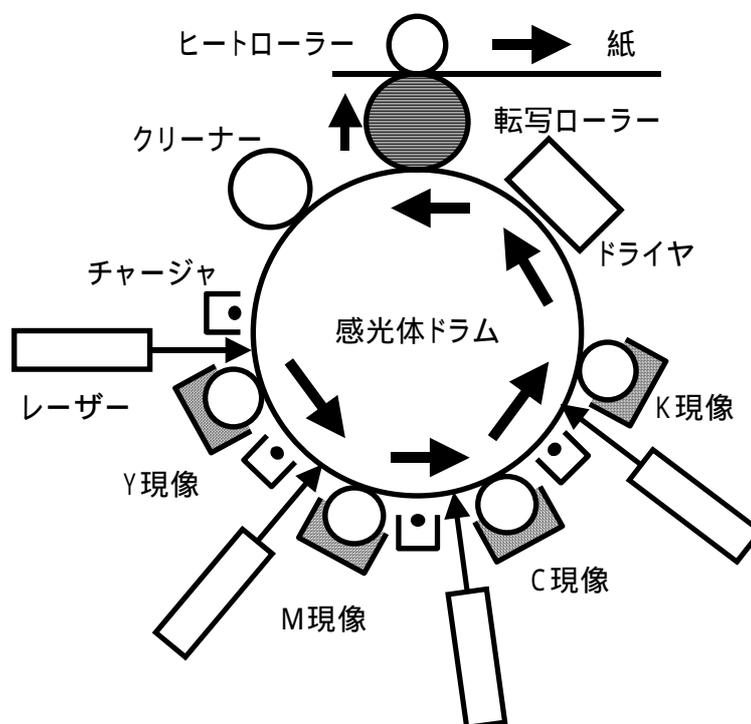


図2.1 イメージオンイメージ (IOI) 現像過程とシアリング転写過程を使う
液体カラートナー電子写真システムの構成図

粉体トナーを使う乾式プロセスでは、電界力で転写する方法(電界転写)が最も多く使われている。しかし、感光体の上に形成されたトナー画像が紙あるいは転写体に移動する際に、横方向へ動ける自由度を獲得することと、同極性に帯電したトナーどうしの反発力が存在することから、トナーの飛び散りによる画質劣化(ボケ、中抜け、地汚れ)を発生しやすい^{12), 13)}。トナーの移動する空間を満たしている物質が空気か、あるいは液体かの違いはあるが、液体トナーを使う湿式プロセスでも同様に、画質劣化を起こす。また液体含有量の多い状態でトナーを扱うため、複雑な部品や制御が必要となり、紙に吸収されて装置外部に運び出される液体の量も増える。

静電力は利用せずに材料の付着力だけを利用する転写方法は、シアリング転写も含め、オフセット転写と呼ばれる。一次転写では、感光体から転写媒体にトナーを移し取り、二次転写では、逆に、転写媒体からトナーを剥離して紙へ付着させるという、状況に応じて相反する特性が要求される。したがって一次転写と二次転写は、それぞれ独立に最適化できる特性であることが望ましく、異なる物理現象を利用できるとよい。そこで一次転写としてシアリング転写を、二次転写としてはトナーを加熱して加圧する熔融粘着転写を用いてオフセット転写を構成した。

前述した様に、シアリング転写に必要な動作は、感光体と転写媒体の二媒体間に比較的高い圧力を印加しながら速度差を与える¹⁴⁾点である。図2.2に、転写過程にある転写ローラー部分を模式図にて示す。ローラー表面は、アルミ製の素管の上に転写媒体であるゴムを張り合わせただけの、極めてシンプルな素材と構成でできている。ただし、この転写ローラーを感光体ドラムに押し当てても、同じ周速度で回転させただけでは転写は起こらない。転写媒体に対する感光体の速度比を変数として、転写効率(転写されるトナー量の比率)を測定した特性を図2.3に示す。このグラフからわかるように、転写するためには二つのローラー間に2%~3%の速度差を与えることが必要で、また、それにより劇的な効果を発現することがわかる。なお、この実験で設定した条件も含め、以後に示される計算や解析に用いられる標準の物性値および形状のパラメータを、一覧表として表2.1に示しておく。特に指定が無い場合は全て、この標準設定値が使われる。

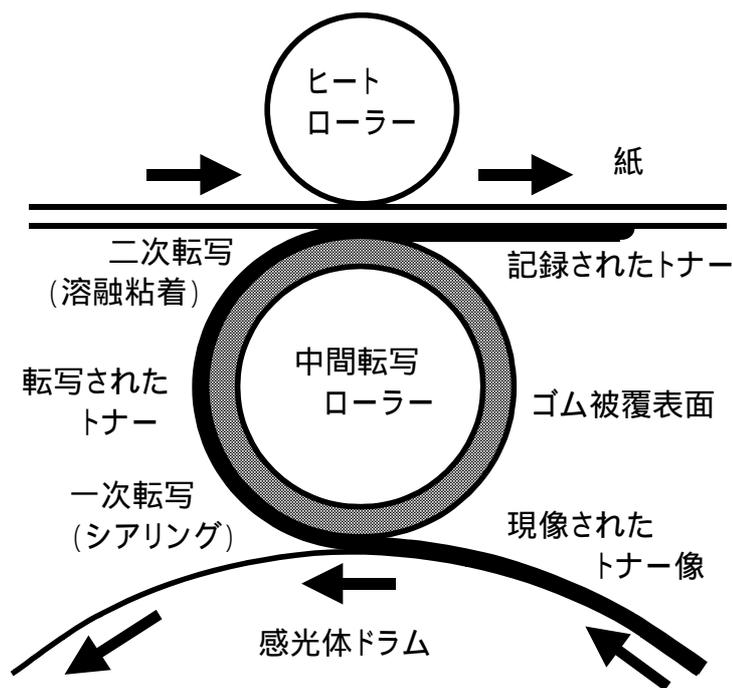


図2.2 オフセット(非電界)転写の構成と中間転写ローラーの構造

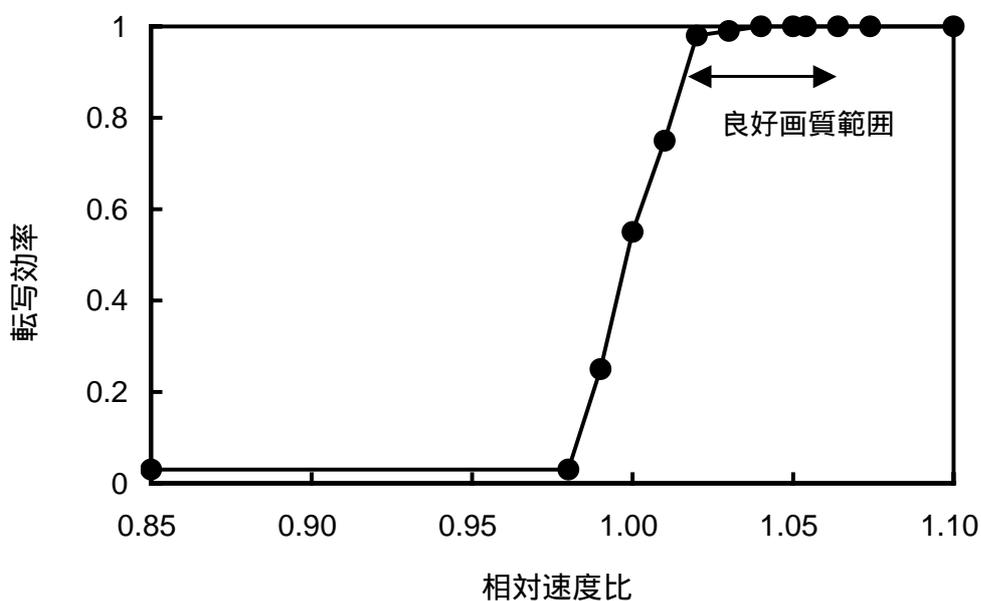


図2.3 相対速度比(感光体ドラム周速度 対 転写ローラー周速度)に対するトナー転写効率の測定結果: 他のパラメータは表2.1の標準値を適用

表2.1 計算に用いた標準値

項目	数値	単位	備考
感光体ドラムの半径	75	mm	
転写ローラーの半径	50	mm	
転写媒体の厚み(ゴム)	0.17	mm	
転写媒体のヤング率	10.5	MPa	25 における値
転写媒体のポアソン比	0.5		
相対速度比	1.025		= 感光体速度 / 転写媒体速度
荷重 (単位長さ当り)	6.04	N / mm	= 全荷重 / ドラム幅
ずり方向の駆動力 (＂)	74	N / m	= 駆動トルク / ニップ面積

2.3 転写時における歪と応力の解析

2.3.1 解明すべき現象

シアリング転写は新規に開発された技術で、そのメカニズムがまだ良く分かっていない。そのため次のような、物理的に理解し難い現象がいくつか存在する。

[現象1] 転写媒体(ゴム)の硬度は硬いほど良い転写性能を示す。

[現象2] トナーは、表面エネルギーの高い媒体(感光体)表面から離れ、表面エネルギーの低い媒体(転写媒体)表面へ付着する。

[現象3] 周速度は、中間転写ローラーよりも感光体ドラムの方が速いときに転写性能が良く、その逆や等速(速度差ゼロ)では転写しないか転写不良となる。

さらに補足説明を付け加える。[現象1]は、接着剤や粘着剤に関係する技術者にはよく知られている「材料は柔らかいほどタック力(または粘着力)が強い」という経験則^{15) - 17)}とは逆の関係である。例として図2.4に示した、天然ゴムの粘度と粘着力の関係のように、一般的な材料には柔らかいほど他の物に付着しやすいという性質がある。しかしシアリング転写では、転写媒体であるゴムは硬いほど良くトナーを付着するという、明らかに反対の特性を示している。

また付着の理論¹⁸⁾によれば、一般的な材料は表面エネルギーの高い表面へ付着しやすく、表面エネルギーの低い表面との間に挟まれた材料は、必ず高い表面エネルギー側へ剥ぎ取られる。その関係を図2.5に示す。しかしシアリング転写における液体トナーは、[現象2]のように、高い表面エネルギーの媒体表面から離れ、表面エネルギーの低い媒体表面へ移るといふ、付着の理論に逆らう現象をしばしば示す。これは閉じた系内における界面エネルギーの総計を増大させる方向への遷移であり、一般物理学にも逆らうように見える特性である。

さらに[現象3]は、感光体と転写媒体の物性値に異方性が無いにもかかわらず、最適な転写が得られるずり応力には方向選択性があるという不思議な特性である。このような現象には、外部からトルクとして伝えられる力が関与していると考えられる。つまり、ずり方向の力が転写媒体である弾性体(ゴム)に複雑な歪を与え、最終的に表面付着力よりも大きな力学的作用を与えるのではないかという推測である。そこで有限要素法(FEM)を用い、転写媒体(弾性体)の挙動の解析をおこなった。

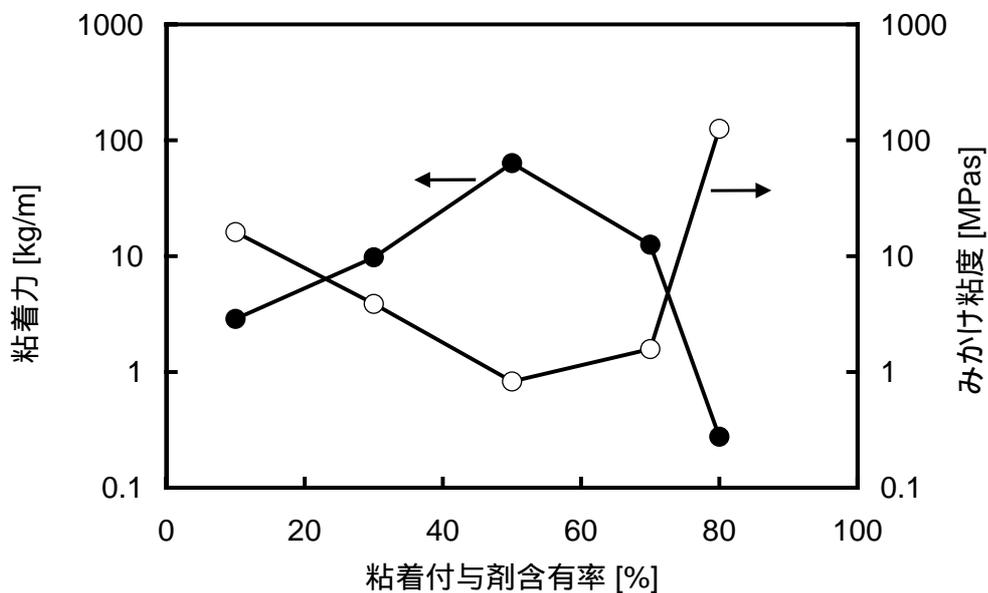


図2.4 天然ゴム / 粘着付与剤系の粘度と粘着力(対ベークライト板)¹⁶⁾

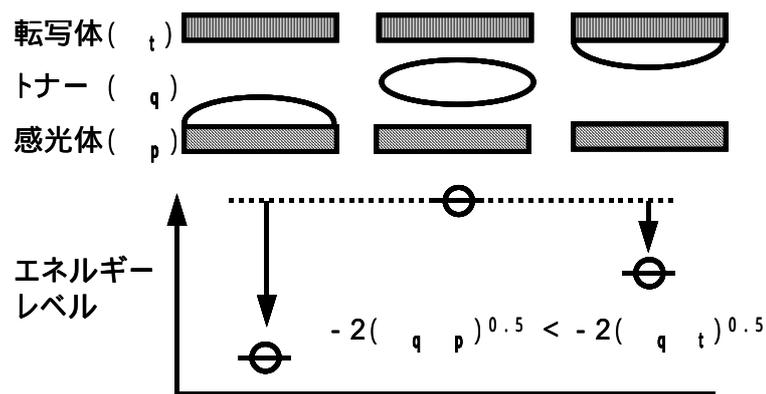


図2.5 粘着と表面エネルギーの関係¹⁸⁾

2.3.2 モデル化とシミュレーション

ゴムのような高分子を転写媒体として使用するシミュレーションでは、粘弾性を含めた動的モデルを扱わなければならない。そこで、実験に使用した転写媒体の一つであるシリコンゴムの粘弾性スペクトル特性を測定した。測定結果の全体は、巻末の【付録A】に掲載しておく。その中から特に、 -60 を基準温度(T_0)として合成した緩和時間の合成曲線を図2.6に示す。また、合成曲線作成に必要な、次に記すWLF式(Williams - Landel - Ferry の式)^{19) - 20)}

$$\log(aT) = -C_1(T - T_0) / \{C_2 + (T - T_0)\}$$

の二つの定数として、 $C_1 = 22$ 、 $C_2 = 185$ という値を得た(付録の図A7を参照)。このWLF式から、実際の動作温度に近い $T = 40$ に対する温度シフトファクター $\log(aT)$ を計算すると -7.72 が得られる。一方、実験したプロセス速度 110 mm/s と、そのとき測定されたニップ幅 2.0 mm から、基本周波数として 27.5 Hz が得られる。合成曲線の図2.6を左(マイナス方向)に 7.72 シフトさせ、基本周波数 27.5 Hz (対数で 1.44)の点における緩和時間を読み取ると、 10 ピコ秒のオーダーという非常に小さい値であった。このことは、粘性あるいは緩和時間はほとんどゼロ、つまり、変形に対して

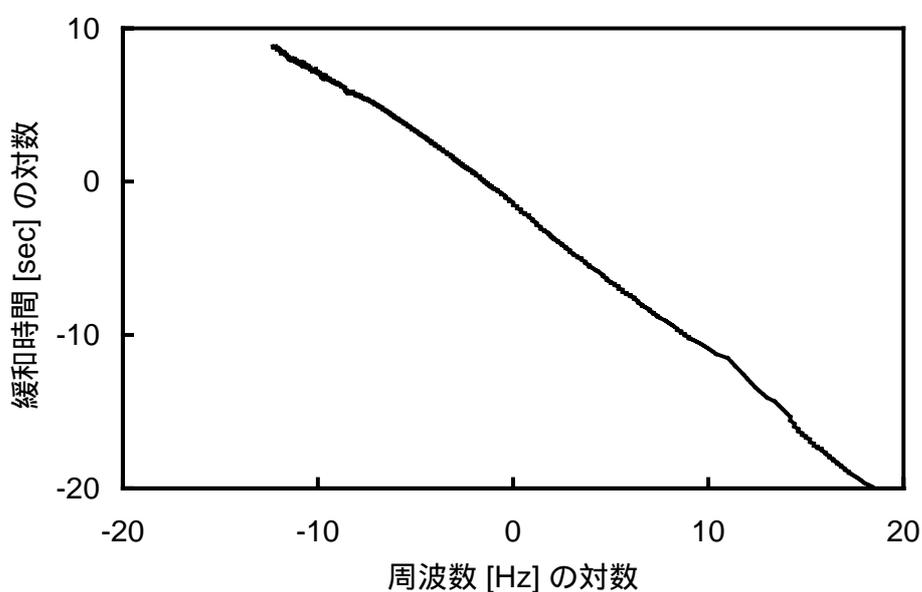


図2.6 ゴム材料の 60 における緩和時間の合成曲線

瞬時に定常状態へ到達すると考えてよいことを示している。したがって、本来、動的な粘弾性モデルで考えなければならない問題が、実は、完全弾性体の定常状態に相当する準静的なモデルとして扱えることが分かった。さらに、感光体ドラムと中間転写ローラー（および、そこに貼られた転写媒体）は軸方向に充分長いので、二次元のモデルに簡略化できる。有限要素法ソフトウェア内では、応力テンソル (σ_{ij}) と歪みテンソル (ϵ_{ij}) の関係を表現する次の5つの式が用いられる。

・構成方程式

$$\sigma_{xx} = C_{11} \cdot \epsilon_{xx} + C_{12} \cdot \epsilon_{yy} \quad (2.1)$$

$$\sigma_{yy} = C_{12} \cdot \epsilon_{xx} + C_{11} \cdot \epsilon_{yy} \quad (2.2)$$

$$\sigma_{xy} = C_{44} \cdot \epsilon_{xy} \quad (2.3)$$

ただし $C_{11} = (1 - \nu) E / \{(1 + \nu)(1 - 2\nu)\}$

$$C_{12} = \nu E / \{(1 + \nu)(1 - 2\nu)\}$$

$$C_{44} = E / \{2(1 + \nu)\}$$

E : ヤング率、 ν : ポアソン比

・力学的平衡の式

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} = 0 \quad (2.5)$$

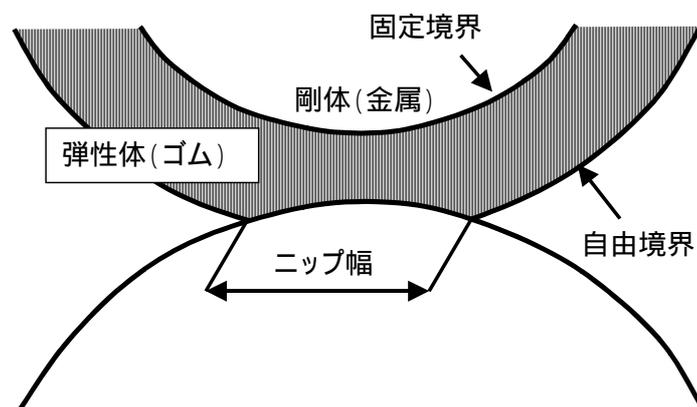


図2.7 解析領域の形状(概念図)と境界条件

境界条件は、次のようにした。

[境界1]ニップ領域(二つのローラーが接する領域)の転写媒体表面で、

垂直方向: 垂直応力の積分値は、転写媒体に加わる荷重

垂直方向の変位量は、感光体を押し込んだ形

ずり方向: ずり応力の積分値は、転写ローラーの回転抗力(感光体ドラムのトルク)

ずり方向の変位量は、感光体との滑り無し接触で生じる絶対変位と、
速度差で生じる相対変位の和

[境界2] ニップ領域外の転写媒体表面で、自由境界条件(外部からの応力ゼロ)

[境界3] 転写媒体と金属基材の接着面で、固定境界条件(変位ゼロ)

ただし、転写ローラー金属基材と感光体ドラムは、剛体と仮定した。以上の境界条件と解析領域の関係を図2.7に概念図として示す。解析領域は、変形前の転写媒体表面で弧の長さ10mmに相当する扇形の部分とした。

2.3.3 転写体の変形と力学的特性の推測

有限要素法により、境界条件に応じて転写媒体内部および表面における変位の分布、歪の分布、応力の分布が得られる(巻末の【付録B】を参照)。本研究では、先ず図2.8に示す試験機をモデル化して、ローラーの駆動が無い静止状態での荷重に対するニップ幅と垂直変位を解析した。その結果を図2.9に示す。次に図2.10のように下面のガラス板を通して転写ローラーのニップ幅を観測し、シミュレーション結果と比較した。その結果、シミュレーション結果と観測結果は定量的によく一致することが確認できたので、シミュレーションが信頼できるものである保証を得た。

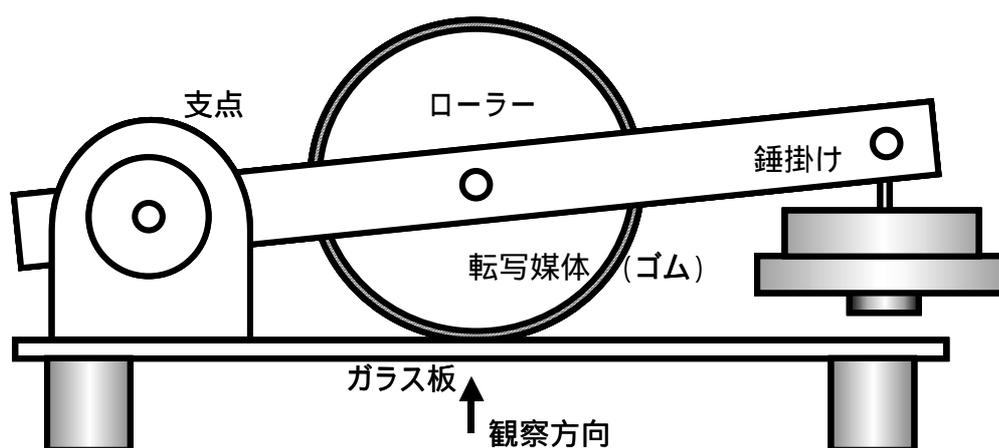


図2.8 ニップ幅を観測するための実験装置

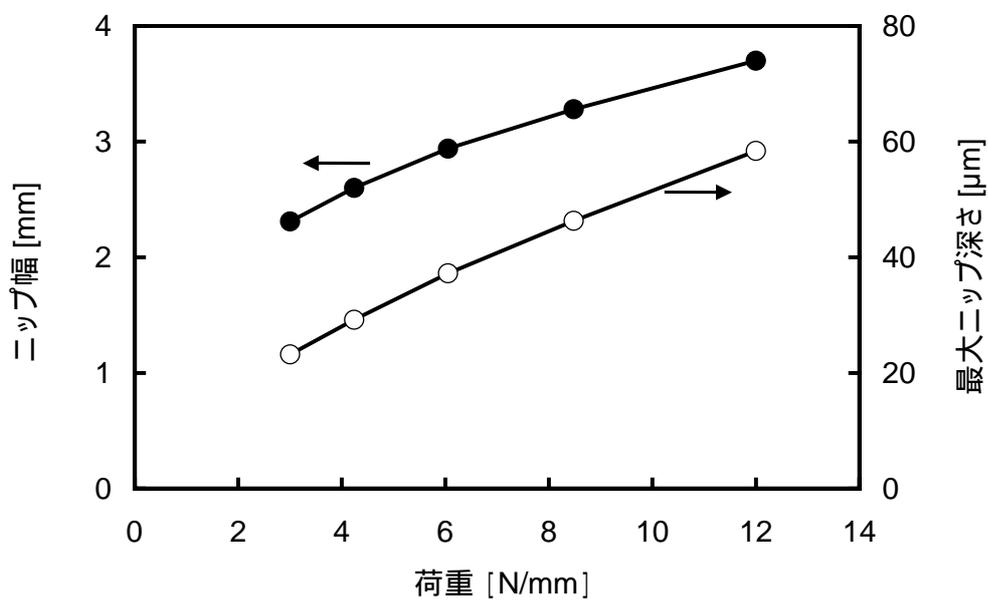


図2.9 荷重に対するニップ幅とニップ深さの関係(計算結果)

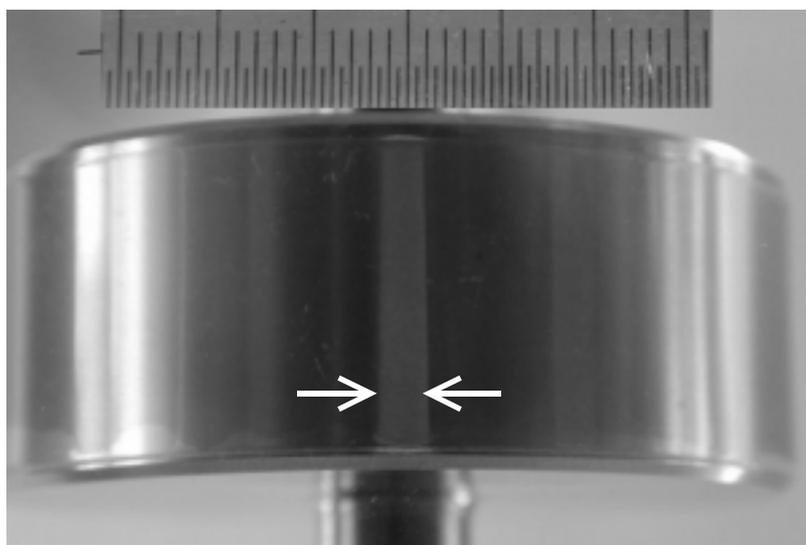


図2.10 観測されたニップ幅: ガラスの下面側から撮影

感光体ドラムが押し付けられて変形したニップ領域における転写媒体表面の変位を図2.11に示す。図中の三つの曲線は、(a)転写媒体表面の摩擦係数がゼロの場合(抵抗なしに滑る状態)、(b)摩擦係数が無限大の場合(滑りが無い状態)、さらに、(c)2媒体間に速度差を与えた場合(滑りが無い状態)の3ケースについて、転写媒体の表面の変位を表している。これらのニップ形状の比較を見ても、あまり大きな差異は見られない。しかし注意深く見ると、(a)は幾分ニップ幅が広く、前後の膨らみ部分が丸みをもっている。また(c)では、わずかに左右対称の形が崩れていることが分かる。

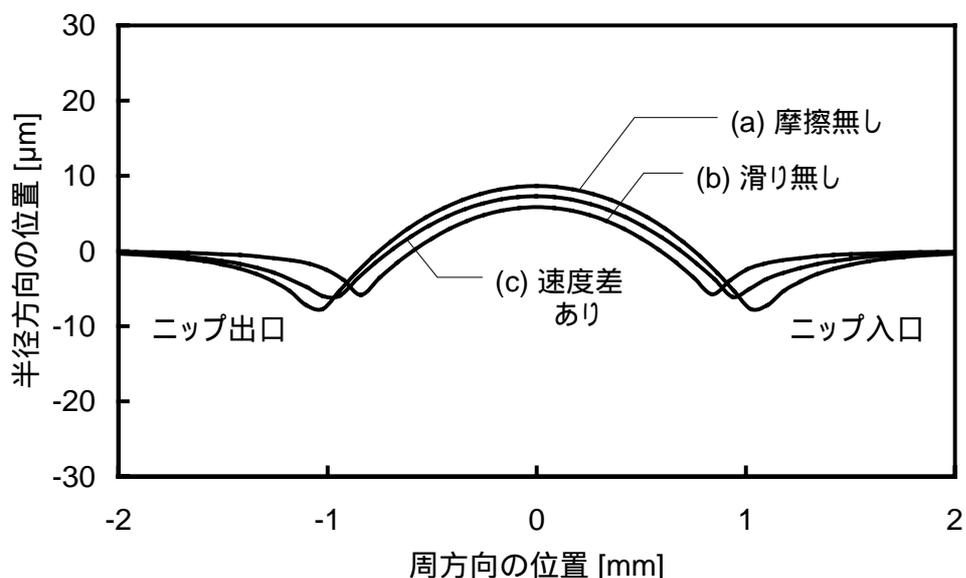


図2.11 感光体ドラムの押し当てにより生じた中間転写体(ゴム)の表面変位のシミュレーション(有限要素法による)結果:
それぞれ、(a)は接触界面に摩擦が無い場合、
(b)は接触界面に滑りが無い場合、
(c)は接触界面に摩擦が無く、感光体が転写体よりも2.5%速く動く場合である。他のパラメータは表2.1の標準値を適用。

上記(a)、(b)、(c)のそれぞれについて、転写媒体の表面におけるずり応力の分布を図2.12に示す。このグラフでは(a)、(b)、(c)の差はさらに顕著になる。(a)では、転写媒体表面にずり応力は全く表れないが、(b)では、感光体が最も深く押入った部分(ニップの中心)から左右に向かってずり応力の(符号は逆だが)絶対値が増加し、極値を通過してから減少に転じ、ニップの両端でゼロとなる様子が見られる。これは直感的な予想とも一致する。さらに、感光体と転写媒体との間に速度差を付

与した(c)を見ると、ニップからの脱出口(グラフの左側)にずり応力のピークが、ニップへの進入口(グラフの右側)にも負(左方向)のピークが発生している。これは予想できない結果であった。ただし、ニップ両端のピークを比較すると、絶対値は脱出口の方が少しだけ大きい。

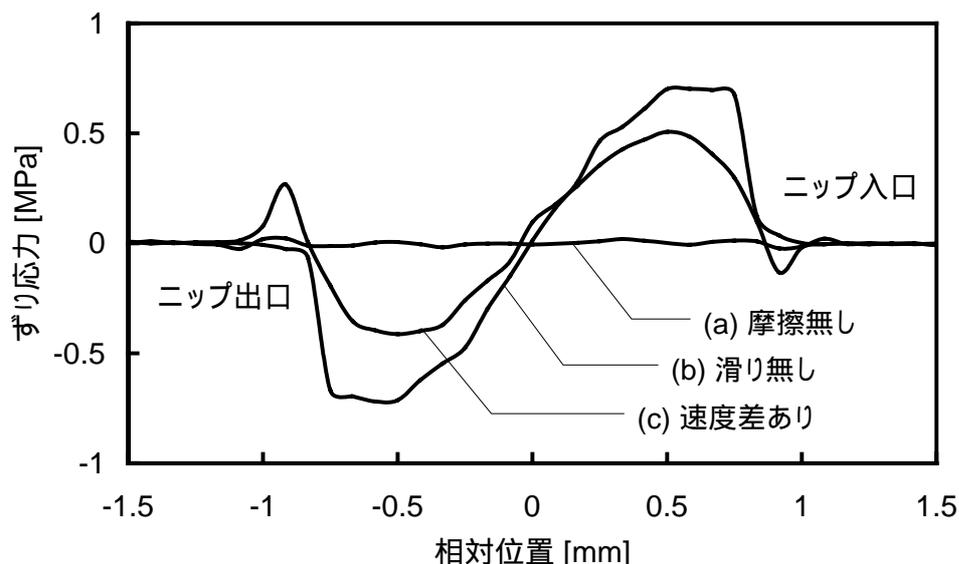


図2.12 転写体(ゴム)表面におけるずり応力分布: 三つの条件は図2.6の場合と同じで、それぞれ(a)摩擦なし、(b)滑りなし、(c)速度差あり。

次に、転写体内部のずり応力(τ_{xy})の分布を等高線で表現したニップ領域近傍の断面図を図2.13に示す。これは感光体が(転写媒体に対する)周速度比1.035で回転する条件で解析した結果である。この断面図から、ニップ後端の表面に現れる局部的なずり応力の集中は、表面から40 μm ほどの深さの領域から、表面に向かって生じていることが分かった。

そこで、このニップ後端(脱出口)に現れるずり応力のピーク値(極大値)に注目した。まず、このピーク値と二媒体間の速度比との間に、どのような関係があるのかを調べた。荷重とずり方向駆動力を一定(標準設定値)とし、速度比を変数としたシミュレーション結果を図2.14に示す。このグラフから速度比は1.015に達するとニップ後端にずり応力のピークが発生し始め、速度比の増加と共にその値は増加することが分かった。トナーが転写される効率を実験した結果である図2.3と比較すると、図2.3で転写効率がほぼ100%に近づくときの速度比が、図2.14でニップ後端にずり応力のピークが発生し始める速度比に近いことが分かる。このことから、『転写性能はニップ後端でのずり応力の大きさに依存する』のではないかと推定した。

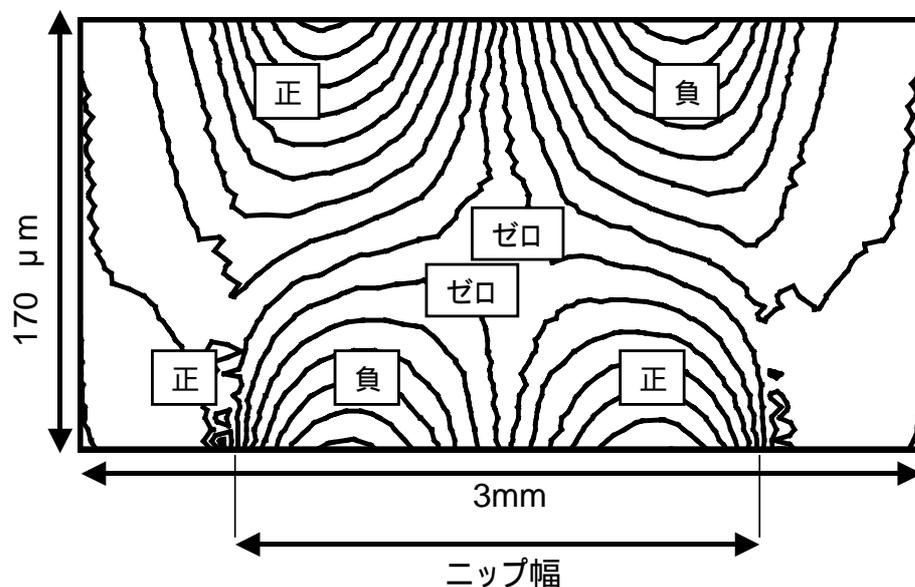


図2.13 相対速度1.025の条件における転写体断面内のずり応力の等高線図：
等高線の間隔は0.1 [MPa]に相当。ニップ領域からの脱出口部分(左側)に
明らかに応力の集中がある。

次に、転写ローラー表面の転写媒体のずり応力と硬さの関係について解析した。荷重とずり方向駆動力を一定(標準設定値)とし、転写媒体(ゴム)の硬さを変数としたシミュレーション結果を図2.15に示す。また、そのときの転写媒体表面におけるずり応力の分布を図2.16に示す。転写媒体(ゴム)は、縦弾性係数(ヤング率)が大きく(硬く)なるほどニップ幅は狭くなり、ニップ後端における歪は小さくなるにも係わらず、ずり応力は大きくなるという結果が出た。2.3.1の[現象1]でも述べたように、転写媒体(ゴム)の硬度が硬いほど転写性能は良くなるという特性が、実験から得られている。したがって転写媒体の硬さに関する転写性能の実験とずり応力の解析の結果からも、『転写性能はニップ後端でのずり応力の大きさに依存する』と仮定すれば説明できることが分かった。

その他にも、いくつか別のパラメータを変数としてシミュレーションを行ったが、いずれも、実験事実と対応する結果が得られた。例えば図2.17は、荷重とずり方向駆動力を一定(標準設定値)とし、転写媒体(ゴム)の厚みを変数としたシミュレーション結果である。転写媒体が薄くなるほどニップ後端におけるずり応力が大きくなる特性を示している。一方、実験結果によれば、転写媒体の厚みは薄いほど転写性能がよくなる特性が得られている。したがって、転写媒体の厚みに関する特性からも、『転写性能はニップ後端でのずり応力の大きさに依存する』という仮定を支持する結果が得られた。

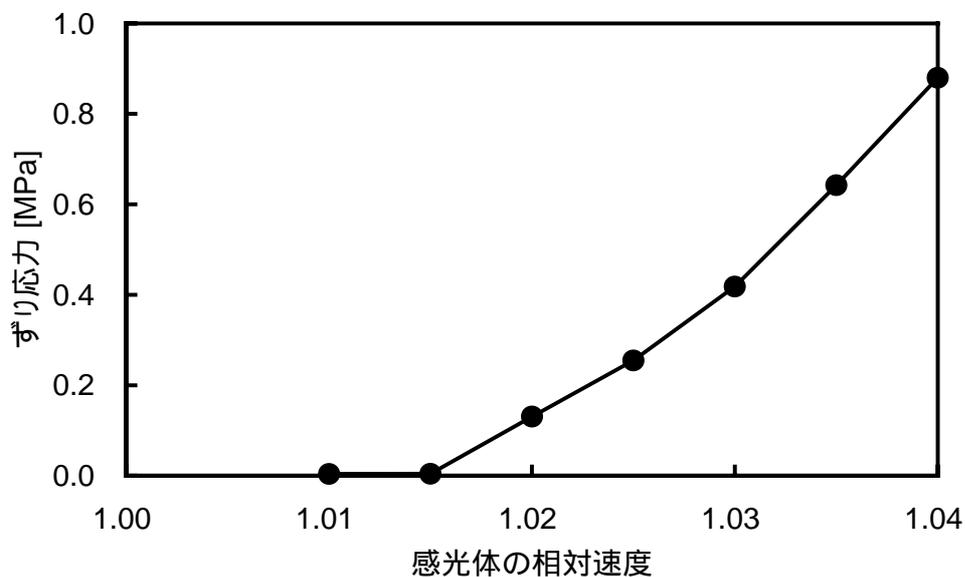


図2.14 相対速度比に対する(ニップ出口での)ずり応力: 荷重とトルクは一定の条件、その他のパラメータは表2.1の標準値を適用してシミュレートした。

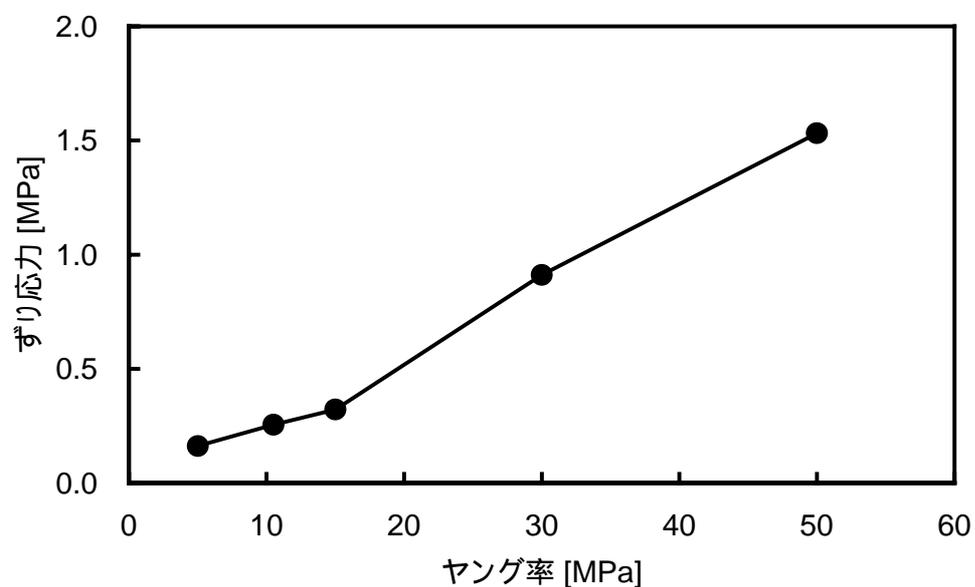


図2.15 ゴムの硬度(ヤング率)に対する(ニップ出口での)ずり応力: 荷重とトルクは一定、その他のパラメータは表2.1の標準値を使用

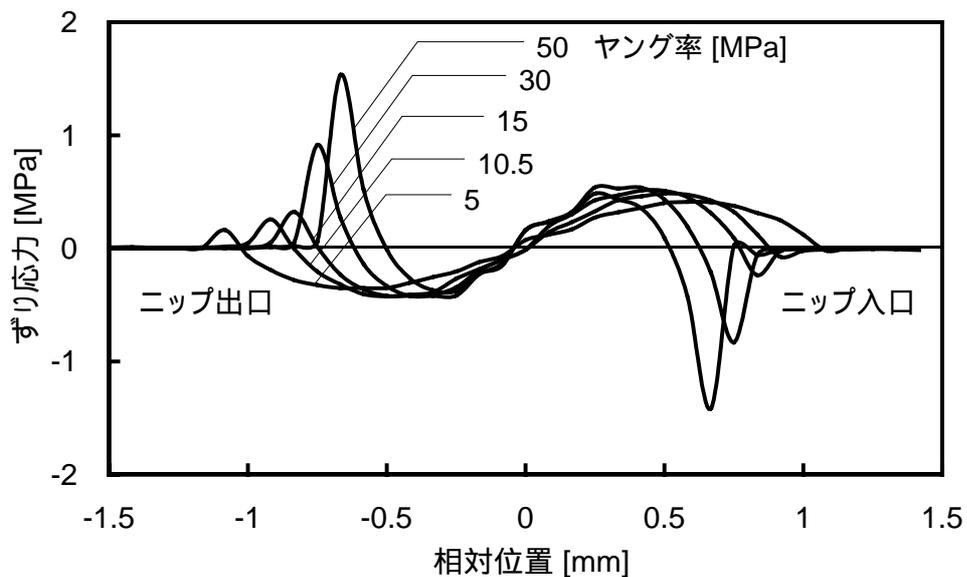


図2.16 ゴム硬度(ヤング率)をパラメータとした転写体(ゴム)表面におけるずり応力分布:
荷重とトルクは一定、その他のパラメータは表2.1の標準値を使用

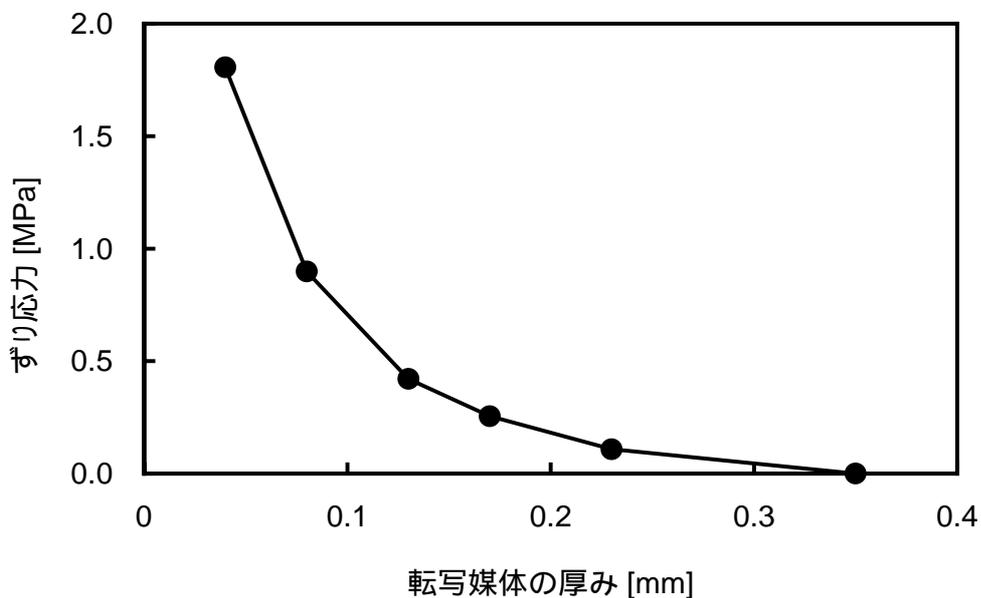


図2.17 ゴムの厚みに対する(ニップ出口での)ずり応力:
荷重とトルクは一定、その他のパラメータは表2.1の標準値を使用

2.4 転写メカニズムの推定

解析結果と実験結果の比較から、『転写性能はニップ後端でのずり応力の大きさに依存する』という仮説が導かれた。なぜ、この二者の間にこのような関係があるのか、ニップ後端におけるトナーの状態を示した模式図、図2.18を使って検討する。ニップ内の大部分の領域では、垂直応力がずり応力よりはるかに大きいために、滑りは生じない。しかしニップ後端においては垂直応力が急激に減少し、他方、ずり歪は増加し続けるために、界面に滑りが生じると考えられる。ただし滑りが生じている領域は、媒体同士が離れる(垂直応力がゼロとなる)直前の非常に狭い幅の内部だけである。いま、二つの媒体間に挟まれた凝集トナーを固体として見ると、感光体/トナー間と転写媒体/トナー間の二つの界面が存在する。そのうちのどちらが滑るかは、お互いの摩擦係数の大小によって決まる。他の個体に比べてゴムの摩擦係数が大きいことは、一般に認められている事実である。我々の簡単な測定でも、感光体のゴム(硬度77のウレタンゴム)に対する静止摩擦係数は3.9~4.6、ゴムどうしの静止摩擦係数は少なくとも5.0以上(実際は、それよりもはるかに大きな値となるが、安定な測定は不可能)であった。したがって滑りは、摩擦係数の小さい方の界面である感光体/トナー間で生じ、トナーは滑りによって感光体から剥離される。もう一方の界面である転写媒体/トナー間では、滑りが起こらないために付着が持続し、二つのローラーが離間して行く過程でも、トナーは転写媒体側に付着したままとなる。つまり、この現象においては、材料の表面エネルギーや付着力とは関係なく(少なくとも寄与は小さい)転写が行われる。これが[現象2]を説明するメカニズムと考えられる。また、同じ変形量あるいは歪で生じる応力(初期状態へ復帰する方向)は、転写媒体が硬いほど(ヤング率は大きいほど)強い。したがって上述したようなメカニズムであれば、ゴムは硬いほど転写性能が向上するという[現象1]の特性を示すことも説明できる。

感光体上で凝集したトナーは、実際には強固に一体化した固体ではない。したがって、転写媒体(ゴム)から伝えられたずり応力がトナー層を引き伸ばす方向に働く場合には、凝集したトナーに分断、離間が発生する。実際に、引き伸ばす方向にずり応力が働く実験条件の下で得た出力画像を顕微鏡で観察すると、図2.19(b)、(c)のような、トナーにひび割れ状の亀裂やトナー層の剥落がたくさん発生していて、画質も悪い。逆に、転写媒体から伝えられたずり応力がトナー同士を圧縮する方向の場合には、ローラー間に挟まれたトナーは体積を縮めることが出来ないため、応力は感光体との界面まで良く伝えられる。その結果、摩擦係数がゴムより小さい感光体との界面で剥離が発生する。これが[現象3]の方向依存性を説明するメカニズムではないかと推定する。

以上の検討の結果、シアリング転写は『異なる周速度で回転する二つのローラー間のニップ領域で変形(歪み)を受けた転写媒体が、ニップ領域から抜け出る瞬間に変位をゼロに戻そうとする回復運動と、その時に働く摩擦力によってトナーを掻き取る現象』であることが明らかになった。

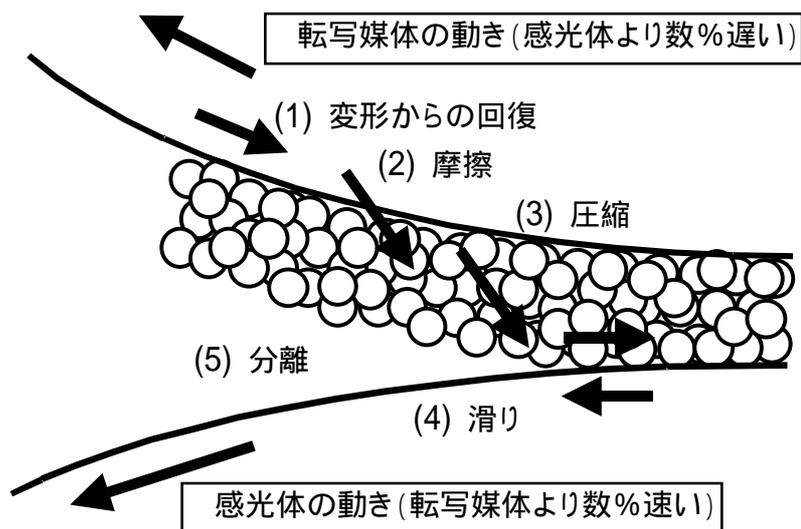


図2.18 シアリング転写のメカニズム：この効果は、ゴム内に蓄えられ歪が、垂直応力の消えるニップ出口で解放される作用である。

その過程は次のように推測できる。

- (1) ゴム表面が元の位置に戻ろうとする。
- (2) 後退方向の応力は摩擦力によりトナー層に伝わる。
- (3) 伝わった力はトナーを圧迫する。
- (4) トナー最下層が感光体表面でわずかに滑る。
- (5) トナー層が感光体表面から剥離する。

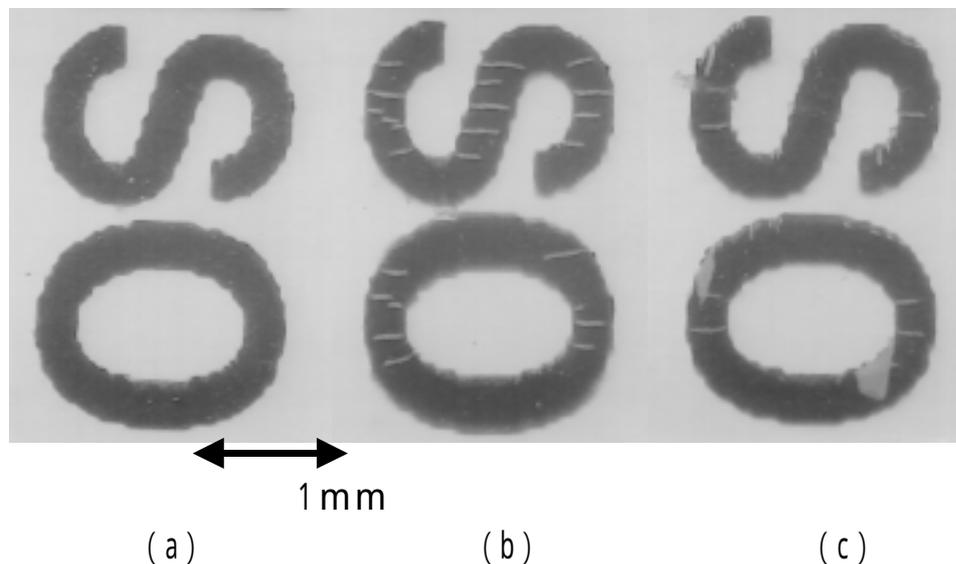


図2.19 一次転写後のトナーイメージ例(転写媒体上で撮影):
(a)ほぼ正常な転写、(b)ひび割れた状態、(c)剥落を伴うひび割れ

2.5 まとめ

シアリング転写は、薄い弾性体(ゴム)で覆われた転写ローラーと感光体ドラムの間、異なる周速度と圧力を与えることで実現する。本章では、不明であったこのシアリング転写のメカニズムを、有限要素法を使って解析した。その結果、この転写技術の動作原理は、転写媒体であるゴムのタック力の作用ではなく、ゴムの弾性力と摩擦力の作用であると推定した。液体トナーの高画質性能を十分に発揮させる転写技術であることを証明するとともに、転写技術の新たな方向を示すことができたと考え

【第2章の参考文献】

- 1) 細矢雅弘、八木均、真常泰、大岡青日、斉藤三長、石井浩一：“液体トナーを用いたIOIカラープロセス”，日本画像学会，Japan Hardcopy 2000 論文集，A35，pp.161-164，(2000).
- 2) H. Yagi, Y. Shinjo, H. Oh-oka, M. Saito, K. Ishii, I. Takasu, and M. Hosoya: "Image-on-Image Color Process Using Liquid Toner", Proceedings of 2000 International Conference on Digital Printing Technologies (IS&T's NIP16), pp.246-250 (2000).
- 3) 細矢雅弘：“イメージオンイメージによる色再現 - 色校正と印刷への応用 - ”，日本印刷学会，印刷雑誌，vol.85, No.1, pp.27-32 (2002).
- 4) M. Hosoya and M. Iida: " Digital Color Proofer Using Liquid Toner ", Proceedings of International Congress of Imaging Science (ICIS'02), SPSTJ&ISJ, pp.592-593 (2002).
- 5) A. Iida, Y. Shinjo, H. Nukada, N. Yoshikawa, S. Hirahara and M. Hosoya : " A Study of the Relationship between Drying State of Toner Image and Transfer Performance in the Image-On-Image (IOI) Color Process using Liquid Toner ", Proceedings of International Congress of Imaging Science (ICIS'02), SPSTJ&ISJ, pp.596-597 (2002).
- 6) 平原修三、斉藤三長、石井浩一、飯田敦子、渡辺猛、細矢雅弘：“液体トナー電子写真における非電界転写”，日本画像学会，Japan Hardcopy 2001 Fall Meeting 論文集，pp.64-67 (2001).
- 7) 平原修三、斉藤三長：“液体トナーの非電界転写”日本画像学会2001年度シンポジウム(カラー電子写真の更なる高画質化へ向けて - 転写の視点から -)，pp.33-40 (2001).
- 8) 城戸衛、飯島喜一郎：“スリップ・トランスファー・メカニズムに関する研究”，富士ゼロックステクニカルレポート，No.13, pp.112-118 (2000)
- 9) B. Landa, I. Lior, and E. Chatow (Indigo N.V.), "Latent Image Development Apparatus," USP-5596396, 1997.
- 10) G.L. Zwadlo and K.M. Kidnie (3M Company), "Single Beam Full Color Electrophotography," USP-4728983, 1988.
- 11) C.K. Nordeen, G.L. Zwadlo, K.M. Kidnie, and L.J. Bresina (3M Company), "Density Process Control for an Electrophotographic Proofing System," USP-5262825, 1993.
- 12) N. Nakayama and H. Mukai: "Numerical Simulation of Electrostatic Transfer Process Using Discrete Element Method," Proceedings of Pan-Pacific Imaging Conference/ Japan Hardcopy'98, pp.261-264 (July 1998)
- 13) 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”，富士ゼロックステクニカルレポート，no.12, p.103 (1998)

http://www.fujixerox.co.jp/randd/12/2_nakaya/tr101j.html

- 14) 石井浩一、八木均、斉藤三長、細矢雅弘、真常泰、大岡青日(東芝):“画像形成方法及び画像形成装置”,特開 2000-347520.
- 15) 日本ゴム協会編集:“ゴム試験法”,日本ゴム協会発行(1980), pp.149-150
- 16) (社)日本化学会編:“(新産業化学シリーズ)接着・粘着の化学と応用”,大日本図書,東京 (1998), p.111 における図2.1
- 17) 高分子学会編:“(高分子新素材 One Point-18)高機能接着剤・粘着剤”,共立出版,東京 (1999), p.87 における図2.6
- 18) J.N.イスラエルアチヴィリ著:“分子間力と表面力”,マグロウヒル出版 (1991), pp.211-224
- 19) 日本レオロジー学会編:“講座・レオロジー”,高分子刊行会,京都 (1996), p.55
- 20) 村上謙吉:“レオロジー基礎論”,産業図書,東京 (1998), pp.151-170

第3章

感光体上トナーの液体含有量と100%転写条件との関係

要約

前章では、シアリング転写の動作原理がゴムのタック力の作用ではなく、ゴムの弾性力と摩擦力の作用であることを解明した。それにより、不思議と思われていたいくつかの現象の説明が可能になった。しかし、なぜ液体トナーが適度に湿った状態であるときに最良の転写性能を発揮し、乾燥が不十分の状態や、逆に乾燥しすぎた状態では転写性能が低下するのかという、大きな謎が一つだけ残されている。本章では、この現象を解明するための解析を行なった。その結果、トナー粒子間の凝集力と、凝集トナー内の液体含有量と、シアリング転写性能の三つの特性が相互に関連しあうこと、そしてこれらは液体ブリッジ形成の効果であることが分かった。

3.1 はじめに

新たに開発した液体カラートナー電子写真プロセスには、Image on Image 現像とシアリング転写の二つの新技術が使われている^{1) - 10)}。前章では、このシアリング転写(図3.1)の動作を追及し、ゴムの弾性力と摩擦力の作用を利用する新しい動作原理(図3.2)であることを解明した^{5), 6), 9)}。また、他の粘着力(またはタック力)を使う転写とは異なり、経由する媒体の表面エネルギーに影響を受けない理由も明らかにした。

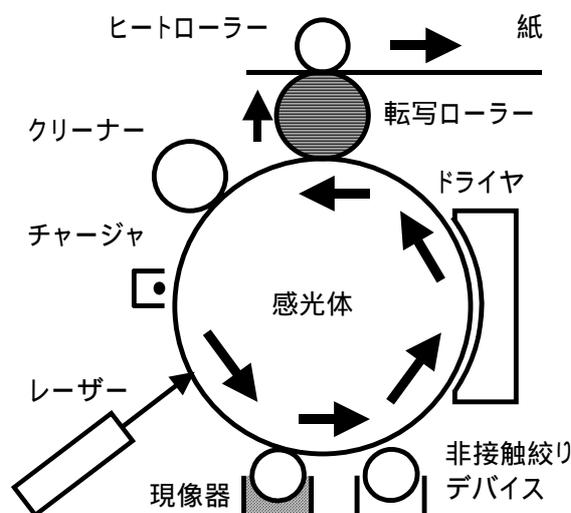


図3.1 シアリング転写を使う液体トナー電子写真システムの構成図

一方、次の現象は説明できないまま残されていた。液体トナー粒子は、現像過程にて静電力により感光体上へ層状に堆積した後、乾燥過程を経てシアリング転写過程に入る。実験結果によれば、この時点での液体トナーの乾燥状態が、ある範囲内(トナーが含有する溶媒の重量比率が5%~15%)の生乾き状態にある場合に、良好なシアリング転写性能を示す^{7), 10)}。完全に乾燥し切ってしまう過剰乾燥状態と、その逆の乾燥不足状態で、なぜ転写性能が劣化するのか解らなかった。また、感光体上に現像されたカラートナー画像は、シアリング転写が行われるニップ領域(感光体と転写媒体に挟まれる領域)内で、かなり強いずり方向のストレスが加えられる^{5), 6), 9)}。それにも係わらず、転写体上へ移動後の液体トナー画像は、感光体上での現像画質(高画質が特長)を維持している。なぜトナー粒子の凝集体に破壊や分断が起こらないのか、これも解らなかった。

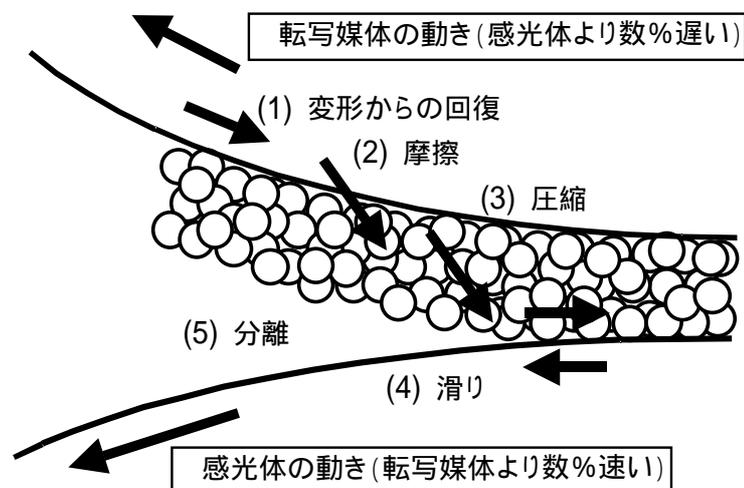


図3.2 シアリング転写のメカニズム

これら二つの事実は、シアリング転写で『転写性能』と『トナー凝集力』と『少量の液体の存在』という三つが、お互いに関連性を持つことを示唆している。その要因として、トナー粒子間に形成される液体ブリッジの作用が考えられる。そこで本章では、トナー粒子間に液体ブリッジの形成が可能な液体量の範囲、液体ブリッジの重量比率、液体ブリッジによるトナー粒子どうしの付着力などを計算して、実際の測定から得られたデータと比較し、解析をした。その結果、トナーが含有する液体量とシアリング転写性能との関係が、物理現象として解釈することが可能になった⁸⁾。以下にその詳細を述べる。

3.2 解析に役立つ測定値

計算に先立ち、計算に必要となるデータをそろえることにする。まず必要となるのが、液体トナー粒子の大きさである。トナー粒子の大きさは、レーザー回折法粒度分布測定装置を用いて溶液中に浮遊している状態での直径を測定した。結果の一例を図3.3に示す。12回の測定でほとんど違いが無く、直径は平均値で242nm(12測定例の平均値の標準偏差値が4nm)であることが確かめられた。そこで計算で使う値として、全てのトナー粒子を直径242nmの均一の球と仮定した。

また、試料乾燥時の重量変化特性、および、完全乾燥後に試料から掻き取ったトナー固形分の重量測定から、堆積状態(図3.4)でのトナー粒子の空間充填率は、約0.50と見積もられている^{7),10)}。一方、次のような、均一な径の粒子に対する空隙率 (= 1 - 空間充填率)の実験式が、Ridgway と Tarbuck¹¹⁾により、配位数 n (隣接粒子との接触点数)の2次式として導かれている。

$$= 1.072 - 0.1193n + 0.0043n^2 \quad (3.1)$$

この式に空間充填率0.50を適用すると、配位数6.16が得られる。この空間充填率と配位数の値は、ともに単純立方格子の空間充填率0.52と配位数6に近い値である。そこで、以降は単純立方格子と仮定して計算を進めることにする。参考として、格子配列と空間充填率の関係を表3.1に示しておく。

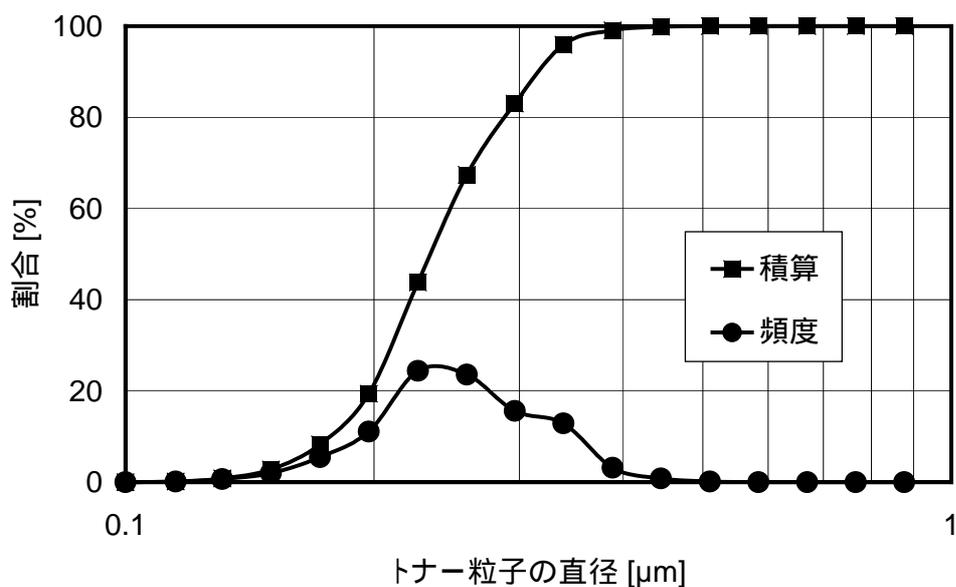


図3.3 分散媒に分散した状態におけるトナー粒子サイズの分布

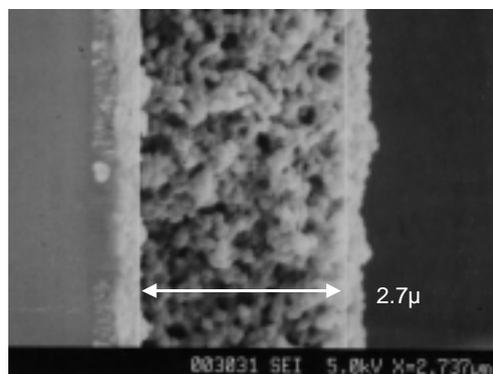


図3.4 電着トナー層の写真(FE - SEM)

表3.1 空間充填率と配位数

基本格子	空間充填率	配位数
単純立方格子	0.5236	6
六方格子	0.6046	8
体心立方格子	0.6802	8
面心立方格子	0.7405	12

図3.5に、液体トナーの乾燥時間に対する液体含有率の変化を測定した例を示す。ここでの液体含有率は、乾燥の最終段階まで残渣として残る、主に色材と樹脂からなる固形分(分散質)と、乾燥途中において、まだ蒸発していない液体(石油系の分散媒)が含まれている液体トナーとの重量比率(wt%)とした。すでに報告されている最良のシアリング転写性能が得られる範囲は、液体の重量比率で約5%から15%までの間に相当する^{7),10)}。この範囲を図3.5の中に点線で示した。

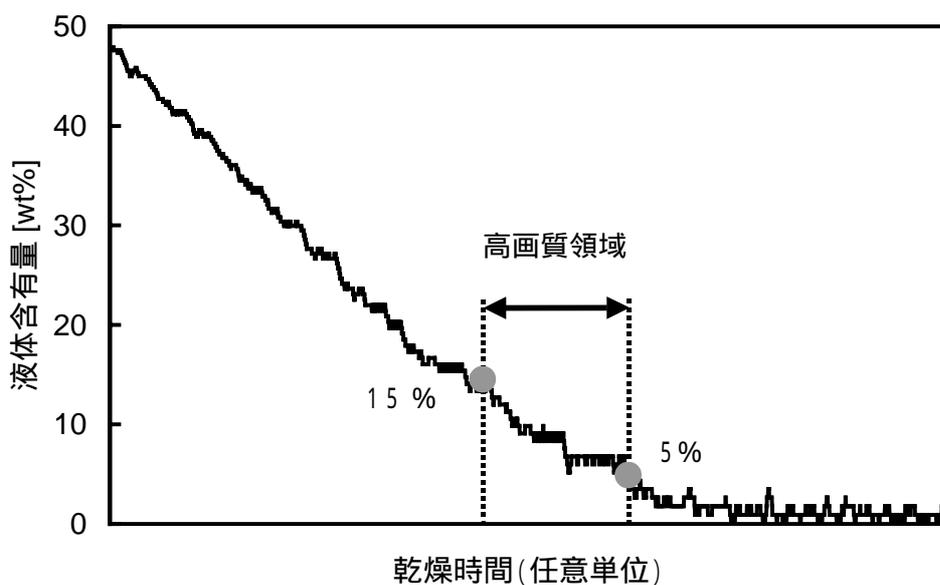


図3.5 トナー乾燥過程における液体含有量の変化(実測値)：
5%から15%の範囲内で高画質の転写イメージが得られる。

3.3 液体含有率と液体ブリッジによる付着力の計算

3.3.1 液体成分の体積と重量比率

液体と空気の界面である自由表面の形状は、本来は、次の Laplace の式を解かなければならない。任意の液体表面に接する平面と直交する二平面が切る液体表面の二つの曲率半径を r_1 と r_2 、圧力を p_L 、表面張力を γ とすると、Laplace の式は

$$p_L = \gamma \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (3.2)$$

$$r_1 = \left\{ 1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 \right\}^{0.5} / \left(\frac{d^2y}{dx^2} \right)$$

$$r_2 = y / \left\{ 1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 \right\}^{0.5}$$

で表される。しかし、二つの球面の間形成される液体ブリッジに関して Fisher¹²⁾ は、ブリッジの母線を、一定の半径 (R_1 とする) の部分円で近似し、 r_1 と r_2 の替わりに、この R_1 と、ブリッジの最も細い部分の断面 (円形) の半径 R_2 を使って計算することを提唱した。また Gillespi と Rose¹³⁾ は、Fisher の近似計算による結果が、実験から得た結果と良く一致することを示した。さらに向坂ら¹⁴⁾ は、数値計算により Laplace の式を解いた結果と、Fisher の近似計算による結果を比較し、 $R_1 = 2R_2$ であれば、両者は、非常に良い精度で一致することを示した。したがって、ブリッジの計算を容易にするため、次のような仮定を用いることにする。

仮定 トナー粒子は全て半径 r の球状 (3.2 にて既述)

仮定 トナー粒子は立方格子状に充填 (3.2 にて既述)

仮定 液体ブリッジの縦断面形状は部分円 (上述の通り)

仮定 から、ブリッジ形状は軸対称として計算することができる。ブリッジの端の x 座標を t (液体ブリッジの厚みの半分に相当) とすると、仮定 から、半径 r の粒子が接する部分に生じる液体ブリッジの縦断面 (母線方向) の曲率半径 R_1 は $\{rt / (r - t)\}$ となる。ブリッジ表面形状を $y_q(x, t)$ とすると、幾何学的検討により

$$y_q(x, t) = \left\{ \frac{rt}{r - t} \right\} \left\{ t(2r - t) \right\}^{0.5} - \left[\left\{ \frac{rt}{r - t} \right\}^2 - x^2 \right]^{0.5} \quad (3.3)$$

これらの r と t と $y_q(x, t)$ の関係を図 3.6 に示す。ブリッジの体積は、液体ブリッジ表面の式 $y_q(x, t)$ を、 x 軸を中心に回転させた回転体体積と、球状粒子部分の体積との差である。これを $v(t)$ とすると、幾何学的検討により

$$v(t) = \left\{ \frac{r^3 t^2}{(r-t)^3} \right\} \{ t(2r-t) \}^{0.5} \left[\frac{(r-t)}{\{ t(2r-t) \}^{0.5}} - \arcsin(1-t/r) \right] \quad (3.4)$$

さらにトナー粒子の密度 ρ と液体の密度 ρ_q 、ブリッジの体積 $v(t)$ 、空間充填率 n を使って、液体トナー中の液体重量比率 $u(t)$ を表現すると、次のようになる。

$$u(t) = n \rho_q v(t) / \{ n \rho_q v(t) + \rho (3/4) \pi r^3 \} \quad (3.5)$$

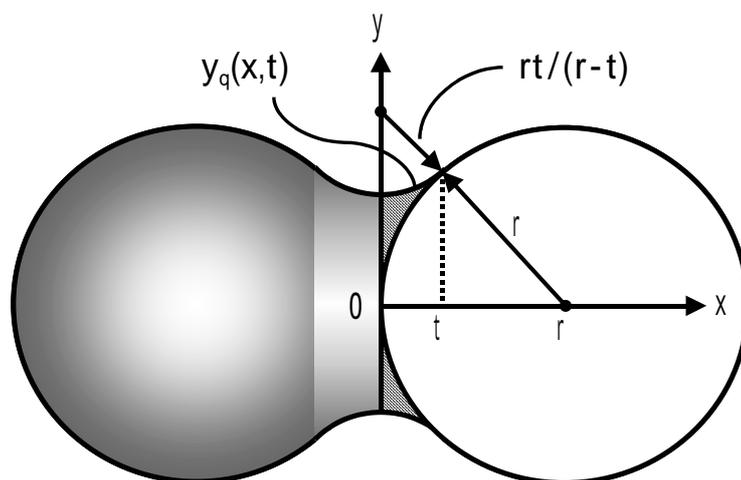


図3.6 計算で使われる変数とパラメータを説明するためのトナー粒子と液体ブリッジの断面図

ただし、ここで注目したいのは、ブリッジを形成できる液体量には、制限がある点である。粒子の配置(立方格子を仮定した)により、ブリッジ(厚み $2t$)が $t = r\{1 - \cos(\pi/4)\} = 0.2929r$ 以上となる領域では、ブリッジの端(裾野部分)で融合が生じ、分離したブリッジを安定に形成できない。したがってブリッジは、 t が

$$0 < t < 0.2929r \quad (3.6)$$

の範囲にある場合に、存在が可能となる。実際のトナー粒子の充填状態は図3.4で分かるようにラ

ンダムに近く、仮定した規則的な格子状態とは異なる。ブリッジの存在確率は分布関数と考えられる。しかし、以後の計算は、ブリッジの存在確率がステップ関数的に変わると仮定して進める。

実際に即した物性値と形状定数をまとめた表3.2の値を使って、液体ブリッジの体積 $v(t)$ に対する液体トナーに含まれる液体の重量比率 $u(t)$ を計算した結果を図3.7に示す。ただし、粒子表面には、常に5%の吸着があると仮定している^{7),10)}。

表3.2 計算に使われる材料物性値

項目	記号	数値	単位
粒子の半径	R	121	nm
粒子の重量密度	ρ	1200	kg/m ³
液体の重量密度	ρ_q	767	kg/m ³
液体の表面張力		25.9	mN/m

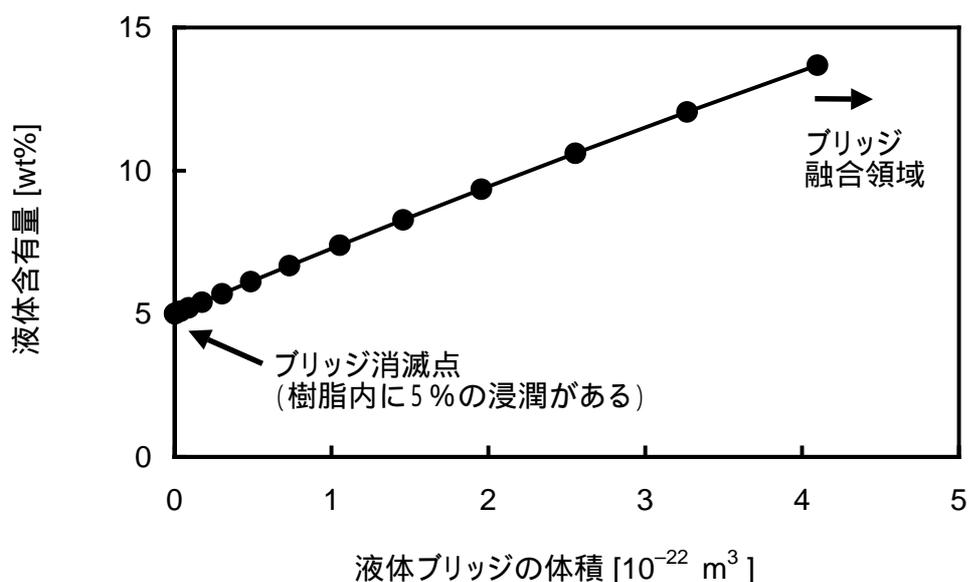


図3.7 液体含有体積に対する液体含有量(計算結果)

3.3.2 液体ブリッジによる付着力

次にトナー粒子どうしの付着力について計算する。表面張力係数を γ 、 R_1 をブリッジの最小横断面部分の半径 $y_q(0, t)$ 、 R_2 を縦断面方向の母線(液体表面)の曲率半径 $\{rt / (r - t)\}$ とすると、厚み2

tの液体ブリッジに生じる毛管負圧P(t)は、次の Laplace の式から求められる。

$$\begin{aligned}
 P(t) &= (1/R_1 - 1/R_2) \\
 &= (r-t)\{2 - (2r/t - 1)^{0.5}\} / [rt\{(2r/t - 1)^{0.5} - 1\}] \quad (3.7)
 \end{aligned}$$

一つのブリッジが二つの粒子を引き付ける力は、図3.6に示したブリッジの真中の(径が最も細い)点 $x = 0$ における円形断面の面積 $s_1(t) (= \{y_q(0, t)\}^2)$ に作用する毛管負圧と、同じく $x = 0$ における円周の長さ $s_2(t) (= 2 \{y_q(0, t)\})$ に作用する表面張力(引力だから負)の和である。したがって、厚み $2t$ の液体ブリッジにより、二つの粒子に働く付着力 $S(t)$ は

$$\begin{aligned}
 S(t) &= s_1(t)P(t) + s_1(t) \\
 &= r[(2r-t) - \{t(2r-t)\}^{0.5}] / (r-t) \quad (3.8)
 \end{aligned}$$

と表される。この一ブリッジ当たりの付着力 $S(t)$ を、一辺 $2r$ の正方形面積 $(2r)^2$ に働く凝集力と考え、単位面積 $[m^2]$ あたりの凝集力に変換した値を縦軸、一ブリッジ当たりの体積 $v(t)$ を横軸として、表3.2の値を使って計算した結果を図3.8に示す。

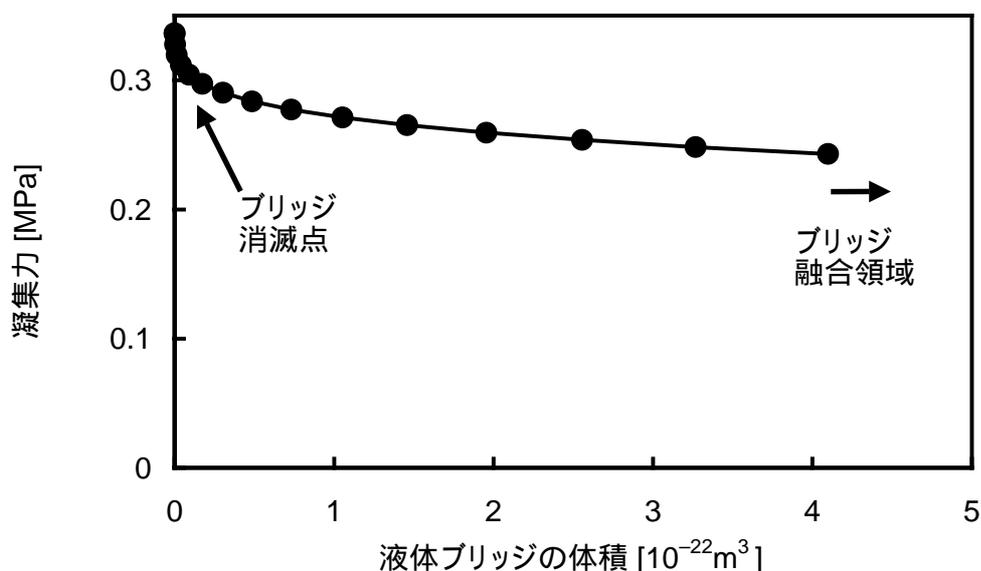


図3.8 液体ブリッジの体積に対する凝集力(計算結果)

3.4 シアリング転写と液体ブリッジの関係

凝集トナー粒子から液体が蒸発する速度を一定と仮定すると、図3.7と図3.8の横軸は(右から左への)時間軸と見ることもできる。そこで、図3.5の乾燥時間(左から右へ)に対する実験結果と比較するために図3.5へ、図3.7と図3.8を重ねたグラフを、それぞれ図3.9と図3.10として表示した。ただし、図3.7と図3.8の横軸である体積を、蒸発速度に相当する任意の係数で割ることにより、時間軸へ変換している。

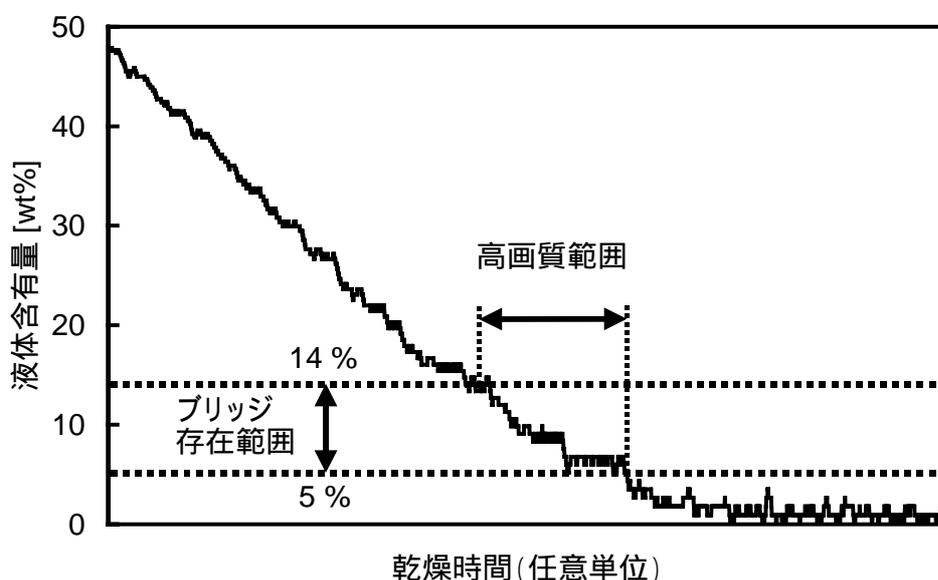


図3.9 転写良好な液体含有量範囲と液体ブリッジ存在領域の一致

図3.9から、トナー乾燥途上において、トナー粒子の間に液体ブリッジが存在可能な液体の重量比率である5%から14%までの範囲は、シアリング転写性能が良好な液体重量比率の範囲である5%から15%までと、ほとんど同じであることがわかる。したがって、液体ブリッジが存在する条件と、良好な転写が得られる条件との間に、明確な相関性のあることが示された。また、図3.10には、シアリング転写性能が良好な液体重量比率の範囲である5%から15%の間で、液体トナー粒子が0.2430 [MPa]から0.3362 [MPa]までの比較的強い凝集力を保持しており、この範囲を外れると凝集力はほとんど無くなることを示されている。

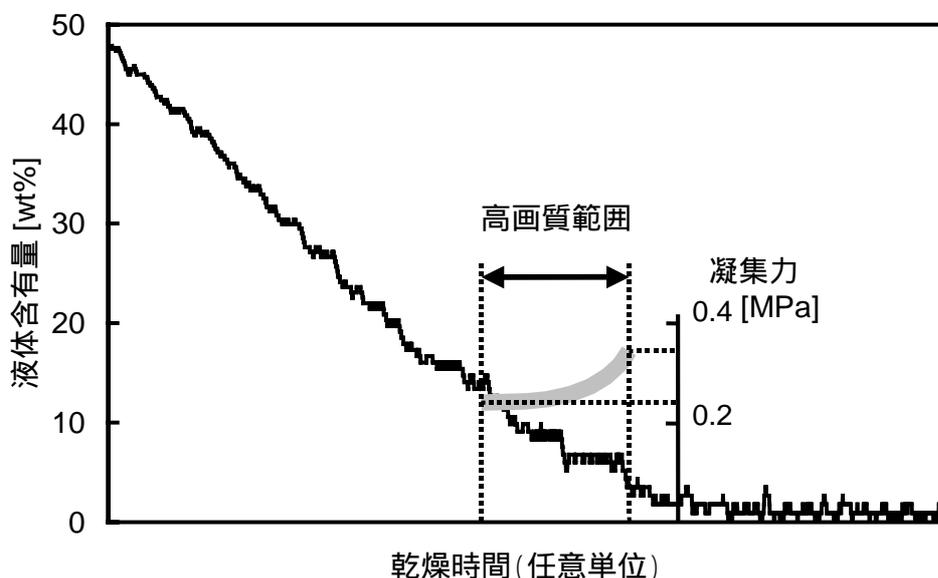


図3.10 転写良好な液体含有量範囲と強い凝集力が働く範囲との一致

前章において、同じ液体トナー、同じシアリング転写条件で計算した結果⁹⁾によると、液体トナーがニップ領域から自由境界領域へ脱出した後に受けるずり応力の最大値は 0.2550 [MPa]であった。したがってトナーの凝集力は、液体ブリッジが存在するほとんど全ての領域で、シアリング転写により加わるずり応力とほぼ同等(一部領域で逆転するが、その差はわずかである)か、それよりも大きいことがわかった。

以上の解析により、

液体ブリッジが存在可能な範囲は、 t (t は液体の厚みの半分)が、 $0 < t < 0.2929r$ (r はトナー粒子半径)の範囲内にある場合である。

良好な転写が得られる液体含有率範囲 $5\% \sim 15\%$ (実験値)は、トナー粒子間にブリッジが存在可能な液体含有率範囲の $5\% \sim 14\%$ (計算値)と、ほぼ一致する。

液体ブリッジの一つ当たり、トナー粒子間に 0.2430 から 0.3362 [MPa]の比較的強い凝集力を発生し、 $5\% \sim 15\%$ で示した液体含有率の範囲を外れると消滅する。

という関係が明らかになった。特に $5\% \sim 15\%$ から、液体トナー粒子の凝集体は、引張り方向(最も弱い方向)に少なくとも 0.2430 [MPa]よりは大きい、比較的強い応力が加えられるまで破断しないことが導かれる。これらの現象の因果関係を、図3.11に簡単に図示した。以上より、『少しの液体の存在によ

てトナーに生じる凝集力が、良好なシアリング転写性能を引き出す理由である』と推測する。

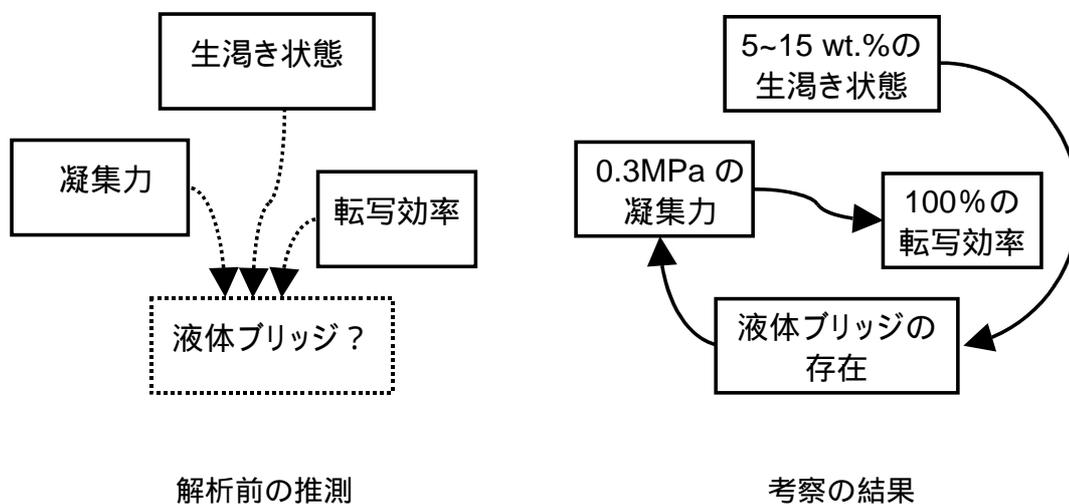


図3.11 シアリング転写の関わる現象と液体ブリッジとの関係

3.5 まとめ

転写プロセス時のトナー間に残留する少量の液体が形成するブリッジを解析した。その結果『シアリング転写で転写画質が良好な範囲』は、『残留する液体がブリッジを生成する範囲』かつ『トナー粒子間に凝集力が存在する範囲』であるという物理的な解釈と、その数値的な裏付けが得られた。これによりシアリング転写方式では、比較的強い凝集力を生じる液体ブリッジの存在が良好な転写性能を引き出す条件であり、また良好な転写性能が得られる理由でもあることが明らかになった。

【第3章の参考文献】

- 1) 細矢雅弘、八木均、真常泰、大岡青日、齋藤三長、石井浩一：“液体トナーを用いたIOIカラープロセス”日本画像学会, Japan Hardcopy 2000 論文集, A35, pp.161-164, (2000).
- 2) H. Yagi, Y. Shinjo, H. Oh-oka, M. Saito, K. Ishii, I. Takasu, and M. Hosoya: "Image-on-Image Color Process Using Liquid Toner," Proceedings of 2000 International Conference on Digital Printing Technologies (IS&T's NIP16), pp.246-250 (2000).
- 3) 細矢雅弘：“イメージオンイメージによる色再現 - 色校正と印刷への応用 - ”日本印刷学会, 印刷雑誌, vol.85, No.1, pp.27-32 (2002).
- 4) M. Hosoya and M. Iida: " Digital Color Proofer Using Liquid Toner," Proceedings of International Congress of Imaging Science (ICIS'02), Tr5-049, SPSTJ&ISJ, pp.592-593 (2002).
- 5) 平原修三、齋藤三長、石井浩一、飯田敦子、渡辺猛、細矢雅弘：“液体トナー電子写真における非電界転写”日本画像学会, Japan Hardcopy 2001 Fall Meeting 論文集, 講演番号 O-15, pp.64-67 (2001).
- 6) 平原修三、齋藤三長：“液体トナーの非電界転写”日本画像学会2001年度シンポジウム(カラー電子写真の更なる高画質化へ向けて - 転写の視点から -), pp.33-40 (2001).
- 7) A. Iida, Y. Shinjo, H. Nukada, N. Yoshikawa, S. Hirahara and M. Hosoya: " A Study of the Relationship between Drying State of Toner Image and Transfer Performance in the Image-On-Image (IOI) Color Process using Liquid Toner," Proceedings of International Congress of Imaging Science (ICIS'02), Tr5-051, SPSTJ&ISJ, pp.596-597 (2002).
- 8) 平原修三、飯田敦子、額田秀記、真常泰、細矢雅弘：“液体トナー電子写真における非電界転写 []”日本画像学会, Japan Hardcopy 2002 Fall Meeting 論文集, 講演番号 O-6, pp.29-32 (2002).
- 9) 平原修三、渡辺猛、齋藤三長、飯田敦子、石井浩一、細矢雅弘：“ずり応力を使う液体トナー転写方法”日本画像学会誌, vol.42, no.1, pp.17-23 (2003).
- 10) 飯田敦子、真常泰、額田秀記、吉川紀夫、平原修三、細矢雅弘：“液体トナーの画像乾燥状態と転写特性との相関”日本画像学会誌, vol.42, no.1, pp.24-31 (2003).
- 11) K. Ridgway and K.J. Tarbuck: " The Random Packing of Spheres," British Chemical Engineering, vol.12, no.3, pp.384-388 (1967).
- 12) R.A. Fisher: " On the Capillary Forces in an Ideal Soil," Journal of Agricultural Science, vol.16, pp.492-505 (1926).

- 13) T. Gillespi and G.D. Rose: " The Effect of Capillary Liquid on the Force of Adhesion between Spherical Solid Particles," Journal of Colloid and Interface Science, vol.26, pp.246-247 (1968).
- 14) 向坂保雄、遠藤禎行、西江恭延: "2粒子間に形成される液架橋現象の理論解析 - 液中に不純物を含まない理想的な系 - "化学工学論文集, vol.18, no.6, pp.942-949 (1992).

第4章

非接触のローラーで余剰液体を絞る装置の原理

要約

液体トナー電子写真プロセスにおける現像後の感光体表面には、大量の余剰液体が付着している。この余剰液体を、毛管力を利用して除去する非接触絞りデバイスは、構成がシンプルで、画質劣化も無いという特長をもっている。しかし、その動作に関する理論や過去の研究が無く、最適化や性能改善のための設計指針が望まれていた。そこで本章では、非接触絞りの作用を流体力学的現象として解析する。得られたローラー回転速度に関する絞り効果の特性式は、測定結果と良く一致することが分かった。また非接触絞りの負圧が、デバイス通過後のトナー粒子に凝集力を与えることも分かった。

4.1 はじめに

粉体トナーが使用される電子写真プロセス(乾式プロセス)では、通常、感光体上の静電潜像をトナーで現像した後に記録媒体あるいは中間(転写)媒体上にトナー像を転写する過程が続く。一方、液体トナーを用いる電子写真プロセス(湿式プロセス)では、現像過程と転写過程の間に、『絞り』と『乾燥』の二つの過程が必要になる(図4.1)。絞り過程は不必要な余剰液体を絞りローラーで機械的に除去する。乾燥過程は、絞り過程の後に、さらにトナー粒子の隙間の毛管内に保持される液体を、転写に適した5 wt%から15 wt%までの範囲内に入るまで乾燥させる^{1),2)}。ここでは、前者の絞り過程に使われる非接触絞りデバイスの動作について解析をおこなう。

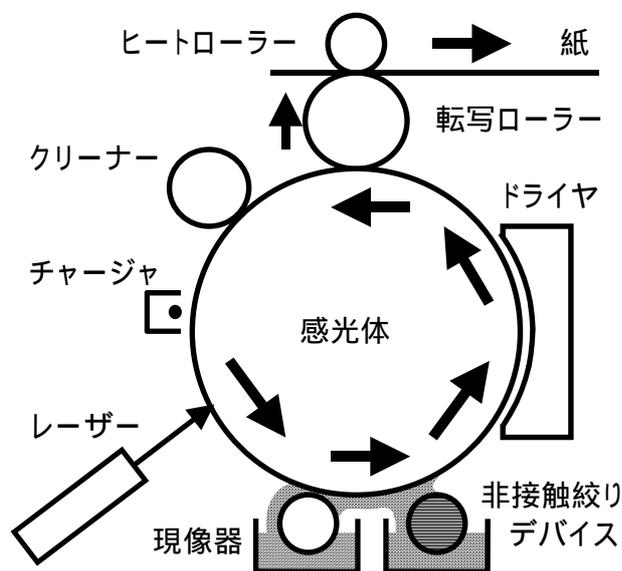


図4.1 液体トナー電子写真プロセスの非接触絞りデバイス

非接触絞りデバイスは、図4.2に示すように、感光体ドラムとの間に数10 μmから100 μm程度のギャップを開けてローラーを設置し、非接触状態で液体を絞り取る。この非接触で絞る方法は、トナー画像に擦過性のノイズなどの機械的な損傷を与える心配が無く、シンプルな構成で実現できるという利点がある³⁾。しかし、非接触絞りの動作に関する研究発表が全く無く、その理論的な特性や動作原理が解らないために、開発や改良の指針が得にくいという課題があった。

潤滑の研究分野では、隙間から膜状に運び去られる液体量を解析した例^{4),5)}がある。ただし、液体の流出が無くなって油切れや焼き付き状態に至る過程の研究では無い。そこで非接触絞りの動作に影響を与えるパラメータは何なのか、また、どのような制限があるのかなどを明確にするために、解析をおこなった。

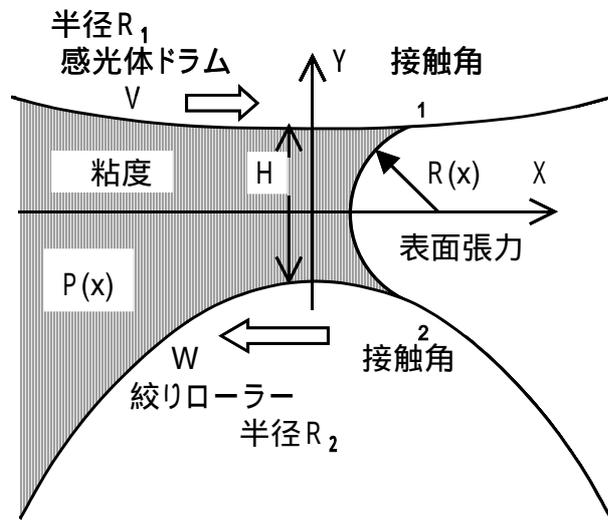


図4.2 ローラー間ギャップ内の液体の表面形状とパラメータおよび解析領域形状:
Y軸方向をX軸方向の16倍に拡大して表示

4.2 絞り状態を記述する特性式の誘導

粘性流体の運動方程式として、次のナビエ・ストークスの式が使われる。

$$\begin{aligned}
 \rho \cdot \frac{du}{dt} &= \rho g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \left(\mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) \\
 \rho \cdot \frac{dv}{dt} &= \rho g_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \left(\mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \mu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \\
 \rho \cdot \frac{dw}{dt} &= \rho g_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \left(\mu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right)
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

ρ : 流体の密度,

g : 重力加速度(脚号 x, y, z はそれぞれの方向を示す),

p : 圧力,

μ : 流体の粘性係数,

u, v, w : それぞれ x, y, z 方向の流体の速度

図4.2に示す二つのローラー間に挟まれた流れの厚みは、2曲面の間隔が流れ方向の長さ比べて十分に短いので、レイノルズの潤滑近似⁶⁾が適用できる。また流れの厚みは、表面粗さの10倍

よりは十分に厚いと考えられるので、弾性流体潤滑 (EHL) 理論⁷⁾を考慮する必要は無い。

潤滑近似から、次のレイノルズの式が得られる。

$$\left(\frac{1}{h^3}\right) \left(\frac{dP}{dx}\right) = \left(\frac{12}{h^2}\right) \left\{ \frac{(W+V)}{2} \right\} - 12q/h^3 \quad (4.2)$$

x : 最狭ギャップ位置からの距離,

V : 上側ローラー (感光体ドラム) 周速度,

W : 下側ローラー (絞りローラー) 周速度,

q : 液体の流量,

$P(x)$: 圧力,

$h(x)$: 感光体ドラムと絞りローラーの中心を通る線と平行に計った
ローラー表面間の距離

大気圧をバイアス分として無視し、無限遠 ($x \rightarrow -\infty$) での圧力がゼロであると仮定する。また、流路には液体進入側の無限遠点 ($x \rightarrow -\infty$) から連続して液体が満たされていると考える。絞り作用が効果的に働いている状態、つまり、流量 q をゼロ (絞り状態) という条件で式 (4.2) を積分して解くと、次の式が得られる。

$$P(x) = 3 \left\{ \frac{(V+W)(A^2/H^2)}{2} \right\} \left[\frac{x}{(x^2+A^2)} + \left(\frac{1}{A} \right) \left\{ \arctan(x/A) + \left(\frac{x}{2A} \right) \right\} \right] \quad (4.3)$$

ただし、 $A = \left\{ \frac{2HR_1R_2}{(R_1+R_2)} \right\}^{0.5}$,

H : 最も狭いギャップ ($x=0$) におけるローラー表面間の距離 = $h(0)$,

R_1 : 感光体ドラム半径,

R_2 : 絞りローラー半径

この式 (4.3) は、全ての領域が流体で満たされた状態で正しい。しかし、非接触絞り状態では感光体ドラムの出口 (アゲンスト方向に回る絞りローラーの入口) において液体が途切れ、ここに気液界面であるメニスカスが形成される。メニスカス表面では、ラプラスの式で表される曲率半径に応じた表面張力圧力を生成するので、流量ゼロの時の液体内部圧力と表面張力圧力は平衡すると考えられる。動的接触角は静止接触角と変わらないとし、メニスカス表面の断面形状を半径 R の部分円であると仮定すれば、

$$R(x) = (H/A^2)(x^2 + A^2) / (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) \quad (4.4)$$

$R(x)$: メニスカス表面の曲率半径,

θ_1 : 感光体表面の接触角,

θ_2 : 絞りローラー表面の接触角

と表せる。さらに、圧力平衡は次の式(4.5)となる。

$$P(x) + \gamma / R(x) = 0 \quad (4.5)$$

γ : 液体の表面張力

この式(4.5)に式(4.3)と式(4.4)を代入して

$$\left\{ 3 \frac{(V+W)/H}{A} \left[\frac{x}{A} + \left\{ \left(\frac{x}{A} \right)^2 + 1 \right\} \left\{ \arctan \left(\frac{x}{A} \right) + \left(\frac{\theta}{2} \right) \right\} \right] \right. \\ \left. + (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) / A = 0 \right. \quad (4.6)$$

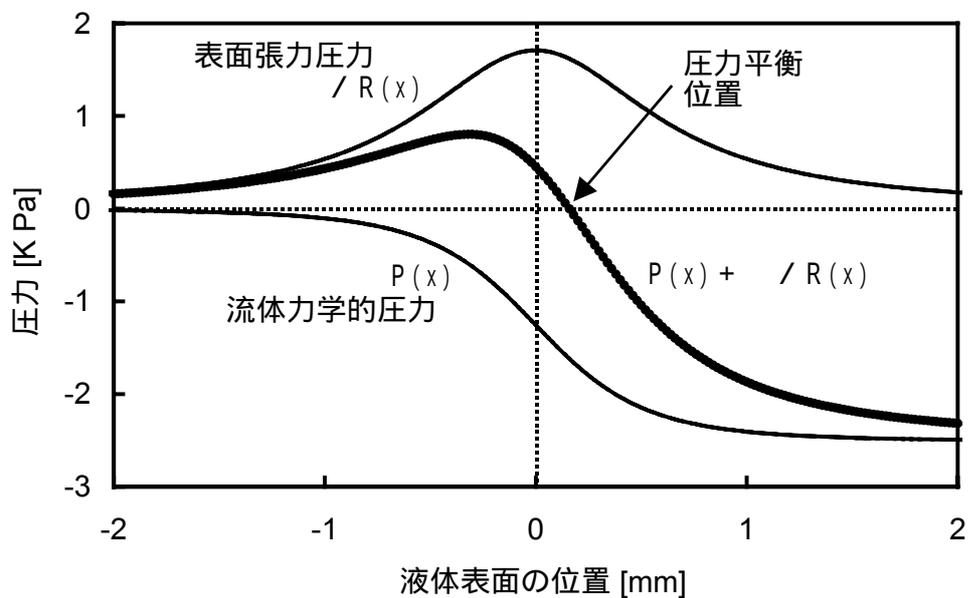


図4.3 液体表面の位置を導くために使われる圧力平衡の式 $P(x) + \gamma / R(x)$

得られた式(4.6)は、メニスカス位置 x と速度の和 $(V + W)$ との関係を表す。

図4.3のグラフは、上で求めた $P(x)$ 、 $\gamma/R(x)$ 、 $P(x) + \gamma/R(x)$ の三つの式について表4.1の値を用いて計算した例である。この計算例では、メニスカスは最狭ギャップ点より外側へ(図4.3では右方へ)159 μm 進出した位置に形成されることが分かる。

表4.1 計算に使われる定数とパラメータ

項目	記号	値	単位
液体の表面張力		0.0259	N/m
液体の粘性係数		0.00161	Pa·s
感光体ドラムの半径	R_1	0.075	m
感光体に対する液体の接触角	θ_1	13	度
絞りローラーの半径	R_2	0.0085	m
絞りローラーに対する液体の接触角	θ_2	5	度
ローラー間の最狭ギャップ	H	0.000030	m

6.3 絞り効果を発現する範囲

式(5)で $\gamma/R(x)$ は正だから、 $P(x)$ は負でなければ実根が存在しない。そこで式(4.3)を調べると、 A, H は全て正であるから、 $P(x)$ が負になるためには

$$(V + W) < 0 \tag{4.7}$$

でなければならない。つまり、絞りローラーの回転方向は感光体ドラムと逆方向のアゲンスト回転であり、しかも、絞りローラー(周速度 W)は感光体ドラム(周速度 V)より速く回転する $|V| < |W|$ の場合にのみ圧力の平衡式(4.5)がなりたつ。 $(V + W)$ をパラメータとし、その他の定数を表4.1の値として計算した式(4.6)のグラフを図4.4にプロットする。 $P(x) + \gamma/R(x)$ が $(V + W)$ に対する根を持つのは負のときに限られることが分かる。つまり式(4.7)は $(V + W)$ の上限値を与える。

式(4.7)を満たす条件内で $|W|$ が増加(W は負なので減少)すると、式(4.6)の圧力平衡点 x は液体供給側(図4.2、図4.3、図4.4では左方向)へ後退し、式(4.3)の負圧 $P(x)$ がさらに低下し(符号は負だから絶対値は増大し)吸引力が強くなる。吸引力が強いほど、絞りの効果も十分に発揮されると考えられる。圧力平衡点 x が液体供給側へ後退しても、まだ $0 < x$ の領域にある限りは、圧力平衡の式(4.5)の第1項 $P(x)$ と第2項 $\gamma/R(x)$ は x の変化に対して増減が逆の、拮抗する関係にある。しかし $x = 0$ の点を越えて $x < 0$ の領域へ入ると、この二つの項は x の変化に対する増減が同

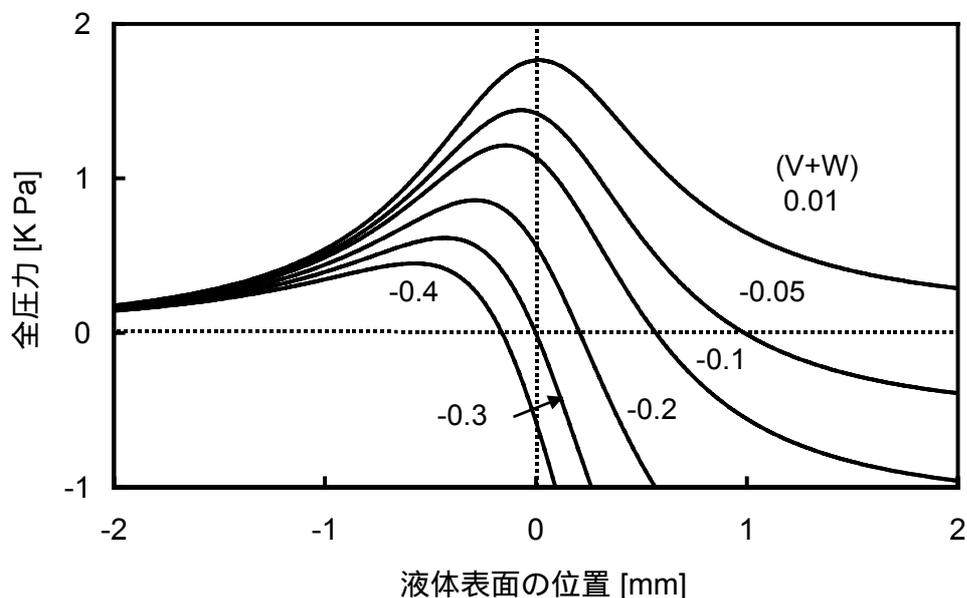


図4.4 パラメータ(V+W)に対する圧力平衡位置の変化

じ方向になる。x = 0の点でR(x)は準安定状態にあり、わずかな圧力のゆらぎに対してもxが敏感に動き、しかも移動方向が定まらないので不安定となりやすい。したがって安定な絞り効果を得るためには、xは正の領域、つまり最狭ギャップ点よりも外側(図4.2、図4.3、図4.4では右方向)にななければならない。また0 < xは、サベッジ⁵⁾が指摘した、安定にメニスカスが静止する状態

$$d/dx\{P(x) + \dots / R(x)\} < 0 \quad (4.8)$$

に対する十分条件でもある。

xをゼロとおき、式(4.6)を不等式にして解くと

$$-(2/3) \dots (H/A)(\cos \theta_1 + \cos \theta_2) < (V+W) \quad (4.9)$$

これが(V+W)の下限値を与える。図4.4に示した例でパラメータと対比させると、(V+W) = -0.298 [m/s]が下限値に相当することがわかる。この下限値は、R₁(感光体ドラム半径)、R₂(絞りローラー半径)およびH(最狭ギャップ)の関数でもある。例としてR₁とR₂は表4.1に記載したとおりの一

定値とし、 H を変数として $(V + W)$ の下限値を計算した結果を図4.5のグラフに示す。また、絞り能力を表す指標として、 $(V + W)$ が下限値をとったときに得られる最大吸引力 $(P(0):$ 負圧)も同時に示す。上で得られた上限値の式(4.7)と下限値の式(4.9)をまとめると、

$$-(2/3)(\rho/2)(H/A)(\cos \theta_1 + \cos \theta_2) < (V + W) < 0 \quad (4.10)$$

ただし、 V は正、 W は負で、かつ $|V| < |W|$

これで、メニスカスが安定に存在するための条件式が導かれた。

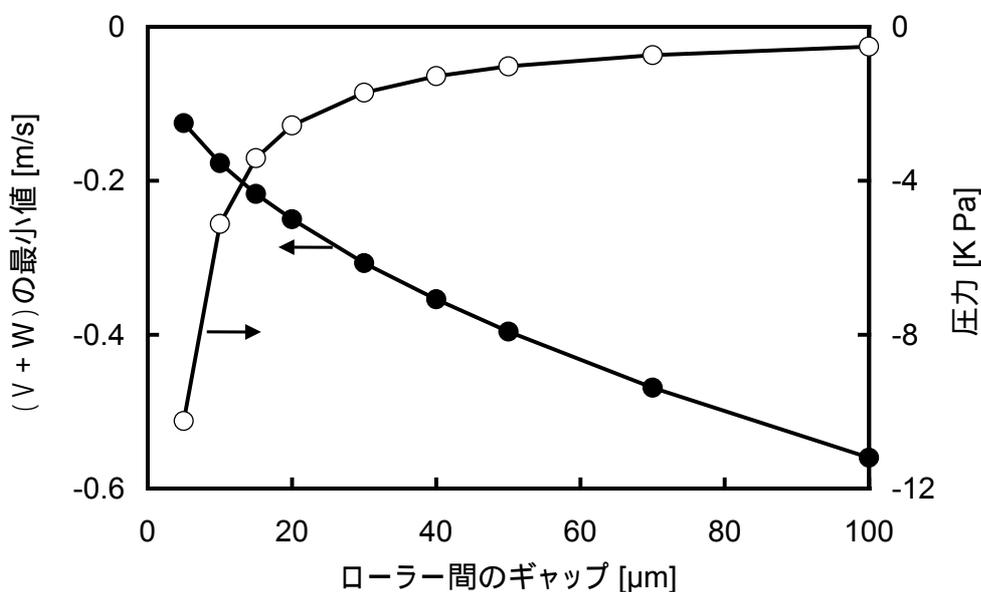


図4.5 $(V + W)$ がとり得る最小値(黒丸)と、そのときのローラー間ギャップ内の負圧(白丸)

4.4 実験との比較および考察

計算に用いた表4.1の諸値と同じ定数の試験機を使い、絞り領域通過後の感光体表面に残留する液膜の厚みを測定した。液膜の厚みは、ブレードで感光体表面に付着している液体を掻き取り、その重量を測定し、通過した面積と液体の密度で割って求めた。変数(横軸)を感光体ドラム周速度 V と絞りローラー周速度 W の比の絶対値 $|W/V|$ としたときの、測定された残留液膜の厚み(縦軸)の特性を図4.6に示す。グラフ内の黒丸は感光体ドラム周速度 V が 0.11 m/s のときの特性、白丸は

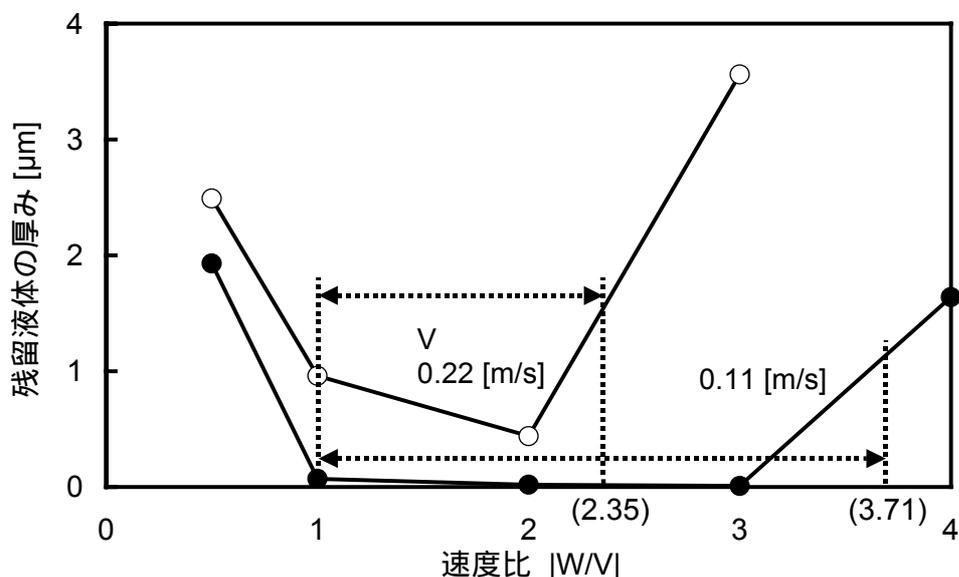


図4.6 $|W/V|$ の値に対する絞り行程後の残留液体の厚み(実測値):
点線は、十分な絞り効果が得られる範囲の限界(理論値)

V が 0.22 m/s のときの特性を示している。

前述の解析結果である式(4.10)から、絞りの効果を発揮する範囲は

$$1 < |W/V| < (1 + 0.298/V) \quad (4.11)$$

である。したがって、 V が 0.11 m/s (黒丸)の場合には横軸の1から3.71まで、 V が 0.22 m/s (白丸)の場合には横軸の1から2.35までが、理論上、絞りの効果を発揮する範囲(図4.6に点線で表示)となる。図4.6の二つの特性曲線を見ると、いずれの場合もこの範囲内で残留液膜の厚みが最低値をとることがわかる。したがって解析から導いた特性が、実験からも確認することができた。

図4.6のグラフを見ると、もう一つの大きな特徴があることに気付く。黒丸($V: 0.11 \text{ m/s}$)の特性における絞り可能領域では、残留液膜の厚みは 10 nm から 70 nm という、良好な絞り効果を発揮している。しかし白丸($V: 0.22 \text{ m/s}$)の特性では、最小値でさえ 440 nm という残留液膜厚みを残しており、明らかに絞りの効果の低下が見られる。以下に、この現象について考察する。

一般に、動的接触角は表面の粗さや表面分子の配向により相対速度の方向に依存する二値的ヒステリシス特性を示し、前進接触角(角度大きめ)と後退接触角(角度小さめ)の間に 10° 程度の差

ができる^{8)・11)}。ただし、表面の材料や成分の不均一性が原因の場合には、その差が100°になることもある^{12)・13)}。二種類の液体と固体で形成する接触角が速度依存性を示すことを測定した報告がある¹⁴⁾。しかし、気液固三相で形成する接触角の速度依存性については、前進接触角を測定した研究¹⁵⁾があるが、後退接触角の速度依存性を測定した例は無いようである。気液界面が固体表面上で静止している場合には、次のヤングの式で表現される三つの表面力の平衡(図4.7a 参照)によって接触角が決まる。

$$\sigma_{SL} + \sigma_{LA} \cos \theta = \sigma_{SA} \quad (4.12)$$

- σ_{SL} : 固液界面エネルギー,
- σ_{LA} : 気液界面エネルギー (= σ : 表面張力),
- σ_{SA} : 気体固体界面エネルギー (表面エネルギー),
- θ : 静止接触角

広範な速度範囲について前進接触角を測定したデータは、キャピラリー数 (V/σ) が0.3より小さい領域で、 $(V/\sigma)^{1/3}$ に漸近するという報告¹⁶⁾がある。したがって次のように表現できる。

$$\theta = \theta_0 + (V/\sigma)^{1/3} \quad (4.13)$$

そこで、この式(4.13)の特性曲線を延長し、静止接触角 (つまりキャピラリー数がゼロのときの接触角) を通り越して後退接触角領域 (つまりキャピラリー数の符号は負) まで外挿できると仮定すると、次のように表現できる。

$$\theta = \theta_0 - (V/\sigma)^{1/3} \quad (4.14)$$

キャピラリー数(負)がさらに小さく(絶対値は大きく)なり、ついにはゼロ ($\cos \theta = 1$) に到達する。接触角がゼロに達すると絞りの効果を発揮できなくなり、厚みのある液膜がすり抜けていく状態となる。図4.6の白丸の特性は、このような現象として説明できる。したがって絞り効果を発揮するためには $0 < V/\sigma < \sigma^3$ でなければならないから、感光体の周速度Vに次の上限が存在する。

$$V < \sigma^3 \quad (4.15)$$

実験で使用した液体の粘性係数と表面張力である表4.1の値を使って計算し、推測した動的接触角を図4.8に示す。このグラフの特性曲線が接触角 $\theta = 0$ を横切る値 ($V/\gamma = 0.01168$) から、感光体周速度 V の上限値は 0.188 m/s と求まる。このとき後退接触角 θ がゼロに達する。この速度 0.188 m/s は、実験でほぼ完璧な絞り効果が得られた速度 0.11 m/s と絞り効果の低下がみられた速度 0.22 m/s の間に相当し、実験の結果も矛盾無く説明できる。したがって図4.6の二つの特性間の絞り効果の差は、動的(後退)接触角の変動(減少)によって生ずると結論する。

最後に、次のような興味深い推論を述べておく。絞り効果が十分に働いている場合には、感光体ドラムのトナー付着部分がメニスカスから脱出する際に、メニスカスの圧力とトナー粒子積層体の圧力はバランス状態にあると考えられる。トナー粒子側で対抗する負圧を担うことができるのは、トナー粒子間に残存する液体の毛管力しかない。したがって、この毛管力を生じるのに必要な体積の液体だけは、絶対に絞り切ることができずに残留する。この毛管力がトナー粒子積層体の表面層だけで担われるとすると、本研究結果から、残留液体の体積比率は約50%であると推定できる。また、トナー積層体の表面層は絞りデバイスのメニスカスと同じ負圧(同じ曲率半径)のメニスカスを保持するはずであり、絞りデバイス通過直後から既に凝集力を保有していると推定される。

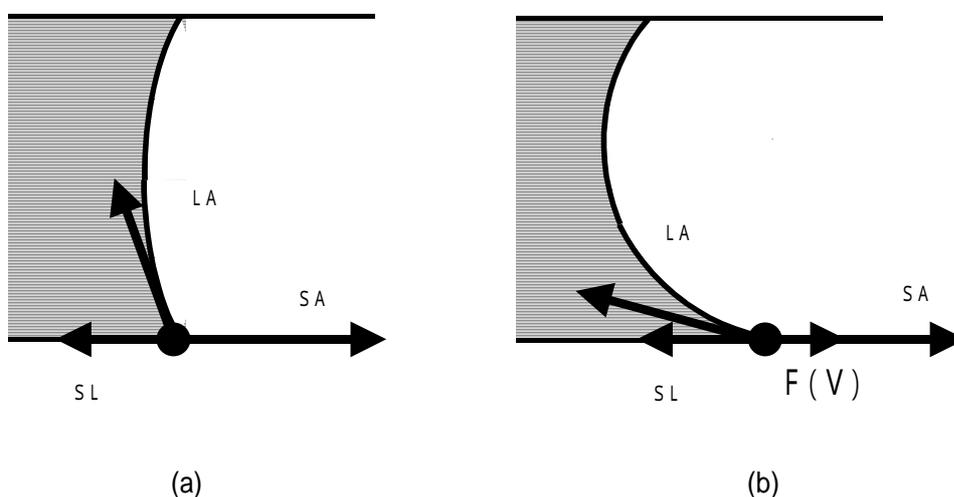


図4.7 毛管壁が移動するときのメニスカス形状変化の推測:

- (a) 壁の速度 V が静止している場合、表面力の関係はヤングの式で表される。
- (b) 速度 V が増大するにつれて、第四の線力ファクター $F(V)$ が必要になる。

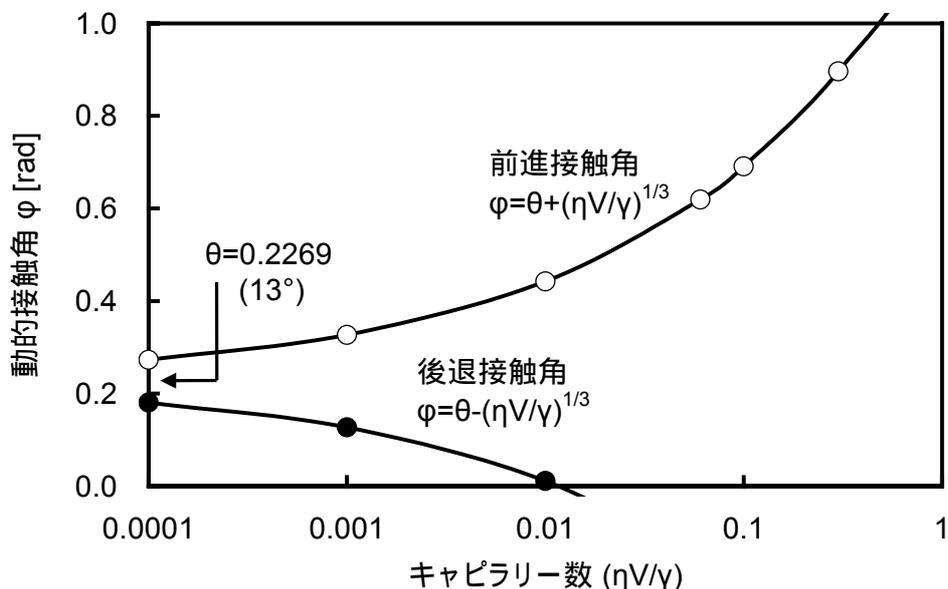


図4.8 動的接触角の推測値

4.5 まとめ

液体トナー電子写真で使用する『非接触絞り』デバイスを解析し、その原理と特性に関する理論的考察を行った。その結果、ローラー間の狭い隙間内に発生する流体力学的負圧と、隙間の出口で静止するメニスカス(気液界面)との力学的バランスから、『非接触絞り』の特性式(4.6)が導かれた。また実験結果との比較から次のことが明らかになった。

- (1) 実験によれば、絞り効果を発揮するローラーの周速度には最適な範囲がある。その範囲は、安定にメニスカスが存在する条件から導かれる理論式(4.10)で表せる。
- (2) 実験によれば、プロセス速度(感光体ドラム周速度)によって絞り効果に違いが現われる。動的接触角に関する考察から、その速度限界は実験式(4.15)で表せる。

導かれたこれらの式により、『非接触絞り』の最適設計や性能向上のための指針を明確に示すことが可能になった。

また絞り効果が十分に働いている場合、メニスカスの負圧がトナー粒子間の液体に毛管力として維持され、絞りデバイス通過後のトナーに凝集力を与えていると推定する。

【第4章の参考文献】

- 1) 飯田敦子、真常泰、額田秀記、吉川紀夫、平原修三、細矢雅弘：“液体トナーの画像乾燥状態と転写特性との相関,”日本画像学会誌, vol.42, no.1, pp.24-31 (2003).
- 2) 平原修三、飯田敦子、額田秀記、真常泰、細矢雅弘：“ずり応力を使う液体トナー転写方法[],”日本画像学会誌, vol.42, no.2, pp.112-117 (2003).
- 3) 望月学、黒鳥恒夫：“湿式電子写真の変遷と動向,”電子写真学会誌, vol.26, no.3, pp.270-276 (1987).
- 4) J.C. Coyne and H.G. Elrod, Jr.: "Conditions of the Rupture of a Lubricating Film. Part 1:Theoretical Model," Transactions of the ASME. Ser.F, Journal of Lubrication Technology, vol.92, no.3, pp.451-456 (1970).
- 5) M.D. Savage: "Cavitation in Lubrication. Part 1. On Boundary Conditions and Cavity-Fluid Interfaces," Journal of Fluid Mechanics, vol.80, part 4, pp.743-755 (1977).
- 6) O. Reynolds: "On the Theory of Lubrication and Its Application to Mr. Beauchamp Tower's Experiments, Including an Experimental Determination of the Viscosity of Olive Oil," Philosophical Transactions of the Royal Society of London, A177, pp.157-234 (1886).
- 7) D. Dowson and G.R. Higginson: "Elasto-hydrodynamic Lubrication," Pergamon Press, New York (1977).
- 8) A.W. Neumann: "Contact Angles and Their Temperature Dependence: Thermodynamics Status, Measurement, Interpretation and Application," Advances in Colloid and Interface Science, vol.4, pp.105-191 (1974).
- 9) 恩田智彦：“(解説)フラクタル表面の超撥水・超親水現象,”電気学会論文誌A, vol.A-116, No.12, pp.1041-1046 (1996).
- 10) Y.L. Chen, C.A. Helm and J.N. Israelachvili: "Molecular Mechanisms Associated with Adhesion and Contact Angle Hysteresis of Monolayer Surfaces," Journal of Physical Chemistry, vol.95, pp.10736-10747 (1991).
- 11) 小松原実、石井勝：“屋外用高分子材料表面の評価法の検討,”電気学会論文誌A, vol.A-111, no.2, pp.97-103 (1991).
- 12) J. Drelich, J.L. Wilbur, J.D. Miller and G.M. Whitesides: "Contact Angles for Liquid Drops at a Model Heterogeneous Surface Consisting of Alternating and Parallel Hydrophobic/Hydrophilic Strips," Langmuir, vol.12, pp.1913-1922 (1996).

- 13) M. Gleiche, L.F. Chi and H. Fuchs: "Nanoscopic Channel Lattices with Controlled Anisotropic Wetting," *Nature*, vol.403, pp.173-175 (2000).
- 14) P. A. Thompson, W.B. Brinckerhoff and M.O. Robbins: "Microscopic Studies of Static and Dynamic Contact Angles," *Journal of Adhesion Science and Technology*, vol.7, no.6, pp.535-554 (1993).
- 15) R. Hoffman: "A Study of the Advancing Interface - 1. Interface Shape in Liquid-Gas Systems," *Journal of Colloid and Interface Science*, vol.50, no.2, pp.228-241 (Feb. 1975).
- 16) P.G. de Gennes: "Wetting: Statics and Dynamics," *Reviews of Modern Physics*, vol.57, no.3, part 1, pp.827-863 (1985) の p.850, Fig.27

第5章

非接触絞りローラーのギャップ内目詰まりの解析

要約

本章では、色材粒子の濃度分布およびその時間変化を、蒸発速度に応じた遅い流れ内にある色材粒子の移流拡散現象と見なし、解析をおこなった。ただし、非接触絞りローラーのギャップ内の液体トナーが静止状態(内部流れが無い状態)にある場合を想定している。液体トナーに使われている石油系分散媒の蒸発をメニスカスにおける境界条件とし、最も可能性の高い使用条件と環境条件でシミュレーションした結果、凝集が濃度分布一定の初期状態から約6時間後にメニスカスの縁から始まり、10分でメニスカス全面を覆うことが分かった。この気液界面での凝集が発生するまでの時間は、初期濃度が高いほど、また分散粒子が大きいほど、温度が高いほど急激に速くなる。

5.1 はじめに

毛管内で保持された分散液体が、静止した(毛管内部での流動が無い)状態で放置されると直ぐに、気液界面で膜状凝集が発生するという報告¹⁾がある。また、この現象は、分散媒の蒸発と分散質の拡散で説明可能であるとした報告²⁾が、筆者らから出されている。前章で説明したように、非接触絞りデバイスもまた、分散液体を毛管で保持して動作する装置(図5.1)であるから、同じように凝集が発生すると考えられる。非接触絞りデバイスが通常動作状態にある場合、毛管の内部では、液体トナーの粘性により回転するローラー表面につられて動く激しい流れが生じている(ただしメニスカスは安定に静止している)。一方、非接触絞りデバイスの動作が休止した場合、絞りローラーと感光体ドラムの回転が止まるため、毛管内部の液体トナーもまた流動の無い静止状態となる。したがって、休止した非接触絞りデバイスの毛管内では、液体トナー分散質の凝集が発生しやすい条件にある。

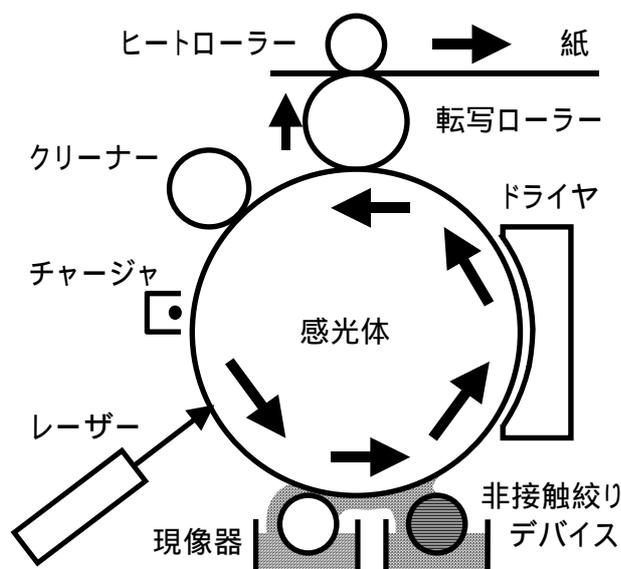


図5.1 液体トナー電子写真プロセスの非接触絞りデバイス

前述した凝集現象の報告^{1), 2)}で対象とされた毛管はインクジェットノズルであり、対象とされた分散液体は水性(分散媒が水)の顔料インクであった。液体トナー電子写真の非接触絞りデバイスは、次の二つの点で違いがある。一つは、分散媒が水ではなく石油系の分散液体であり、常温での密度(水性顔料インクの約0.8倍)、粘度(約1.6倍)、表面張力(約0.3倍)、蒸発速度(約0.15倍)などの物理的性質に違いがあること。もう一つは、液体トナーの分散色材濃度が0.01[体積分率]であることで、少なくとも0.05以上(~0.15くらいまで)という通常のインクジェット用インクの色材濃度に比

較すると、かなり低い。また蒸発速度が遅いことから、この凝集現象の把握が十分になされていない。そのため、この現象の特性や影響は、ほとんど未知の状態にある。

そこで本章では、水と油という分散媒の違いはあっても凝集は発生するというをシミュレーションから示し、凝集発生時間などの特性を導く。そして実験のための数値的な目安を与えるとともに、実用機的设计において考慮しなければならない点を指摘する。

5.2 解析方法

5.2.1 解析領域

シミュレーションは、図5.2に示すような、非接触絞りデバイスの断面と解析領域を想定した。座標は、最狭ギャップ点を結ぶ線分を Y 軸、最狭ギャップ(幅は $30\ \mu\text{m}$)の中心を通る水平方向の線分を X 軸とし、最狭ギャップの中心が原点となるように定めた。解析領域となる毛管は、上方から感光体ドラム(半径 $7.5\ \text{mm}$)、下方から非接触絞りローラー(半径 $8.5\ \text{mm}$)の二つの円筒面からなる壁に挟まれて存在する。X 方向では、左方のマイナス無限大まで液体が満たしていると仮定すると、解析領域は無限にまで広がってしまうので、ここでは十分に深い位置(X 座標は $-795\ \mu\text{m}$ と仮定した)に濃度一定の条件を満たす仮想断面を考えた。また右方には凹面状の表面(メニスカス)を持つ気液界面(X 座標は $+159\ \mu\text{m}$ と仮定した)が形成され、ここまで液体で満たされるとした。

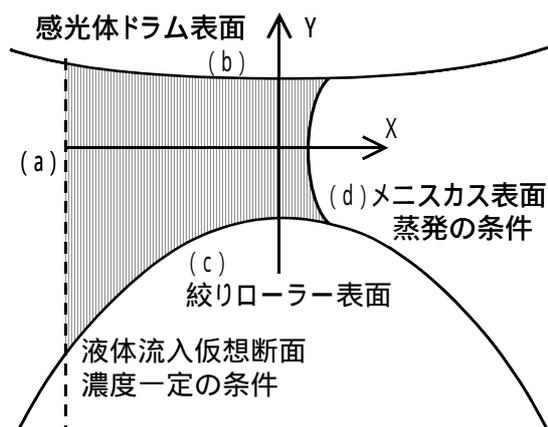


図5.2 解析領域とした非接触絞りデバイスの毛管断面：
Y軸方向をX軸方向の16倍に拡大して表示

5.2.2 わずかな流れと粒子の拡散(支配方程式)

最狭ギャップ位置である原点より右方(159 μmの位置と仮定)に形成されるメニスカスから分散媒が蒸発すると、蒸発で失われた体積を補うため、毛管の左方から濃度一定に保たれた液体トナーが流入する。これにより解析領域内には、蒸発による液面低下速度とほぼ同じ程度のゆっくりした速度(v)で、蒸発面の方向へと向かう流れが生じる。一方、分散媒の蒸発で残された分散質成分(色材粒子)は、気液界面であるメニスカス表面に蓄積されてメニスカス近傍の分散質濃度を高める。そのため、フィックの法則により、液体トナーの流れと逆向きの方向に分散質の拡散が生じる。この場を支配する基礎方程式は、濃度 u の液体トナーが速度 v で流れる中の色材粒子に関する移流拡散方程式であり、次のように表わすことができる。

$$u / t = \text{div}\{D \text{ grad}(u) - uv\}$$

D :色材粒子の拡散係数[m^2 / s],
 u :色材粒子の濃度[体積分率],
 v :インクの流れ速度[m / s]

液体トナーの流れ速度 v は、1時間に数100 nmから数 μm程度の距離しか動かず、ほとんど結果に影響しないほどゆっくりであることが直ぐに分かる。そこで実際には速度 v を無視し、次の単純な拡散方程式を使うことにした。

$$u / t = \text{div}\{D \text{ grad}(u)\} \quad (5.1)$$

色材粒子の拡散係数 D は、次のアインシュタイン・ストークスの式から求められる。

$$D = \frac{T}{6 \pi a \eta_c} \quad (5.2)$$

:ボルツマン定数[J / K],
 T :温度[K],
 a :色材粒子の半径[m],
 η_c :液体トナーの粘性係数[$\text{Pa} \cdot \text{s}$]

この式(5.2)に含まれる液体トナーの粘性係数 η_c は、分散質の濃度 u の関数であり、固体の球状粒子を分散した液体では次の経験式がよく使われる。

$$\eta_c = \eta_0 / (1 - u / \phi_m) \quad (5.3)$$

η_0 : 分散媒の粘性係数 [Pa·s] ,
 ϕ_m : 定数

この式(5.3)は、分散質濃度 u が係数 ϕ_m の値に近づく(下方から漸近する)領域を、一般には適用外領域としている。しかし分散質濃度 u が係数 ϕ_m の値に近づくとき、粘性係数 η_c は急上昇して無限大へ(色材粒子の拡散速度はゼロへ)向かうので、近似として凝集状態をシミュレートするには都合が良い。そこで、分散質の凝集状態における体積充填率も係数 ϕ_m (通常は0.4が使われる)と同じ値と仮定し、式(5.3)を $0 \leq u \leq \phi_m$ の全領域に渡って使用することにした。拡散係数 D は式(5.2)と式(5.3)から、

$$D = (D_0 / 6 a^2) (1 - u / \phi_m) \quad (5.4)$$

さらに、分散媒液体の粘性係数 η_0 の温度特性は、次に示すアンドレードの式を使う。

$$\eta_0 = C_1 \cdot \exp(C_2 / RT) \quad (5.5)$$

C_1 : 1.27×10^{-6} [Pa·s] ,
 C_2 : 17703 [J/mol]

定数 C_1 と C_2 は、温度二点における分散媒の粘性係数の実測値から決定した。分散媒の粘性係数の温度特性を図5.3に示す。

以上より、場の支配方程式(5.1)は温度 T と濃度 u の関数で表現され、温度 T をパラメータとする分散質の濃度分布シミュレーションが可能になる。

5.2.3 気液界面における液体の蒸発(境界条件)

二つの長い円筒に挟まれて形成される毛管は、同じ断面構造が続く3次元形状となるので、解析はその横断面に関する2次元で行う。解析領域を囲む境界について図5.2を用いて説明する。境界

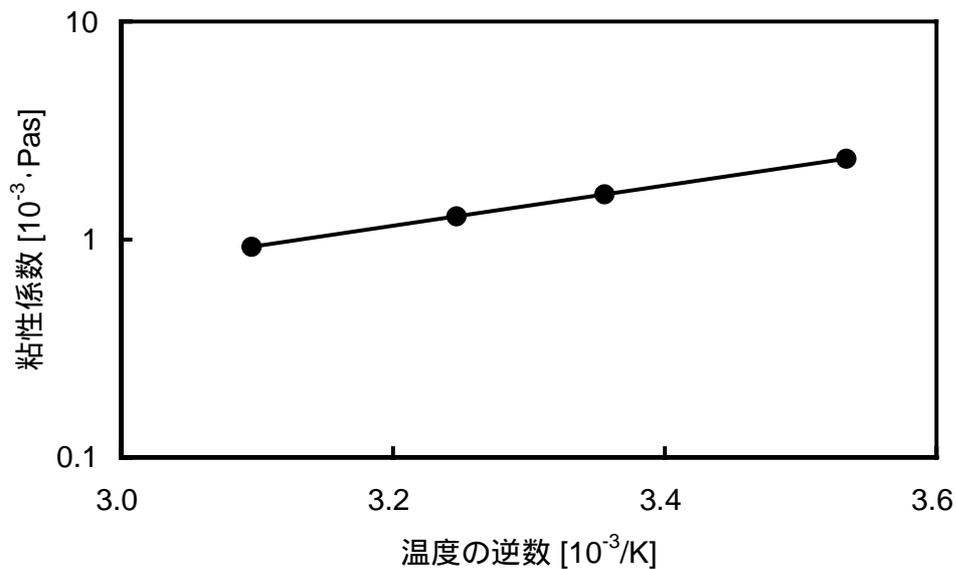


図5.3 温度に対する分散媒の粘度特性

は、液体トナー流入断面(a)、感光体ドラム表面(b)、絞りローラー表面(c)、メニスカス表面(d)の4つの面で構成する。したがって(a),(b),(c),(d)での境界条件が必要である。

- ・ 液体トナー流入面(a)：空間的に毛管領域よりもはるかに広い領域とつながり、液体トナーは連続していると仮定した。したがって、ここでは一定濃度であり、かつ、初期濃度である液体トナーが供給されるので、次のディリクレ型の境界条件を与える。

$$u = n_p \quad (5.6)$$

n_p : 分散質の通常濃度[体積分率]

- ・ 感光体ドラム表面(b)：ここは単なる壁であるから、自然境界条件とする。
- ・ 絞りローラー表面(c)：ここも単なる壁である。自然境界条件とする。
- ・ メニスカス表面(d)：分散媒の蒸発により分散質が残される気液界面である。見方を変えると分散質が発生する界面と考えることができる。単位面積、単位時間あたりに体積Jの分散質(色材粒子)が発生するとすれば、

$$J = (W / \dots) \{ u / (1 - u) \} \quad (5.7)$$

J : 分散質の発生体積速度[m / s],

W:分散媒の蒸発率[$\text{kg} / \text{m}^2 \text{s}$],
 ρ :分散媒の密度[kg / m^3]

と表現できる。分散質の発生体積速度Jを拡散係数Dで割ると、境界に垂直の方向へ濃度uを微分した関数と同じものになるので、分散媒の蒸発率Wを知ることができれば、式(5.7)はノイマン型の境界条件を与える。分散媒の蒸発率Wは、単位時間、単位面積あたりの蒸発量に関するラングミュア-クヌツセンの式³⁾⁻⁵⁾から、次の近似が導かれる。

$$W = (M / 2 \cdot RT)^{0.5} \cdot p \quad (5.8)$$

α :補正係数,
M:分散媒の分子量[kg / mol],
R:気体定数[$\text{J} / \text{K} \cdot \text{mol}$],
p:分散媒の飽和蒸気圧[N / m^2]

さらに、式(5.7)と式(5.8)から

$$J = C_3 \cdot \exp(C_4 / RT) \{u / (1 - u)\} \quad (5.9)$$

C_3 : $0.1392 [\text{m} / \text{s}]$,
 C_4 : $-42149 [\text{J} / \text{mol}]$

係数 C_3 と C_4 は、分散媒の蒸気圧の温度特性と、ある温度一点での蒸発体積速度(液面降下速度)の測定値から決定した。この式(5.9)により、気液界面におけるノイマン型の境界条件が、温度の関数として与えられる。式(5.8)と式(5.9)を使って逆算した分散媒の蒸発率を、蒸発体積速度(液面降下速度)に変換して図5.4に示す。また、解析に使う定数とパラメータと解析領域形状ファクターを、表5.1にまとめて示す。

ただし、ここで述べた蒸発の境界条件だけでは、境界における濃度が凝集濃度(0.4)に達した後、凝集濃度を超える領域が生成されるためにシミュレーションは破綻する。平坦な濃度分布の凝集層(一定濃度)が厚みを増加する過程をシミュレートするためには、非線形の処理が必要になる。本研究で用いた非線形処理の具体的内容については、ここでは触れず、【付録C】で説明する。

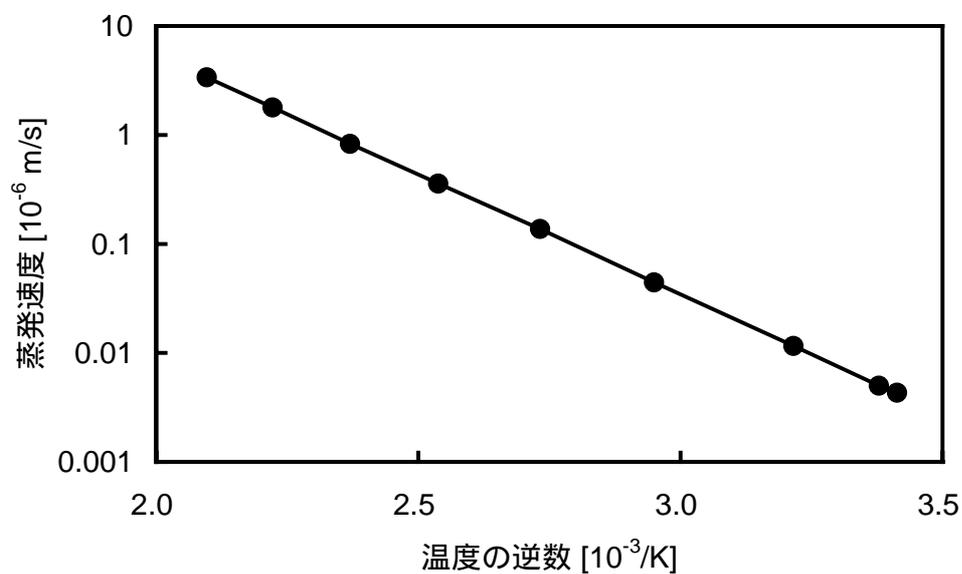


図5.4 温度に対する分散媒の蒸発速度特性

表5.1 計算に用いた数値

項目	記号	値	単位
ボルツマン定数		1.381×10^{-23}	J / K
気体定数	R	8.314	J / K · mol
温度	T	303	K
色材粒子含有量	n_p	0.01	
凝集状態における濃度		0.40	
色材粒子の半径	a	0.121	μm
液体の重量密度		767	Kg / m^3
液体の分子量	M	0.171	Kg / mol
式(5.5)の係数	C_1	1.27×10^{-6}	Pas
	C_2	17703	J / mol
式(5.9)の係数	C_3	0.1392	m / s
	C_4	-5069.4	K
感光体ドラムの半径		75	mm
絞りローラーの半径		8.5	mm
メニスカスの幅		31.66	μm
メニスカスの位置		159	μm

5.3 解析結果

シミュレーション結果の例を図5.5と図5.6に示す。これらの等高線図は、温度30 (303 K)における毛管内の色材粒子濃度分布が時間の経過とともに変化する様子を表している。また解析領域全体を表示すると分かりづらいので、図5.2の解析領域の第1象限(X、Yともに正)のうち、蒸発面であるメニスカス(右端)の近傍だけを切り出して表示した。図5.5からは、色材粒子の凝集(ほぼ濃

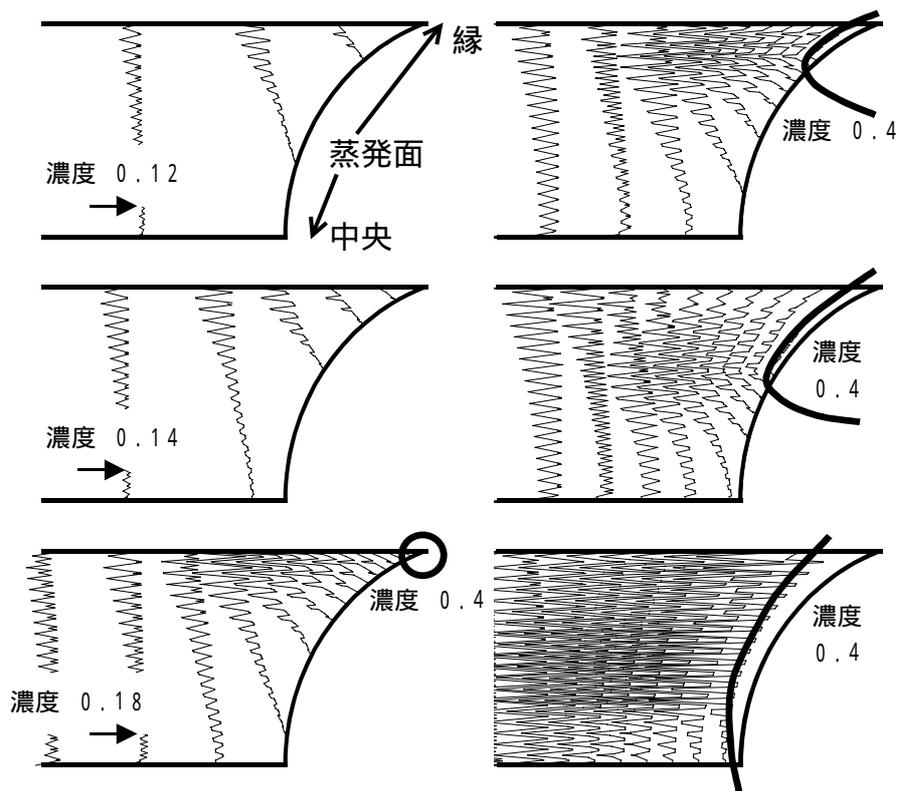


図5.5 メニスカス辺縁における分散粒子濃度分布の経時変化:

メニスカス縁から、幅は中心まで、深さは30 μm までを表示した。

温度は30 (303 K)。等高線間隔は濃度差0.02に対応する。

5時間15分後 ... メニスカス辺縁で濃度0.18

5時間30分後 ... メニスカス辺縁で濃度0.22

5時間45分後 ... メニスカス辺縁で凝集開始(濃度0.4)

5時間50分後 ... 太線内で凝集

5時間52分30秒後 ... 表面に沿って凝集が進行(太線内)

6時間00分後 ... メニスカス全表面が凝集

度0.4で一定の領域)が先ずメニスカスの縁から始まり、短時間内に液体表面全面を覆う様子を、また図5.6からは、表面を覆った凝集膜が、さらに深さ方向へと厚みを増加してゆく様子を知ることができる。参考として、濃度を等高線ではなく、Z軸として三次元表示した図を【付録D】に載せておく。

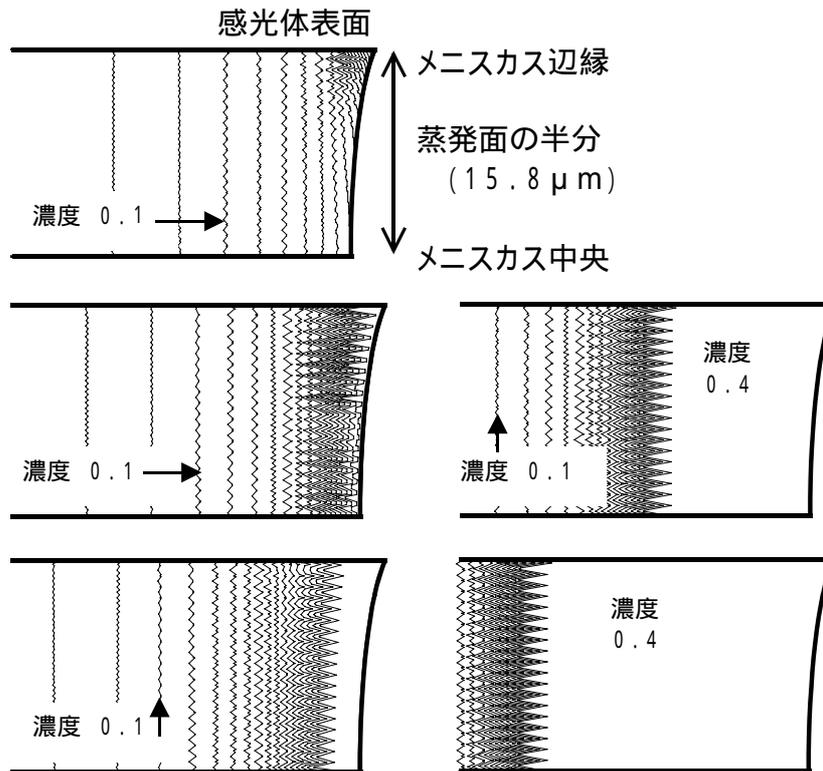


図5.6 毛管内の分散粒子濃度分布の経時変化:

メニスカス縁から、幅は中心まで、深さは150 μm までを表示した。

温度は30 (303K)。等高線間隔は濃度差0.02に対応する。

- 5時間45分後 ... メニスカス縁で凝集開始
- 6時間00分後 ... メニスカス全表面が凝集(濃度0.4)
- 6時間15分後 ... 深さ13 μm まで凝集が進行
- 7時間00分後 ... 深さ60 μm まで凝集が進行
- 7時間45分後 ... 深さ110 μm まで凝集が進行

初期濃度をパラメータとしたシミュレーション結果の中から、メニスカス縁(最も早く凝集を開始する場所)における濃度の時間変化だけをグラフにして図5.7に示す。グラフで濃度0.4に達した時間が

凝集を開始した時間に相当する。初期濃度が0.01上昇すると、凝集時間は、およそ0.7倍に短くなることが分かる。図5.8は、初期濃度0.01の場合のメニスカス縁とメニスカス中央の2点における濃度変化の比較である。初期状態から5時間45分後に縁部分で凝集が開始し、その10分後には、メニスカス全面が凝集膜で覆われる。

色材粒子の径をパラメータとして、やはりメニスカス縁部分の濃度の時間変化として表したグラフを図5.9に示す。粒径が2倍になると凝集時間は0.45倍に短くなることが確認できる。温度をパラメータとした結果を図5.10に示す。温度5度の上昇で凝集時間は0.66倍に短くなることが分かる。それぞれ初期濃度、粒径、温度をパラメータとした上の特性から、三つのパラメータともに色材粒子の気液界面での凝集に影響することがわかった。そこで、それぞれ単独ではなく複合的に増加した場合のグラフを図5.11に示す。

さらに、蒸発速度の速い分散媒に対するシミュレーションも行った。図5.12のグラフは、石油系分散媒の中でも水に近い蒸発速度特性(23 で比較した蒸発体積速度は、水の0.95倍)を持つ石油系の液体に関するシミュレーション結果である。今まで使用してきた液体に比べ、凝集時間は約20分の1に短くなる。将来、プロセス速度の高速化を目指すうえで、蒸発速度を速くしたいという要求は必ず検討項目に挙がると予想されるが、凝集が発生しやすくなることにも注意する必要がある。

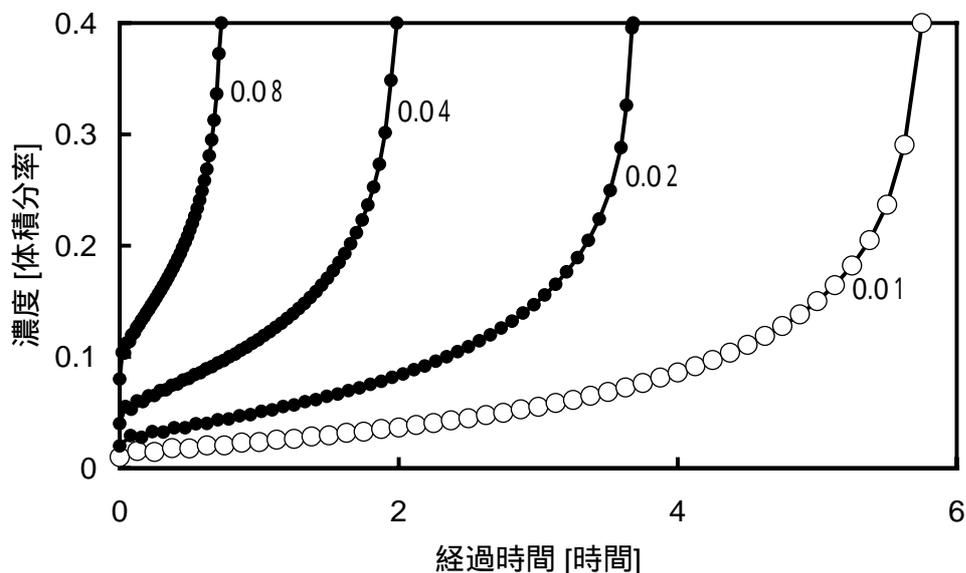


図5.7 初期濃度をパラメータとした、メニスカス辺縁における液体トナー濃度の経時変化：温度303K、粒径121nm、白丸は表5.1の標準条件

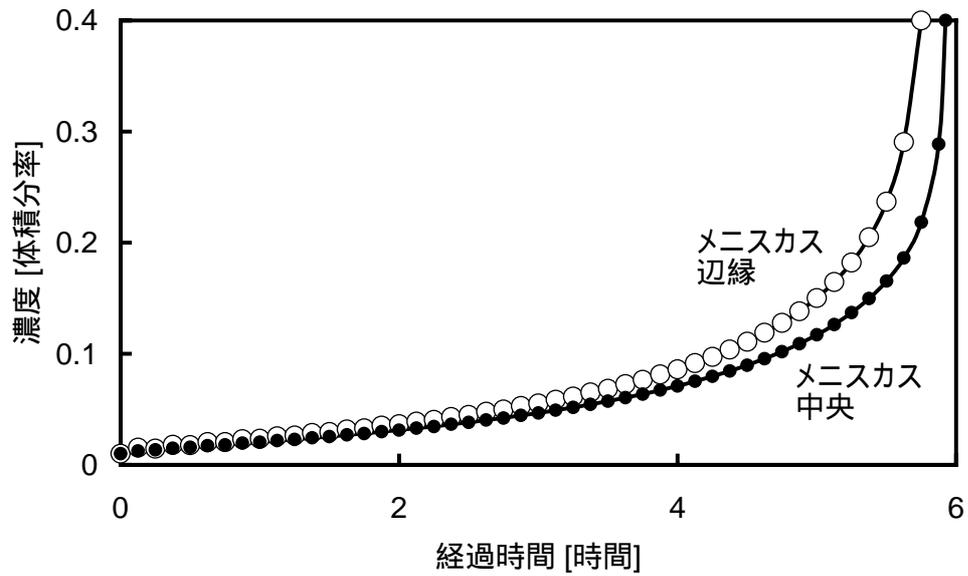


図5.8 メニスカス辺縁とメニスカス中央における液体トナー濃度時変化の比較：
初期濃度0.01、温度303K、粒径121nm

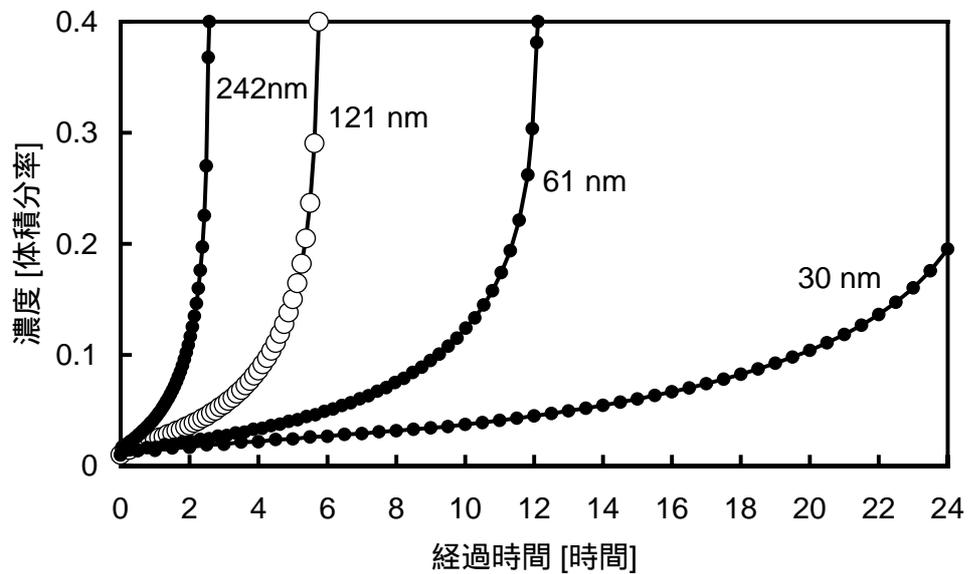


図5.9 粒径をパラメータとしたメニスカス辺縁における液体トナー濃度の
経時変化：初期濃度0.01、温度303K、白丸は表5.1の標準条件

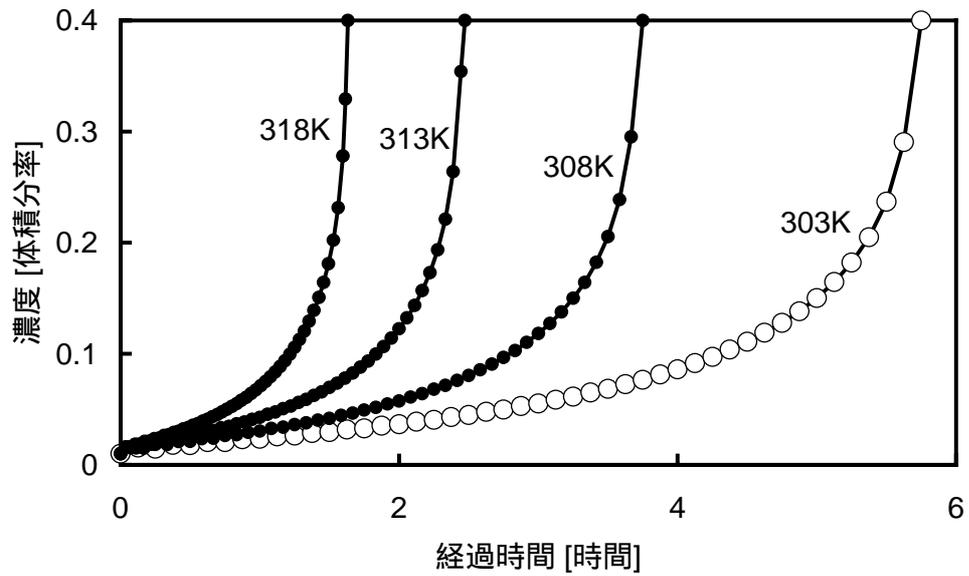


図5.10 温度をパラメータとした、メニスカス辺縁における液体トナー濃度の経時変化：初期濃度0.01、粒半径121nm、白丸は表5.1の標準条件

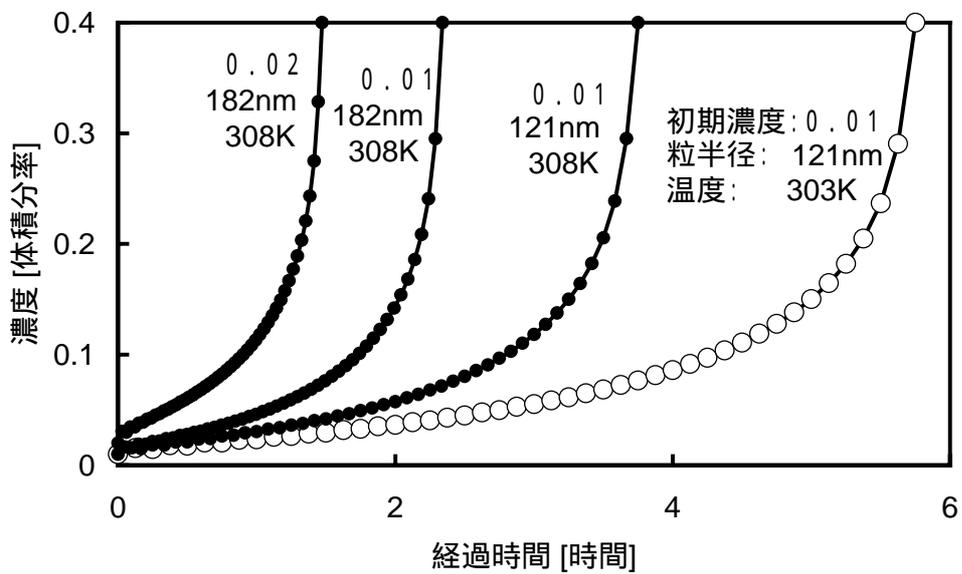


図5.11 初期濃度、粒半径、温度が複合的に変化した場合の、メニスカス辺縁における液体トナー濃度の経時変化：白丸は表5.1の標準条件

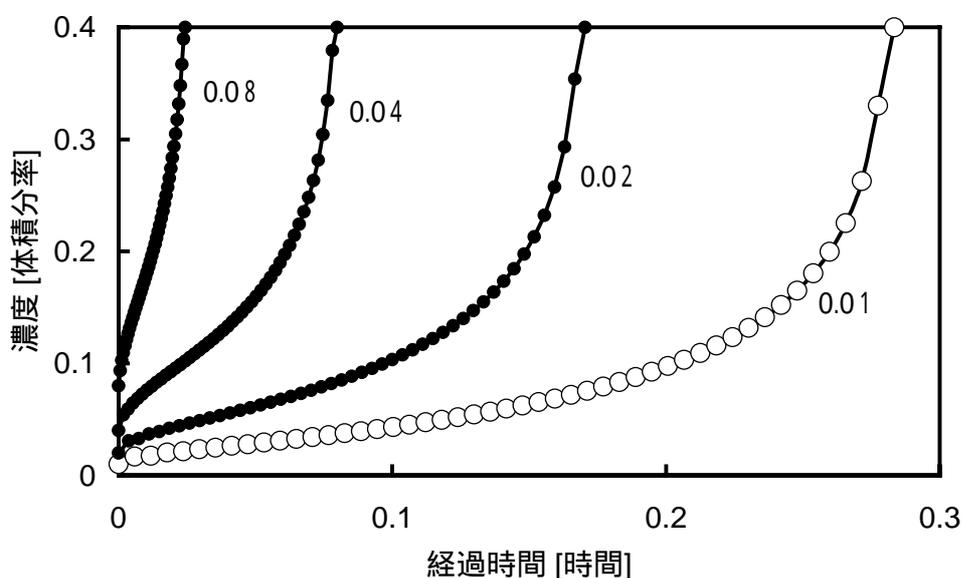


図5.12 蒸発速度の速い(水程度)石油系分散媒を用いた液体トナー濃度の経時変化: 粒径121nm、温度303K、パラメータは初期濃度

5.4 気液界面における凝集の考察

シミュレーション結果について考察する。濃度分布の時間変化を等高線図で表した図5.5からは、凝集が進行する速度を計ることができる。メニスカス周辺での変化を表した図5.5には、初期濃度から5時間45分後にメニスカス縁部分に凝集部分が現れ、その10分後にはメニスカス表面全体を覆い(図5.7参照)薄い膜の状態となる様子がシミュレートされている。図5.6によれば、凝集を開始した直後のしばらくの間、凝集膜が約 $1.1 \mu\text{m}/\text{分}$ ($64 \mu\text{m}/\text{時}$)の速さで厚みを増大させている。これは毎分、色材粒子(直径 $0.242 \mu\text{m}$)4.5個分くらいの厚みの層が凝集していくことに相当する。このように、凝集開始に至るまでの時間の遅さに比べ、凝集開始後の凝集領域の増大は意外な速さで進行する。またメニスカス辺縁から凝固する過程は、ファ(Hwa)⁶⁾が報告した塗料に関する凝固過程の観察結果と同じであった。これらの現象を、実験することなしに知ることができた。

シミュレーション結果から、各パラメータの影響力を比較することができる。初期濃度、粒径、温度をパラメータとした特性である図5.8、図5.9、図5.10を比較すると、およそ5度の温度上昇は、濃度0.01の増加、粒径1.5倍の増大に相当することがわかる。特に図5.8からは、粒径が(直径で)数10nm以下となれば、凝集時間はほとんど問題とならない程度に遅くなることが示される。これはイン

クジェットノズルに関する解析結果²⁾と同じ結果である。また、これら三つのパラメータが複合的に増加したときを示した図5.11からは、各々の増分は少なくとも、影響は掛算的に大きく現れることが分かった。

最後に防止方法について考察する。本章で予測した液体トナーの目詰まり現象は、高濃度になった液体表面部分の粒子の拡散速度が極端に遅くなるために起こる現象である。したがって気液界面で発生する凝集を阻止するには、粘性力が支配する毛管内の強制的な攪拌が効果的である。例えばインクジェット分野では、インクの吐出を起こさない程度の駆動を与え続ける揺動駆動という方法が使われている¹⁾。また、血管内における流体力学の研究分野では(心臓から送り出される)間歇流としての血液で発生する乱流の報告⁷⁾がある。また、血管内の乱流による攪拌の効果(酸素運搬効率の向上や、澱みでの血栓生成の抑制)について述べた報告⁸⁾もある。これらの研究は、毛管内に攪拌を与える課題に対して参考になると考えられる。

5.5 まとめ

液体トナー電子写真で使われる非接触絞りデバイスで、動作が休止するシーケンスがある場合に発生する目詰まり(分散色材の凝集)に関して、以下のことを明らかにした。

- ・ 分散媒が油性で、蒸発速度が遅い(水の約1/6の)液体であっても、通常の条件下で(6時間以内に)目詰まりを起こす。
- ・ その特性は、分散媒の蒸発速度と分散質の拡散速度に依存し、条件によっては数10分間で発生することもある。
- ・ 色材粒子凝集の防止には、顔料粒子の大きさを数10nm以下にすること、あるいは、常時毛管内に攪拌を与えることが有効である。

この章で使われた解析手法と得られた特性は、分散色材の凝集が非接触絞りデバイスの動作へどのように影響するか、影響するならばどうやって防ぐかを考えるための指針を与えるであろう。

【第5章の参考文献】

- 1) 片倉孝浩: “マッハジェットのマイクロドット化とマルチサイズドット技術”電子情報通信学会技術報告, EID98-183, pp.27-33 (1999-3).
- 2) 平原修三、南谷晴之: “顔料インク表面における凝集過程の解析,” 日本機械学会論文誌B 1 (現在査読中: 投稿受理日 2002-6-27)
- 3) M. Knudsen: "Die maximale Verdampfungsgeschwindigkeit des Quecksilbers," Annalen der Physik, Band 47, pp.697-708 (1915).
- 4) Z. Saary and P.L. Goff: "New Instrument to Measure Solvent Evaporation," Journal of Paint Technology, vol.45, no.583, pp.45-55 (August 1973).
- 5) T. E. Gilbert: "Rate of Evaporation of Liquids into Air," Journal of Paint Technology, vol.43, no.562, pp.93-97 (Nov. 1971).
- 6) Jesse C.H. Hwa: "Mechanism of Film Formation from Lattices Phenomenon of Flocculation," Journal of Polymer Science, part A, vol.2, pp.785-796 (1964).
- 7) 中野厚史、谷下一夫、吉川昭、山口隆美: “間欠流に発生する乱れ,” 日本機械学会論文誌B, vol.57, no.543, pp.67-74 (1991-11).
- 8) 山口隆美、中野厚史: “血管内に発生する乱流 - 病態的意義、測定、解析 - ”日本バイオレオロジー学会誌, vol.4, no.1, pp.11-20 (1990).

第6章

非接触絞りメニスカスの衝撃圧力への耐性

要約

非接触絞りのメニスカス(気液界面)には毛管力が働いているため、通常の動作環境では横溢や吐出が起こらない。しかし実用上、突発的な衝撃が加わる可能性も検討しておかなければならない。そこで、液体トナーにパルス性の圧力が加わったときのメニスカスから飛沫が発生する条件について、摂動法を用いて解析し、波数に対する波動成長速度の特性を導出した。さらに衝撃(圧力×時間)に対する飛沫発生特性へ変換し、衝撃圧力、毛管の深さ、液体の粘度、表面張力、質量密度をパラメータとして検討した。その結果、パルス性の衝撃圧力が3.49気圧未満であれば飛沫は発生せず、その限界圧力における持続時間が12.8 μ秒以下であれば飛翔しないことなどの予測が可能となった。

6.1 はじめに

第4章の解析によって、非接触絞りデバイスの毛管内に生じるメニスカスは、毛管力と運動流体圧力とのバランス状態にあり、安定な表面形状を持続し続けることが示された。しかしメニスカス表面の状態が、それだけで安定し続けるとは限らない。例えば、液体トナー電子写真プロセスを使うプリンティングシステムに、質量の大きな物体がぶつかる等の原因で、非接触絞りデバイスの毛管から液体トナーの飛沫が飛散する可能性がある。これは、メニスカスの縁を節とする波動がメニスカス表面(自由境界)で成長することに相当し、その運動はほとんど初期条件で決まる流体力学現象と考えられる。本章では、この衝撃力が加えられたときのメニスカス表面で波動が成長する条件とその特性を、摂動法を用いて理論的に解析する。また、飛沫飛散の防止方法を考えるための手段を提供する。

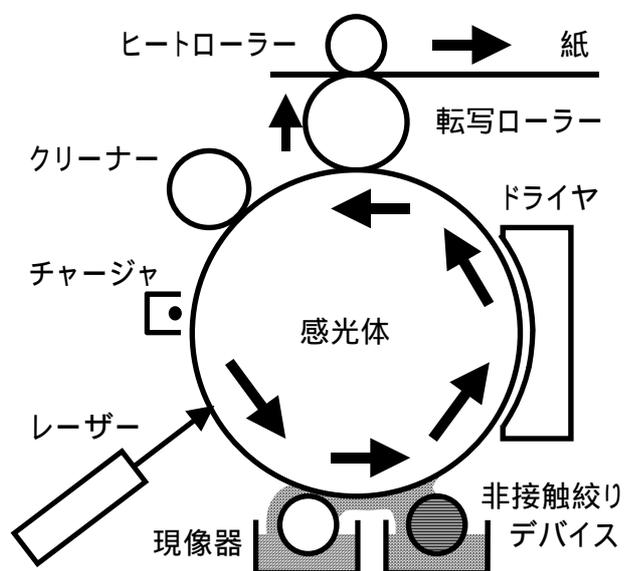


図6.1 液体トナー電子写真プロセスの非接触絞りデバイス

摂動法は量子力学や天文学の分野で精度の良い近似計算法として使われている。メルヒヤーとシュワルツ¹⁾は、この摂動法をマクスウェル・ファラディの応力が働く電気流体の解析に使用した。そこで使われた摂動展開手法を応用してツ(Y.O. Tu)²⁾は、インクが粘性オイル膜を押しつけて感光体上の静電潜像を現像する特殊な電子写真技術に関する解析をした。さらに斉藤孝一³⁾は、インク滴が静電気力で飛翔する静電型インクジェットの動作解析へと応用を拡げた。これらの摂動解析の手法は、特殊条件として電気力をゼロとしても成り立つとして、筆者はこの手法を圧力パルス型のインクジェットに適用し、吐出不良現象^{4), 5)}を解明するための解析に用いた⁶⁾。本章では、さらに同じ手法を、液体トナー電子写真で使われる非接触絞りデバイス内に形成される毛管に適用する。液体を吐出し

て飛翔させることが条件であったインクジェットとは逆に、液体の飛沫が飛散しない条件を求めることが本章の目的となる。

6.2 摂動法による液体トナーの運動開始過程の解析

6.2.1 モデル化と基礎方程式

本章では、毛管内の液体トナーの力学的問題に対して

- (1) 印加される衝撃圧力はパルス性とする
- (2) 二つのローラーの間に形成される毛管の断面を、長方形で近似する
- (3) 毛管内の初期圧力分布は直線近似(さらに摂動で補正)とする

という仮定を入れて、運動開始時点の摂動展開を行う。必要となる基礎方程式は、次の三つである。

・流体の運動方程式(ナビエ・ストークスの式)

$$\left\{ \left(\frac{\partial}{\partial t} \right) + u_1 \left(\frac{\partial}{\partial x_1} \right) + u_2 \left(\frac{\partial}{\partial x_2} \right) + u_3 \left(\frac{\partial}{\partial x_3} \right) \right\} u_i = \left(\frac{\partial \tau_{i1}}{\partial x_1} \right) + \left(\frac{\partial \tau_{i2}}{\partial x_2} \right) + \left(\frac{\partial \tau_{i3}}{\partial x_3} \right) \quad (6.1)$$

・連続の式

$$\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right) + \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right) + \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right) = 0 \quad (6.2)$$

・粘性流体の構成方程式

$$\tau_{ij} = -p \delta_{ij} + \left(\eta \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right) \quad (6.3)$$

ただし ρ , η , ρ_{ij} , $u_j(x_1, x_2, x_3, t)$, $p(x_1, x_2, x_3, t)$, τ_{ij} は、それぞれ流体の密度、粘度、応力テンソル、速度、圧力、クロネッカーのデルタ関数を表す。空気に対しては、これらを構成する関数や定数に対して、それぞれ文字の上に a を付けて液体と区別する。また、位置座標 x の添え字 i, j, k は 1, 2, 3 の任意の数字をとる三次元直交座標系の座標軸とし、液体トナーの運動方向を横切る断面方向の直交座標に x_1 と x_2 を与え、それらが張る平面に垂直(運動方向)の座標に x_3 を与えることにする。また x_1 と x_2 が張る平面内で等方的に成り立つ式については x_3 で表わす。

摂動法を導入するために図6.2のようなモデルを考える。毛管は、本来二つのローラー表面の曲面(点線で示した)に挟まれた隙間であるが、ここでは長さ b 、隙間幅 c の平行平板(実線で示した)形状で近似する。また毛管の表面(メニスカス)から距離 a 離れた前方に仮想的な媒体が存在するとし、その間は空気であるとする。毛管内部および毛管後方の液体トナー溜まりは液体トナーで満たされている。液体トナー溜まりおよびその境界とした液体トナー流入口には、駆動圧力 p_b が加わる。また、

液体トナー表面は部分球面(凸または凹)形状のメニスカスを形成し、表面位置での圧力 p_0 と力学的にバランス状態にある。この気液界面(自由表面)を $w(x_1, x_2, t)$ とし、次の三つの仮定をおく。

(1) 気液界面の変位量は小さい:

$$|x_3 - w(x_1, x_2, t)| \ll |a|, |b|$$

(2) 液体はニュートン流体とする: $\mu = \text{const.}$

(3) 空気の粘性係数は無視する: $\mu_a = 0$

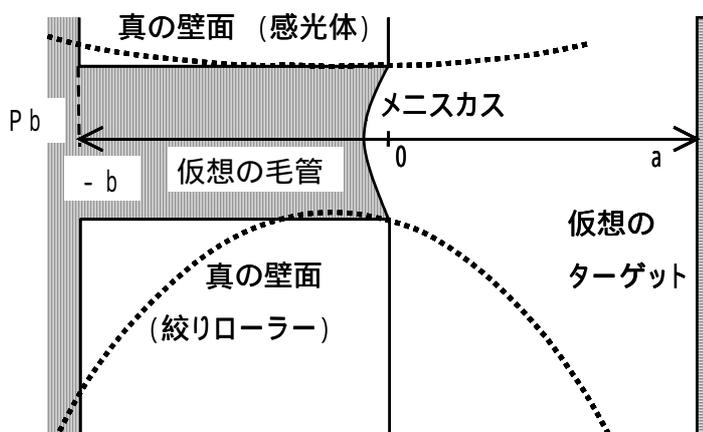


図6.2 計算用にモデル化した非接触絞りメニスカスと毛管

6.2.2 運動流体の線形化と摂動展開

液体の速度 $u_j(x_1, x_2, x_3, t)$ 、空気の速度 $u_j(x_1, x_2, x_3, t)$ 、液体の圧力 $p_j(x_1, x_2, x_3, t)$ 、空気の圧力 $p_j(x_1, x_2, x_3, t)$ のそれぞれに対し、線形化した x_3 だけの関数 $v_j(x_3), v_j(x_3), (x_3), (x_3)$ を与えるために次の関数 e を考える。

$$e = \exp\{nt + i(\alpha_1 x_1 + \alpha_2 x_2)\} \tag{6.4}$$

ただし、 $i^2 = -1$,

n : 波動の成長速度[1/sec],

α_j : 波数[1/m]

さらに、微小値を与える係数 ϵ を共通に掛け合わせて摂動とすれば、 u_j, u_j, p_j, p_j は次のように表わすことができる。

$$u_j(x_1, x_2, x_3, t) = u_{j0} + v_j(x_3) \epsilon \quad (6.5)$$

$$p(x_1, x_2, x_3, t) = p_b + \{(p_b - p_0) / b\} x_3 + (x_3) \epsilon \quad (6.6)$$

$$u_j(x_1, x_2, x_3, t) = u_{j0} + v_j(x_3) \epsilon \quad (6.7)$$

$$p(x_1, x_2, x_3, t) = p_0 + (x_3) \epsilon \quad (6.8)$$

摂動法の原理により『摂動の次数毎に恒等式を構成しなければならない』。したがって u_j, u_j, p_j, p_j を式(6.1)、式(6.2)、式(6.3)の全ての基本式に入れて展開し、 ϵ の1次項の係数をゼロと置くことにより、次の六つの式が得られる。

$$(d/dx_3)v_3(x_3) + i_a v_a(x_3) = 0 \quad (6.9)$$

$$(d/dx_3)v_3(x_3) + i_a v_a(x_3) = 0 \quad (6.10)$$

$$n v_3(x_3) = - (d/dx_3) (x_3) + \{(d^2/dx_3^2)v_3(x_3) - \omega^2 v_3(x_3)\} \quad (6.11)$$

$$n v_a(x_3) = - i_a (x_3) + \{(d^2/dx_3^2)v_a(x_3) - \omega_a^2 v_a(x_3)\} \quad (6.12)$$

$$n v_3(x_3) = - (d/dx_3) (x_3) \quad (6.13)$$

$$n v_a(x_3) = - i_a (x_3) \quad (6.14)$$

6.2.3 軸対称化と実数化

さらに続けて、代数的取り扱いを容易にするために

- (1) 添え字 $i = 3$ の軸を中心にした添え字 $i = 1, 2$ 方向への等方性を仮定し(：軸対称化)、
- (2) 波動の振幅(の増大/減衰)を表現する実数項だけの式を得る(：実数化)

という操作を、上の六つの式を基にして進めると、次の独立した四式が得られる。

$$n v_3(x_3) = - (d/dx_3) (x_3) \quad (6.15)$$

$$(d^2/dx_3^2) (x_3) - \omega^2 (x_3) = 0 \quad (6.16)$$

$$(d^2/dx_3^2) (x_3) - \omega^2 (x_3) = 0 \quad (6.17)$$

$$(d^2/dx_3^2)v_3(x_3) - (\omega^2 + n/\epsilon)v_3(x_3) = (1/\epsilon)(d/dx_3) (x_3) \quad (6.18)$$

6.2.4 境界条件と境界値問題の構成

記録媒体表面における空気の流れの境界条件

$$v_3(a) = 0 \quad (6.19)$$

を方程式(6.15)に入れることにより、

$$-(1/\eta)(d/dx_3) \tau_{33}(a) = 0 \quad (6.20)$$

液体トナーの表面(気液界面)における空気の流れの境界条件

$$v_3(0) = v_3(0) \quad (6.21)$$

を方程式(6.15)に入れることにより、

$$v_3(0) + (1/\eta)(d/dx_3) \tau_{33}(0) = 0 \quad (6.22)$$

の二式が得られる。この過程で、圧縮性流体である空気の流れ速度 $v_3(x_3)$ は消え、未知関数は v_3 , τ_{33} , τ_{13} の三つに減る。

液体トナー流入口($x_3 = -b$)では、一定圧力(p_b)であるから

$$\tau_{13} = -p_b \quad (6.23)$$

これを構成方程式(6.3)に適用し、摂動で展開する。

まず、添え字 $i = 3$ の場合

$$\begin{aligned} \tau_{33} &= -p_b \tau_{33} + \left(u_3 / x_3 + u_3 / x_3 \right) \\ &= -[p_b + \{(p_b - p_0) / b\} x_3] + e \left[- (x_3) + 2 (d/dx_3) v_3(x_3) \right] \end{aligned} \quad (6.24)$$

の1次の項だけを取り、圧力一定、つまりゆらぎが無い境界条件 $(-b) = 0$ を入れると

$$2 \quad (d / dx_3) v_3(-b) = 0 \quad (6.25)$$

が得られる。

次に添え字 $i = a(1, 2)$ の場合

$$\begin{aligned} a_3 &= -p_b \quad a_3 + (u_a / x_3 + u_3 / x_a) \\ &= e \cdot \{(d / dx_3) v_a(x_3) + i_a v_3(x_3)\} \end{aligned} \quad (6.26)$$

の1次の項だけを取り、 $x_3 = -b$ を入れ、

$$(d / dx_3) v_a(-b) + i_a v_3(-b) = 0 \quad (6.27)$$

連続の式から得られる式(6.9)の関係を入れ、 $(v_1^2 + v_2^2) = v^2$ を使ってまとめると

$$(d^2 / dx_3^2) v_3(-b) + v^2 v_3(-b) = 0 \quad (6.28)$$

が得られる。

液体と空気の界面は、6.2.1のモデル化で述べた $w(x_1, x_2, t)$ で表される曲面である。ここで、斎藤孝一³⁾が導入した手法(変分原理から導かれる面積最小化の条件)を使う。つまり

$$x_3 - w(x_1, x_2, t) = 0 \quad (6.29)$$

の恒等式的全微分をゼロとおくと

$$w / t = -u_1(w / x_1) - u_2(w / x_2) + u_3 \quad (6.30)$$

$$w = \{v_3(0) / n\} \quad e = \{v_3(0) / n\} \quad e \quad (6.31)$$

これを、気液界面における圧力の摂動展開に使い

$$\begin{aligned}
 & - (0) + (0) - 2 \left(\frac{d}{dx_3} \right) v_3(0) - \left\{ v_3(0) / n \right\}^2 \\
 & = - (0) + \left\{ (p_0 - p_b) / b - \right. \\
 & = 0 \qquad \qquad \qquad (6.32)
 \end{aligned}$$

が得られる。同様にして、気液界面におけるずり応力の摂動展開にを使えば

$$- \left\{ \left(\frac{d^2}{dx_3^2} \right) v_3(0) + \right. \qquad \qquad \qquad (6.33)$$

が得られる。

以上により、 $v_3(x_3)$ 、 (x_3) 、 (x_3) の三つの関数に必要な六つの積分定数に関わる六つの代数方程式が得られた。これをもう一度まとめて下に示す。

$$- (1 / n) \left(\frac{d}{dx_3} \right) (a) = 0 \qquad \qquad \qquad (6.20)$$

$$v_3(0) + (1 / n) \left(\frac{d}{dx_3} \right) (0) = 0 \qquad \qquad \qquad (6.22)$$

$$\left(\frac{d}{dx_3} \right) v_3(-b) = 0 \qquad \qquad \qquad (6.25)$$

$$\left(\frac{d^2}{dx_3^2} \right) v_3(-b) + \cdot v_3(-b) = 0 \qquad \qquad \qquad (6.28)$$

$$- (0) + \left\{ (p_0 - p_b) / b - \right. \left\{ v_3(0) / n \right\} - 2 \left(\frac{d}{dx_3} \right) v_3(0) = 0 \qquad \qquad \qquad (6.32)$$

$$- \left\{ \left(\frac{d^2}{dx_3^2} \right) v_3(0) + \right. \qquad \qquad \qquad (6.33)$$

6.2.5 微分方程式の解の想定

常微分方程式の解法から、式(6.16)、式(6.17)における (x) 、 (x) については指数型の解を仮定できるので

$$(x) = A \exp(x) + B \exp(-x) \qquad \qquad \qquad (6.34)$$

$$(x) = C \exp(x) + D \exp(-x) \qquad \qquad \qquad (6.35)$$

また (x) が式(6.34)のように定めれば、式(6.18)の右辺は強制項と考えることができるので、 $v(x)$ の一般解は特殊解との和をとって次のように仮定することができる。

$$v(x) = E \exp(x) + F \exp(-x)$$

$$- \left(\frac{\rho}{n} \right) \{ A \exp(-x) - B \exp(-x) \} \quad (6.36)$$

$$\text{ただし、} \quad \rho^2 = \rho_0^2 + \left(\frac{\rho}{n} \right) \quad (6.37)$$

6.2.6 積分定数に関する連立方程式の構成

六つの独立な境界条件方程式(6.20)、式(6.22)、式(6.32)、式(6.33)、式(6.28)、式(6.25)の順に、未定定数法で仮定した解の式(6.34)、式(6.35)、式(6.36)を代入すると、次の未定定数A, B, C, D, E, Fに関する6元の線形連立方程式が得られる。

$$- \left(\frac{\rho}{n} \right) \{ C \exp(-a) - D \exp(-a) \} = 0 \quad (6.38)$$

$$- \left(\frac{\rho}{n} \right) (C - D) - \{ E + F - \left(\frac{\rho}{n} \right) (A - B) \} = 0 \quad (6.39)$$

$$- C - D - 2 \left\{ (E - F) - \left(\frac{\rho^2}{n} \right) (A + B) \right\} + \left(\frac{\rho}{na} \right) \{ E + F - \left(\frac{\rho}{n} \right) (A - B) \} \cdot h = 0 \quad (6.40)$$

$$\rho^2 (E + F) - \left(\frac{\rho^3}{n} \right) (A - B) + \rho^2 \{ E + F - \left(\frac{\rho}{n} \right) (A - B) \} = 0 \quad (6.41)$$

$$\rho^2 \{ E \exp(-b) + F \exp(b) \} - \left(\frac{\rho^3}{n} \right) \{ A \exp(-b) - B \exp(b) \} + \rho^2 [E \exp(-b) + F \exp(b) - \left(\frac{\rho}{n} \right) \{ A \exp(-b) - B \exp(b) \}] = 0 \quad (6.42)$$

$$2 \left[\{ E \exp(-b) - F \exp(b) \} - \left(\frac{\rho^2}{n} \right) \{ A \exp(-b) + B \exp(b) \} \right] = 0 \quad (6.43)$$

ただし、hは次のような無次元圧力qと ρ の関数である。

$$h = \left\{ q / \left(\frac{\rho}{n} \right) \right\} - \left(\frac{\rho}{na} \right) \quad (6.44)$$

$$\text{ここで、} \quad q = (p_0 - p_b) a / \rho \quad (6.45)$$

6.2.7 特性方程式

上の連立方程式は1次の同次形で、定数項が無い。少なくとも六つの積分定数A, B, C, D, E, Fの全てが同時にゼロとはならない解を持つための必要十分条件として、文字式の係数で構成する6行×6列の行列式、すなわち特性方程式がゼロでなければならない。そこで、この文字式要素からなる特性方程式を展開して整理すると、次の多項式が得られる。

$$8(a)^3\{(a)^2 + (Sl)\}^{0.5}\{2(a)^2 + (Sl)\}\{1 - 1/\cosh(b)\cosh(b)\} - 2\{(a)^2\{2(a)^2 + (Sl)\}^2 + 4(a)^4\{(a)^2 + (Sl)\}\}\tanh(b)\tanh(b) + \{(a)^2(l^2 \cdot h) - \{l/\tanh(a)\}(Sl)^2\} [\{2(a)^2(Sl)\}\tanh(b) - 2(a)\{(a)^2 + (Sl)\}^{0.5}\tanh(b)] = 0 \quad (6.46)$$

ただし、 $l^2 = a^2 + (n/l)$ (6.47)

$$l^2 = (a/l^2) \quad (6.48)$$

$$S^2 = (n^2 a^3 / l) \quad (6.49)$$

とおき、無次元波数 a 、無次元波動成長速度 S 、無次元粘度 l の3個の無次元数で表される式へ変換した。式(46)により、 a を変数 (l と q をパラメータ) とする S の特性が計算できる。

6.3 衝撃圧力に対する非接触絞りメニスカスの応答

計算に使用した標準的な物性値と条件を表6.1に示しておく。各計算にてパラメータとして指定した以外の数値は、全てこの表の値とする。

表6.1 計算に用いた数値

項目	記号	値	単位
液体の表面張力		0.0259	N/m
液体の粘性係数		0.00161	Pa s
液体の重量密度		767	kg/m ³
空気の重量密度		1.21	kg/m ³
空気層の厚み	a	1000	μm
毛管の長さ	b	954	μm
毛管の幅	c	31.66	μm
飛散波数(ゼロ次の固有値)		99230	1/m
飛散限界圧力		353624 (3.49)	Pa (気圧)

図6.3は、印加圧力をパラメータとして式(6.46)を用いて計算した、波数()に対する波動成長速度(n)の特性である。この特性には次のような特徴が見られる。

- ・ 波数の高域側で急峻なカットオフ特性を有する。
- ・ 圧力の増加につれて、カットオフ波数と波動成長速度の両方ともに増加する。

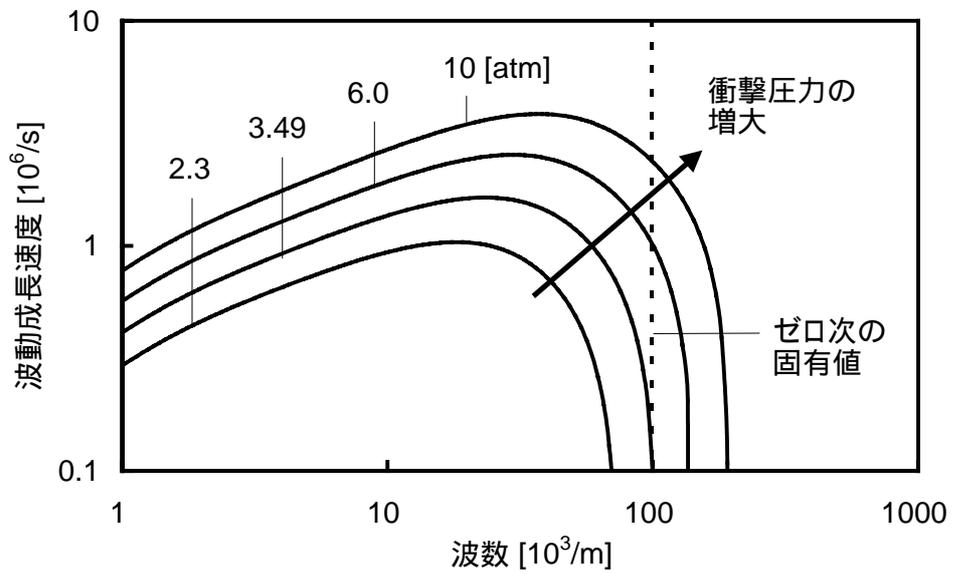


図6.3 衝撃圧力の強さをパラメータとする波数対波動成長速度特性：
(曲線下方が飛沫飛散領域、曲線上方が飛散無し領域)

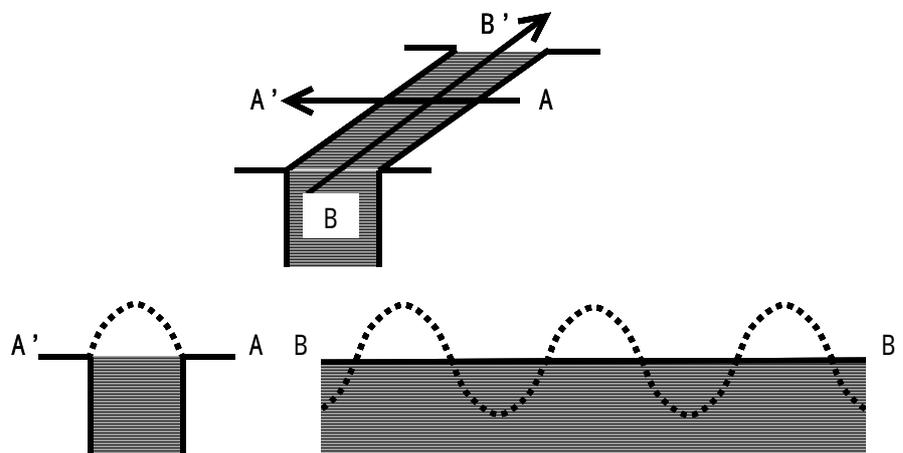


図6.4 基本波数の概念図：メニスカス横断面(A - A')のギャップ間距離を半波長とする波動は、式(6.50)において $N = 0$ の場合に相当する。

また、非接触絞りメニスカスにおける初期運動開始時の波数は、ローラー表面からの粘性抗力とメニスカスの幅($c = 31.66 \mu\text{m}$)に規制される。したがって、次に示す波数しか存在できない。

$$= 2(N + 0.5) / c \quad (6.50)$$

$N: 0, 1, 2, \dots$

メニスカスの幅に対する基本波数は、図6.4に示したゼロ次($N = 0$)の $99.23 \times 10^3 [1/\text{m}]$ である。図6.3からわかるように、この波数の波動が成長するのは、 3.49 気圧($353624 [\text{Pa}]$)以上の衝撃圧力が加えられたときである。この限界圧力を越えた条件で成長する波動の特性が、式(6.50)で表される波数(横軸)に対する波動の成長速度(縦軸)の値よりも大きければ、波動は成長しない。波動の成長速度の逆数(割る2)は、衝撃圧力の持続時間あるいは音波バーストの半波長を与える。そこで以降は、衝撃圧力の強度を横軸、持続時間を縦軸とした特性で表現する。図6.5、図6.6、図6.7、図6.8には、それぞれ毛管深さ、粘度、密度、表面張力をパラメータとした衝撃圧力に関する強度対持続時間の特性を示した。曲線の上側が飛沫の飛散する領域、下側が飛沫の飛散しない領域を表している。

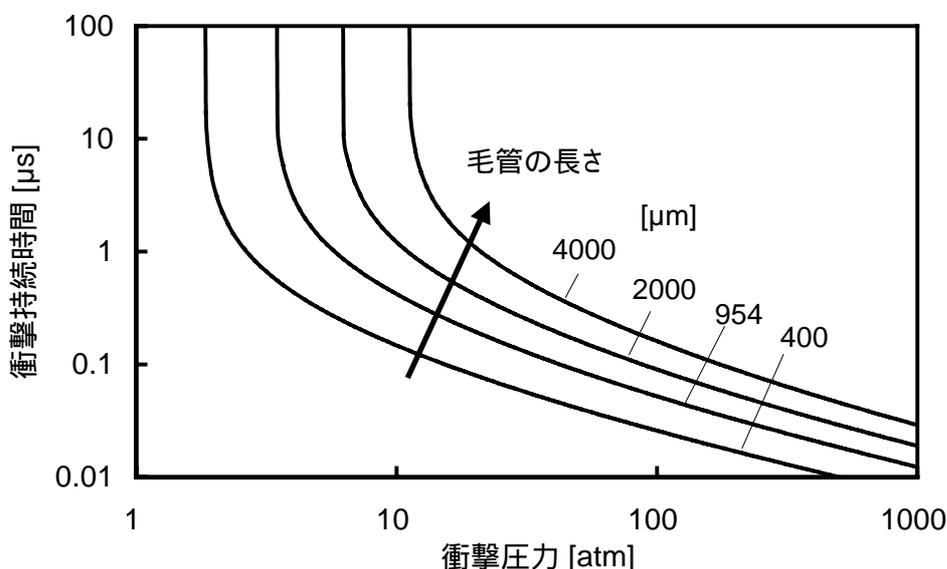


図6.5 毛管の長さをパラメータとする衝撃圧力対持続時間特性:
(曲線上方が飛沫飛散領域、曲線下方が飛散の無い領域)

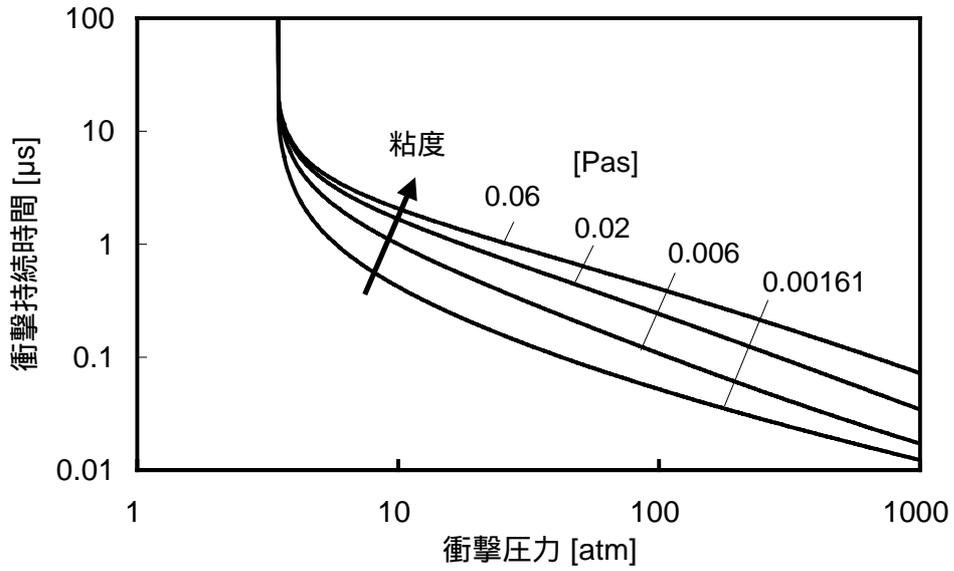


図6.6 液体の粘性係数をパラメータとする衝撃圧力対持続時間特性：
(曲線上方が飛沫飛散領域、曲線下方が飛散の無い領域)

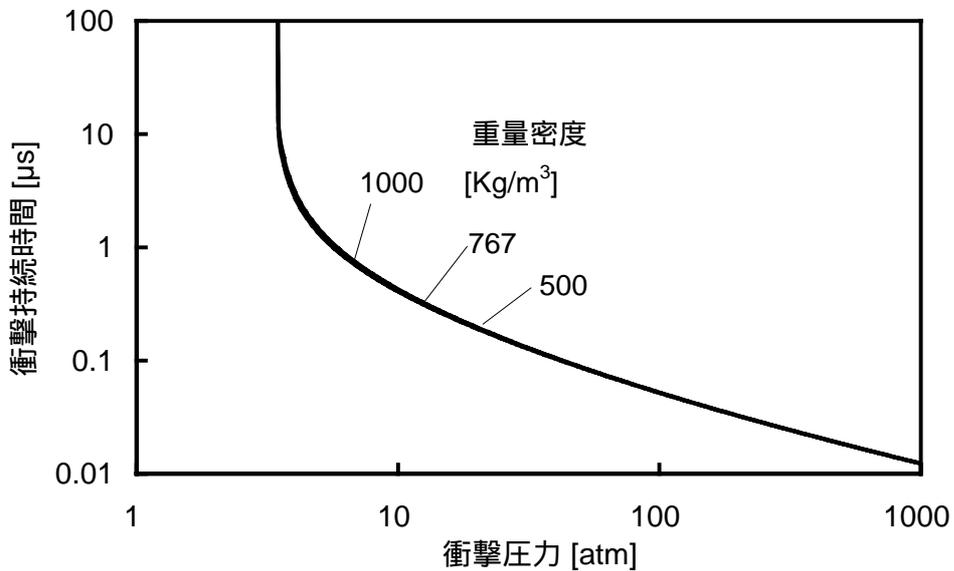


図6.7 液体の重量密度をパラメータとする衝撃圧力対持続時間特性：
(曲線上方が飛沫飛散領域、曲線下方が飛散の無い領域)

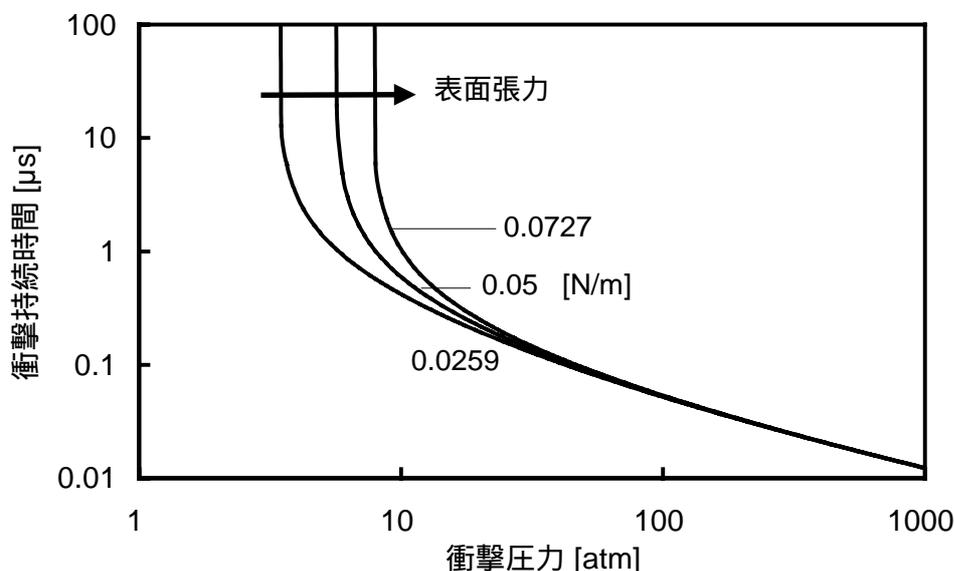


図6.8 液体の表面張力をパラメータとする衝撃圧力対持続時間特性：
(曲線上方が飛沫飛散領域、曲線下方が飛散の無い領域)

6.4 液体トナーの飛沫が飛散する条件の考察

解析結果である図6.5から図6.8までの特性から以下のことが分かる。

- ・ 毛管長さ(c)が長いほど、飛沫飛散は起こり難い。
- ・ 液体の粘度()が増大するほど、飛沫飛散は起こり難い。
- ・ 液体の密度()の変動は、飛沫飛散の特性に何も影響を与えない。
- ・ 表面張力()が増大するほど、カットオフ圧力も上昇する。

図6.5のグラフは、毛管長さが長くなるほど粘性抗力が大きくなることから、予想のつく結果である。したがって精度の良い計算結果を得る必要が有る場合には、ローラー間に形成される毛管の断面を長方形で近似したための誤差を評価する必要がある。また図6.6によれば、粘度の増加は飛沫飛散を起こりにくくさせるという特性を示しているが、カットオフ圧力には影響がないという特徴が見られる。それに対して図6.8からわかるように、インクの表面張力の増大はカットオフ圧力を上昇させて、飛沫飛散を起こりにくくさせる特性を示しているが、時間方向へのシフトは無いという特徴が見られる。

以上に示したとおり、本章で求めた特性式(6.46)を用いることにより、非接触絞りデバイスのメニスカスから液体トナーの飛沫が飛散する条件を、様々なパラメータに対して見積もることが可能になっ

た。また、この式から液体トナーの飛沫が飛散しない限界を知ることができ、非接触絞りデバイスの改良や新規設計に対して、飛沫飛散対策のための設計指針を与えることができるようになった。

6.5 まとめ

液体トナー電子写真で使われる非接触絞りデバイスで、二つのローラーの間に形成される毛管のメニスカスから液体の飛沫が飛翔する現象を解析し、特性式(6.46)を導いた。

その特性の考察により、

- ・ 通常の条件で、3.49気圧以下の衝撃圧力ならば、飛沫飛散は起こらない。
- ・ 毛管長さが長いほど、飛沫飛散は起こり難い。
- ・ 液体の粘度が増大するほど、飛沫飛散は起こり難い。
- ・ 液体の密度の変動は、飛沫飛散の特性に何も影響を与えない。
- ・ 表面張力が増大するほど、カットオフ圧力も上昇する(飛散し難くなる)。

ことが明らかになった。

本章で導かれた特性式(6.46)により、液体トナーの飛沫が飛散する条件を見積もることができる。また、非接触絞りデバイスの設計に対して、飛沫飛散対策のための指針を与えることが可能になった。

【第6章の参考文献】

- 1) J. R. Melcher and W. J. Schwarz Jr.: "Interfacial Relaxation Overstability in a Tangential Electric Field," The Physics of Fluids, vol.11, no.12, pp.2604-2616 (1968).
- 2) Y.O. Tu: "Theory of Liquid Ink Development in Electrophotography," IBM Journal of Research and Development, pp.514-522 (1975-11).
- 3) 齊藤孝一: "静電吸引型スリットジェット of 動作理論," 画像電子学会誌, vol.17, no.4, pp.185-193 (1988).
- 4) 片倉孝浩: "マッハジェット of マイクロドット化とマルチサイズドット技術," 電子情報通信学会技術報告, EID98-183, pp.27-33 (1999-3).
- 5) 平原修三、南谷晴之: "顔料インク表面における凝集過程 of 解析," 日本機械学会論文誌 B 1 (現在査読中: 投稿受理日 2003-6-27)
- 6) 平原修三、南谷晴之: "顔料インク表面 of 凝集がインクジェット特性に与える影響," 日本機械学会論文誌 B 1 (現在査読中: 投稿受理日 2003-7-4)

第7章

結論と展望

7.1 本研究のまとめ

主題『液体トナー電子写真における分散粒子とマイクロ流体に働く力学的作用の研究』による研究成果を、以下に要約する。

第2章(タイトル: ずり応力と弾性体を利用する転写過程の解明)では、従来に無かった概念の新技术であるシアリング転写の動作原理が、主に、ゴムの弾性力と摩擦力の作用であることを明らかにした。材料の表面エネルギーの影響を受けやすい粘着力やタック力とは異なる力を使うため、ほぼ100%の転写効率が、安定して得られる。また、ローラーに挟まれたニップ領域内で転写が完了するため、同極性帯電粒子の反発力は作用する機会が少ない。これらの理由により、従来方法による転写行程の欠点であったボケなどの画質劣化を生じないことが分かった。

第3章(タイトル: 感光体上トナーの液体含有量と100%転写条件との関係)では、シアリング転写で100%の完全な転写を得る条件として、なぜ凝集トナーの中に5%から15%程度の液体の含有が必要なのか、その理由を追求した。そして、この範囲の含有液体が全ての粒子間にブリッジを形成するのに必要な量であり、それにより生じる凝集力は外部から加えられるずり応力に耐える強さであることを明らかにした。シアリング転写を可能にする要素の一つは、トナーに働く液体の凝集力であり、その基は液体ブリッジ、さらに遡れば表面張力の作用であることが分かった。

第4章(タイトル: 非接触のローラーで余剰液体を絞る装置の原理)では、従来から使用されながら不明であった非接触絞りデバイスの動作原理を流体力学的アプローチにより解析した。その結果、絞りローラーが絞り効果を発揮する速度範囲は、メニスカスの表面張力圧力と流体力学的負圧が安定にバランスする条件内であることが明らかになった。理論的に導いた特性式は、実験結果とよく一致するので、今後の最適化や性能向上のための設計指針となることが期待できる。

第5章(タイトル: 非接触絞りローラーのギャップ内目詰まりの解析)では、攪拌のない静止状態の液体トナーが、絞りローラー間のギャップで凝集を発生する可能性を指摘した。気液界面での凝集の特性は分散媒の蒸発速度と分散質の拡散速度の関数であり、初期濃度が高いほど、色材粒子が大きいほど、また、環境温度が高いほど早く起こりやすい。大きさが数10nm以下の色材粒子は、拡散速度が速いため、凝集を起こさないと予測される。

第6章(タイトル:非接触絞りメニスカスの衝撃圧力への耐性)では、偶然の衝撃により絞りローラーのギャップ間から液体の飛沫が飛び散る条件を、摂動解析を用いて明らかにした。飛沫飛散の閾値は、毛管の長さや液体の粘度と表面張力をパラメータとし、衝撃圧力とその持続時間を変数とする関数で表わされる。衝撃圧力が3.49気圧以下の場合、その持続時間に関わらず飛沫の飛散はない。

以上を、さらに短くまとめれば以下ようになる。

液体トナー電子写真に使われる二つの過程、電界力を使わずにトナーの100%転写を実現する『シアリング転写』と、余剰液体を非接触状態のローラーで絞り取る『非接触絞りデバイス』のメカニズムを解明した。この二つの過程とも、マイクロ領域における液体特有の毛管力を利用して力学的効果を発揮する方法であることが分かった。また気液界面における分散液体の凝集や、気液界面からの飛沫飛散に関する特性も明らかにした。

7.2 画質の観点からのまとめ

液体は表面張力の作用、すなわち表面エネルギー(表面積)を最も少なくする形に自らを変形させる作用があるため、構造的骨格があればその凹凸を埋め、無ければ丸くなる。したがって本質的に画像ノイズの高周波成分を抑制する効果を持っている。また画点サイズで液体自身の形を整える作用は、複数画点にまたがって生じる低周波成分の画像ノイズ(これが人間の目に大きく影響する)も抑制する。以上のように、液体トナーが粉体トナーよりも有利な点の一つは、その物理的性質に由来するものである(図7.1)。

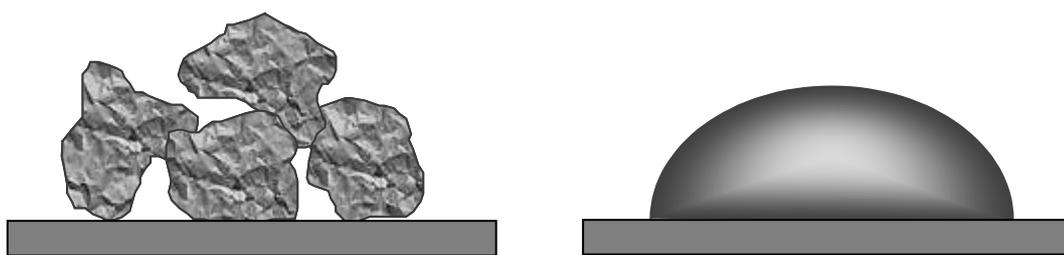


図7.1 乾式プロセス(左)と湿式プロセス(右)のノイズ要因比較の概念図:

液体は連続体として振る舞い、凝集力が強く、低ノイズである。

液体の表面張力の一側面である毛管力もまた液体特有のノイズ低減作用を与えることが、本研究から明らかになった。第2章と第3章の結論によれば、液体トナーで現像された画像は、同極性の帯電粒子間の反発力にも転写行程の中での強いずり応力にも耐え、分断せずに強い凝集を保っている。

そして、それらの凝集力は毛管力である。したがって凝集力が働く湿式プロセスと凝集力が働かない乾式プロセスとの違いが、本研究により明確に示された。つまり、乾式プロセスではトナー自身の静電的反発力による飛散が原因で、画像のボケや中抜け、地汚れなどを発生^{1), 2)}するが、湿式プロセスでは液体自身の凝集力が、逆に画像ノイズを低減する作用として働いている。

さらに第4章の結論によれば、非接触絞りデバイスは、毛管内に生じるメニスカスへ積極的に(流体力学的な)負圧を付与し、液体特有の作用を巧みに利用するデバイスであることがわかった。現像後の液体を絞る方法は、他にも様々な方法が考えられる。しかし、画質に悪影響を与えない方法として、非接触絞りは最も容易に実現できる方法である。乾式プロセスでは、現像中に磁気ブラシやローラーなどの固体を擦りつける方式が多いため、筋状の画像ノイズが発生しやすく、また、静電的反発力によりトナーの飛散も発生する。一方、湿式プロセスでは、感光体表面を擦る力はソフトで均一な液体の粘性抗力であるため、画像ノイズが発生しにくい。また、強い衝撃が加わらない限り飛沫の飛散も発生しないことが第6章で明らかにされた。それだけでなく、現像後の液体トナー集積体は、メニスカスの負圧を凝集力の形で保存して絞りデバイスから出てくる。上で述べたように、毛管力が様々な形で画質劣化抑制に作用していることが、本研究によって示された。

以上をまとめると、

- ・ この研究全体に関係する力は表面張力である。
- ・ 表面張力は、画点を丸くする作用により画像ノイズを減らす性質を持っている。
- ・ 表面張力の一形態である毛管力は、トナーに凝集力を与え、トナーの飛散を抑止する。
- ・ 本研究により、液体トナー電子写真の画質の良い理由が、より明確になった。

7.3 本研究の課題と今後の展開

7.3.1 本研究の課題

乾式プロセスの開発には長い時間と膨大な労力が費やされたことを考えれば、湿式プロセス技術の蓄積ははるかに少ないと言ってよく、実際、開発すべきことは多く残されている。しかし、現在では計算機により効率よく、早く開発を進める手段がある。今後の開発を支えるための解析やシミュレーションの役割は重要であり、また、計算機の助け無しでは開発のスピードは大幅にダウンすると言っても良い。

本研究で明らかにした現象や課題の他にも、まだ次のような解析すべき対象が考えられる。例えば、非接触絞りの行程では、現像トナー粒子に働く静電力やファンデルワールス力と流体との力関係、感光体ドラムや絞りローラーの回転遠心力による飛散と回転速度限界との関係、絞り限界速度

を決めると予想される速度に対する後退接触角の特性、速度により変化するメニスカス形状のシミュレーションなどである。本研究では触れなかった乾燥行程では、乾燥用風量と蒸発速度の関係、乾燥用の風の流れと、そのずり応力がトナー画像に与える影響、大気中を拡散する蒸発液体のシミュレーション、蒸発液体回収方法と凝縮効率の計算などが考えられる。また、シアリング転写の行程では、現像トナー粒子と静電力やファンデルワールス力、摩擦との関係、クリーナレス化プロセスへの指針、ずり応力と凝集トナーの断裂限界との関係(破壊の理論)、ゴムの変形限界と応力限界(寿命の予測)などがある。さらに、これも本研究では触れてない定着の行程では、弾性体の性質と紙への溶融粘着効率の関係などが考えられる。

上で述べた以外にも、液体トナー電子写真技術に必要な解析テーマは、まだ多く残されている。本研究に止まらず、さらに計算機応用を追求する必要がある。

7.3.2 新しいプリンタ技術

湿式プロセスの利点の一つは、トナー飛散が起きにくいことであった。乾式プロセスで使用する粉体トナーは、大きなブロックを粉砕して作られる粉砕トナーが主流である。粉砕トナーは、その形状はもちろん不定形であり、その大きさも不ぞろいで幅の広い粒径分布を示す。したがって、その中には必ず細かい粒子が含まれる。空中に浮遊する $7\ \mu\text{m}$ 以下の微粒子が呼吸器に入ると一部は排出されずに沈着するという説もあるが、その影響に関する調査研究の結果はまだ不明である^{3), 4)}。乾式プロセスで発生する空中へのトナー飛散に対する安全基準が、近い将来、厳格化することも予想される。

本研究の第2章でそのメカニズムが解明されたシアリング転写は、5%から15%程度の液体の存在により、100%転写の性能を発揮することが第3章で示された。したがって、現像後の粉体トナー画像に少量の液体(水であればさらに良い)を含ませる過程を介在させてシアリング転写過程へ進む、トナー飛散の少ない乾式プロセスが考えられる。もちろん飛散トナーは転写過程だけから生じるわけではないが、少なくとも転写以降の過程での飛散を防ぐことができる。転写以降の画質劣化も防ぐことができる。この半湿式ともいえるプロセスは、安全性や対環境性に優れ、画質も良いプリンタの一つのモデルとして、今後チャレンジしたい研究題材の一つである。

7.3.3 マイクロフルイデクスへの展開

本研究で扱った対象は、マイクロサイズ領域の流体と分散粒子である。本研究で解明されたマイクロサイズ領域における物理現象、あるいはそれらの解析に使われた手法は、プリンティング技術分野に留まらず、新たな応用展開の可能性を期待させる。例えば、第2章と第3章で解析をおこなったシア

リング転写は、マイクロサイズの微量の試料を無駄なく確実にハンドリングする方法(マイクロマテリアルトランスファー)として、様々な応用の可能性が考えられる。

また第4章における研究では、気液固三相が会合する問題を扱った。気液固の三相が会合する状態は、例えば、高速化するために空気流を利用する集積マイクロ流体システム^{5)・7)}で生じる。広範な速度レンジに対する前進接触角の特性はR. Hoffman⁸⁾によって測定されている。ただし後退接触角についての広い速度レンジにわたる測定の報告は無い。これ以外にも様々な分野や状況で現われる現象でありながら、その基本的特性は未知であり、物理的解釈も不明である。固体表面を移動する気液界面の速度と接触角との関係は、今後の研究で明らかにすべき課題の一つと考えている。

第5章の研究では、気液界面から分散媒だけが蒸発することにより、キャピラリー内に濃度勾配が発生し、その濃度勾配の形と経時変化は液体トナーの初期濃度と粒子の大きさと温度の関数であることがわかった。言わば、粒子だけ堰き止められた移流拡散が作る濃度勾配である。この現象を使うと分散粒子(非帯電粒子でもよい)のサイズの同定や分離、反応前の濃度管理や一定濃度試料の供給、自由な濃度制御などがマイクロ流体システム内で可能になる。気液界面での蒸発は、分散質が通過しないようなフィルタを通して分散媒を強制的に吸引する方法に置き換えてもよく、また、温度拡散も交流電界による強制的な拡散方法に置き換えてもよい。このように移流速度と拡散速度の両方を制御可能とすれば、プログラミングされた集積層を形成するなどの高機能化や、集積層形成速度を向上させる高性能化などの発展が考えられ、広い応用が期待できる。

第6章の研究では、マイクロ流体サイズの自由界面が存在する場合、どれだけ対衝撃耐性があるか計算する手法を提供した。感覚的にはマイクロ流体システムのサイズでは、飛沫の飛散は相当強い衝撃でなければ起こらないはずである。その限界がどの程度になるかを数値として知ることができるので、マイクロ流体システムの設計に欠かせない計算ツールの一つになるであろう。

以上のように、本研究から、マイクロサイズ領域の粒子と流体を扱うための多くの知見が得られた。これらの知見はマイクロフルイデクスに新たな視点からの応用を付加するものであり、また新規のマイクロ流体システム開発に役立つものと考えている。

【第7章の参考文献】

- 1) N. Nakayama and H. Mukai: "Numerical Simulation of Electrostatic Transfer Process Using Discrete Element Method," Proceedings of Pan-Pacific Imaging Conference/ Japan Hardcopy'98, pp.261-264 (July 1998)
- 2) 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," 富士ゼロックステクニカルレポート, no.12, p.103 (1998)
http://www.fujixerox.co.jp/randd/12/2_nakaya/tr101j.html
- 3) 明星敏彦: "微小粉塵粒子の健康影響と呼吸保護," 第4回日本画像学会・静電気学会ジョイントシンポジウム「トナー帯電とその技術的課題・展望」論文集, pp.65-70 (July 2002).
- 4) 神山宣彦: "微粒子吸入による健康影響," セラミックス, vol.29, no.2, pp.111-117 (1994).
- 5) D. Huh, A. H. Tkaczyk, H. H. Wei, J. B. Grotberg, and S. Takayama: "Towards Portable Flow Cytometry: Study on the Use of Air-Sheath-Based Volume-Efficient Two-Phase Microfluidic Systems," Proceedings of the Second Joint EMBS/BMES Conference, IEEE, pp.1642-1643 (Oct. 2002)
- 6) D. Huh, Yi-Chung Tung, H. H. Wei, J. B. Grotberg, S. J. Skerlos, K. Kurabayashi, and S. Takayama: "Use of Air-Liquid Two-Phase Flow in Hydrophobic Microfluidic Channels for Disposable Flow Cytometers," Biomedical Microdevices, vol.4, no.2, pp.141-149 (2002)
- 7) D. Huh, Y. C. Tung, J. B. Grotberg, S. J. Skerlos, K. Kurabayashi, and S. Takayama: "Air-Liquid Two-Phase Microfluidic System for Low-Cost, Low-Volume, and Low-Power Micro Flow Cytometer," Proceedings of the 5th International Symposium on Micro Total Analysis Systems (μ TAS), pp.468-470 (Oct. 2001)
- 8) R. Hoffman: "A Study of the Advancing Interface - 1. Interface Shape in Liquid-Gas Systems", Journal of Colloid and Interface Science, vol.50, no.2, pp.228-241 (Feb. 1975).

付録

第2章、17頁からの参照

【付録A】 転写媒体として使用したシリコンゴムの合成曲線 …………… 97 ~ 101

第2章、19頁からの参照

【付録B】 ニップ内における転写媒体の歪応力解析出力例 …………… 102 ~ 105

第5章、65頁からの参照

【付録C】 凝集開始後の境界条件を補うための非線形処理 …………… 106

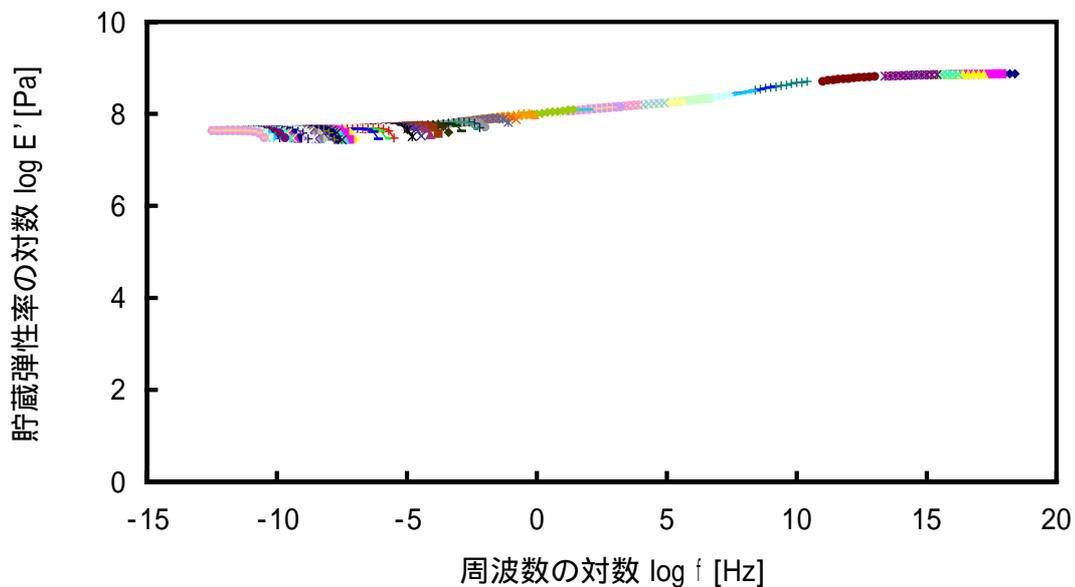
第5章、68頁からの参照

【付録D】 凝集層形成時における分散質濃度の三次元表示 …………… 107 ~ 111

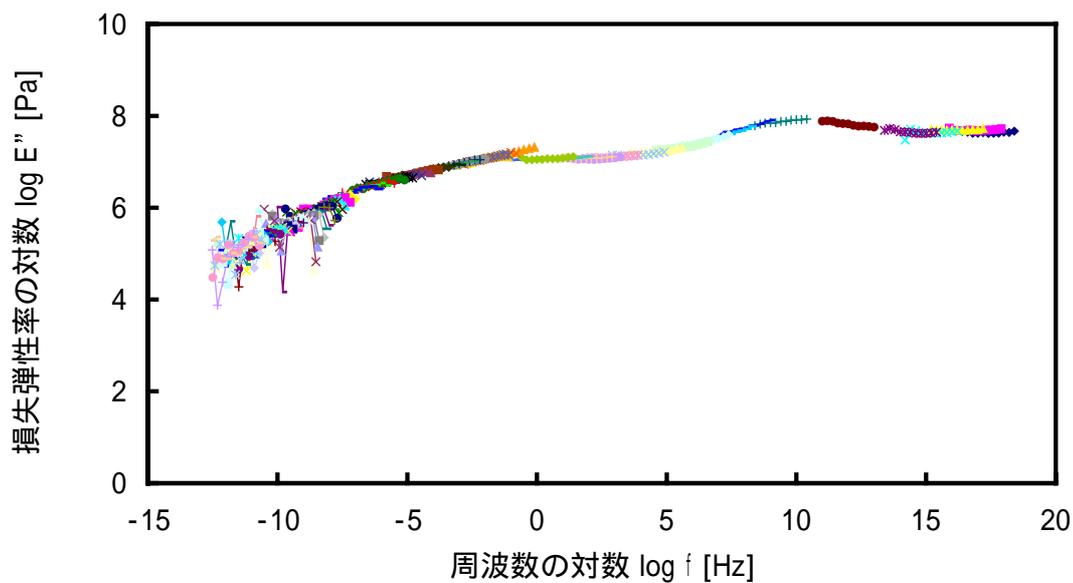
【付録A】 転写媒体として使用したシリコンゴムの合成曲線

第2章、17頁を参照

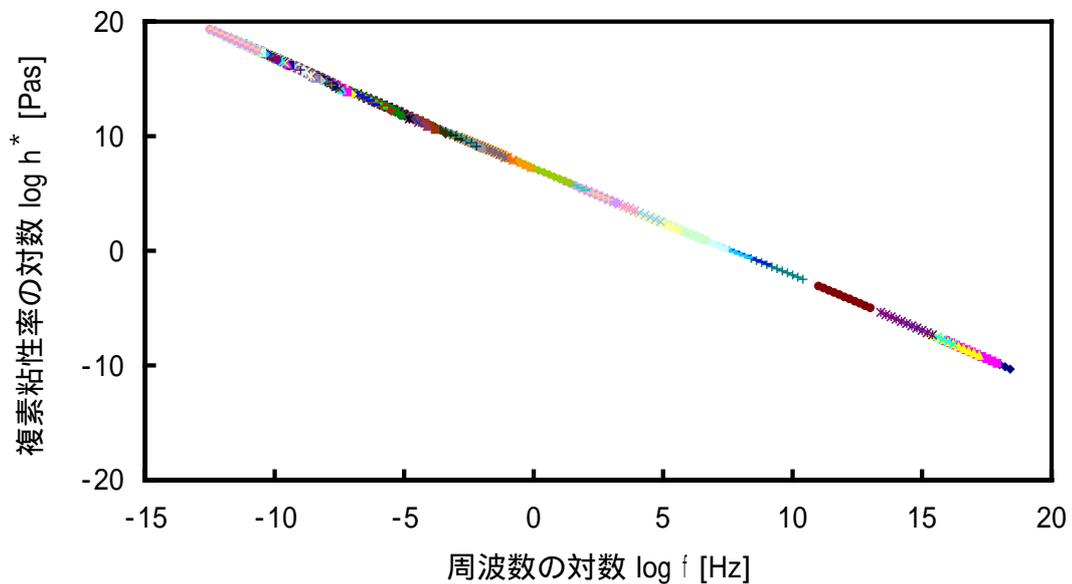
測定は Rheometric Scientific 社製、固体・溶融粘弾性測定装置 ARES-2K を用いた。



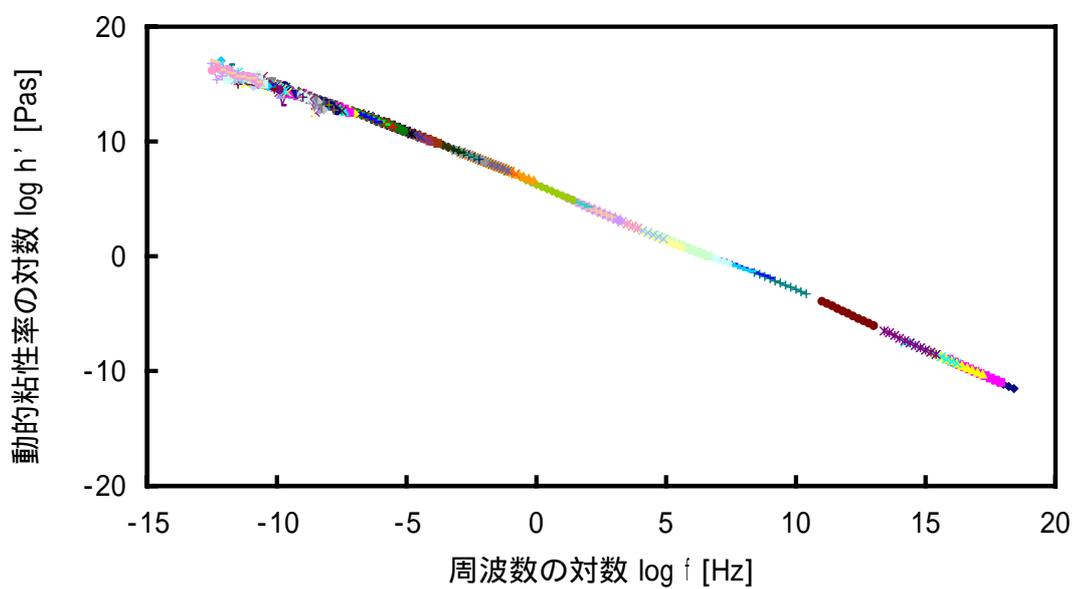
図A1 シリコンゴムの貯蔵弾性率の合成曲線(基準温度: -60)



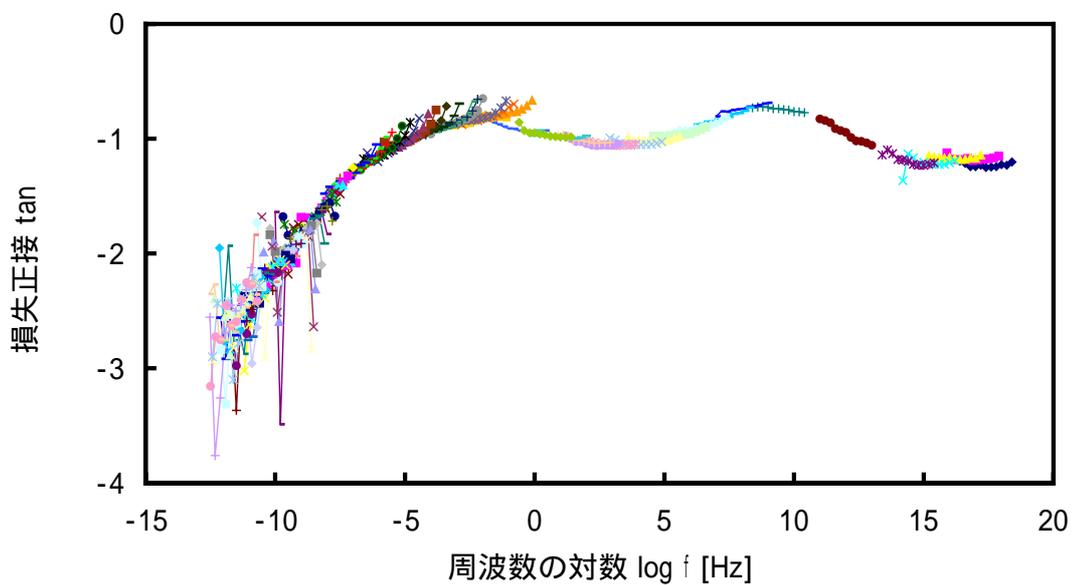
図A3 シリコンゴムの損失弾性率の合成曲線(基準温度: -60)



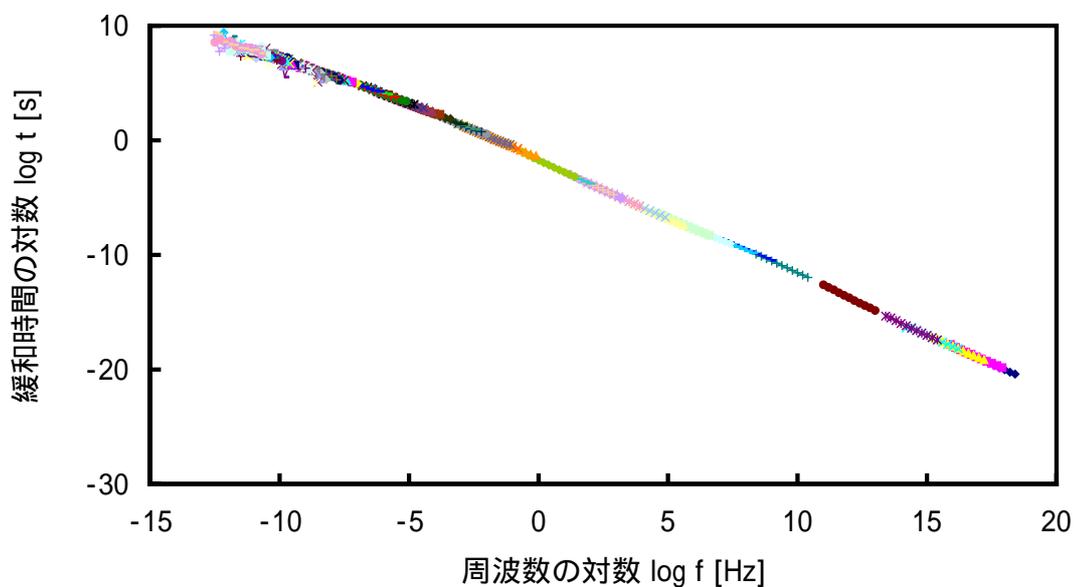
図A2 シリコンゴムの複素粘性率の合成曲線(基準温度: -60)



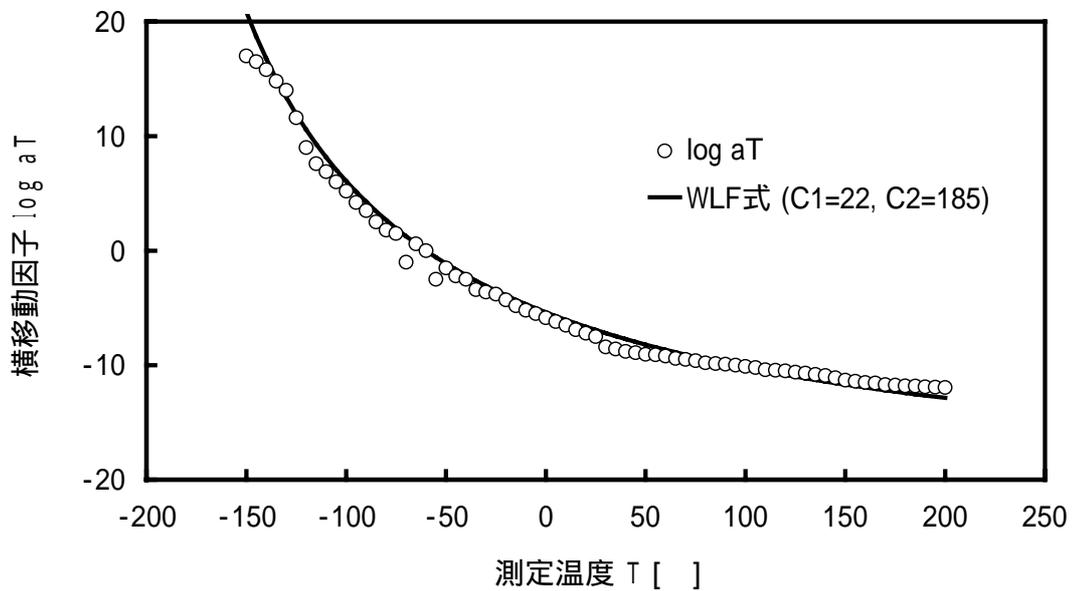
図A4 シリコンゴムの動的粘性率の合成曲線(基準温度: -60)



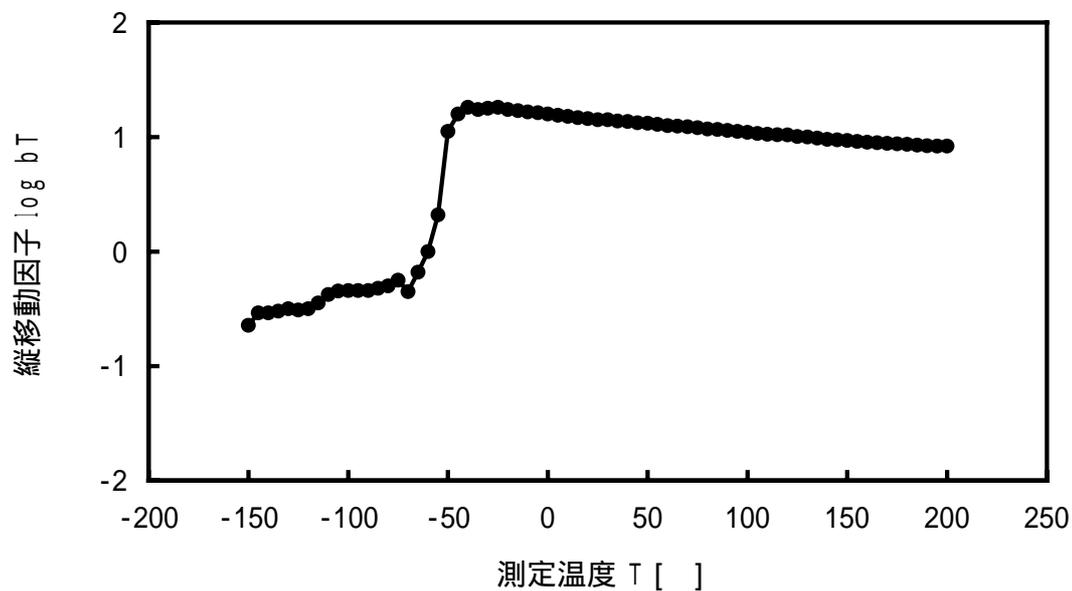
図A5 シリコンゴムの損失正接の合成曲線(基準温度: - 60)



図A6 シリコンゴムの緩和時間の合成曲線(基準温度: - 60)



図A7 シリコンゴムにおける横移動因子の温度依存性

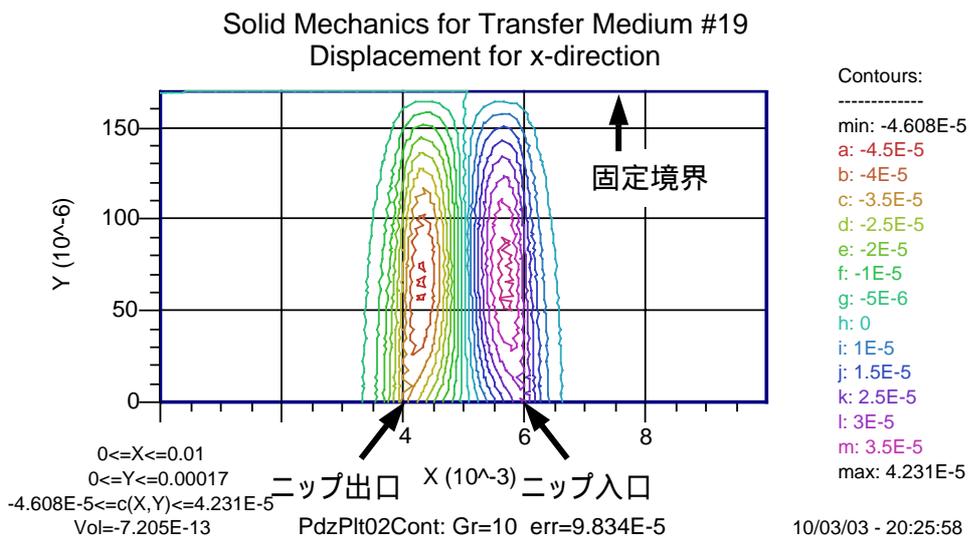


図A8 シリコンゴムにおける縦移動因子の温度依存性

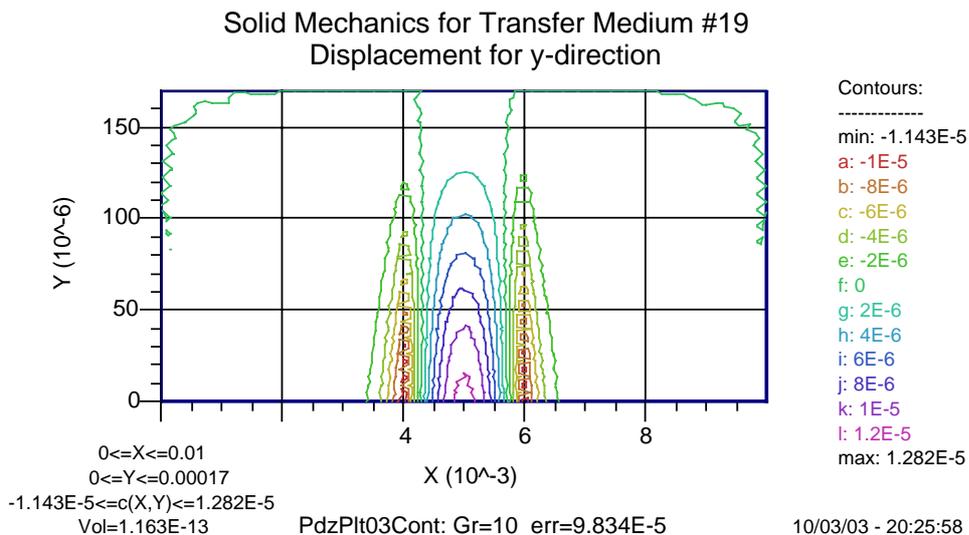
【付録B】 ニップ内における転写媒体の歪応力解析出力例

第2章、19頁を参照

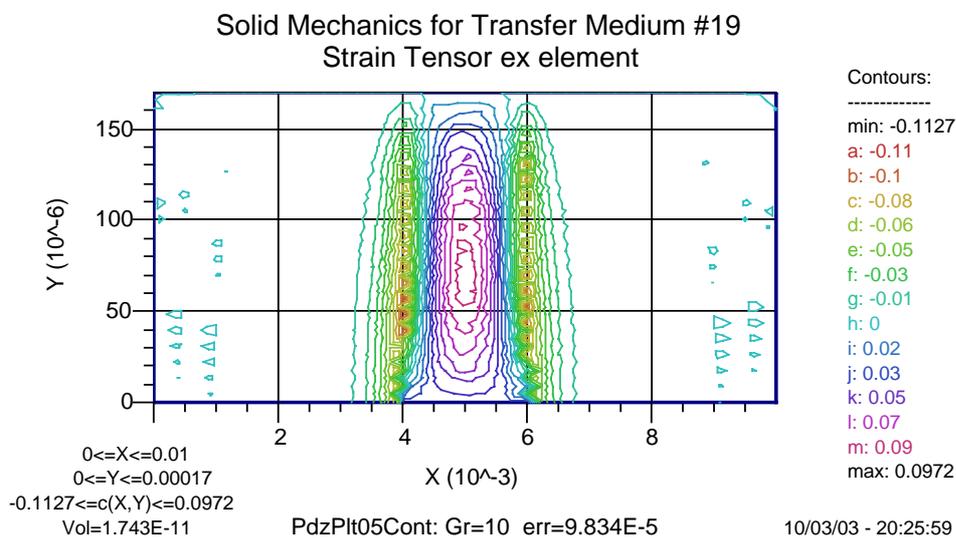
有限要素法ソフトは MIT の PDEase を使用した。表2.1の標準条件における等高線出力の例を以下に示す。ニップ入口と出口の違いが小さいため、これらの図の分解能ではほとんど対称に見える。



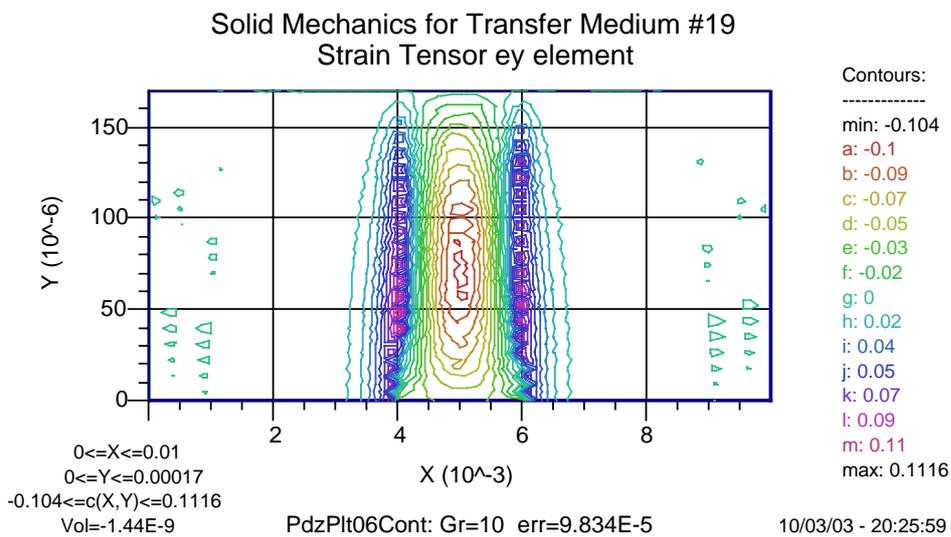
図B1 転写体(ゴム)円周方向の変位の等高線図



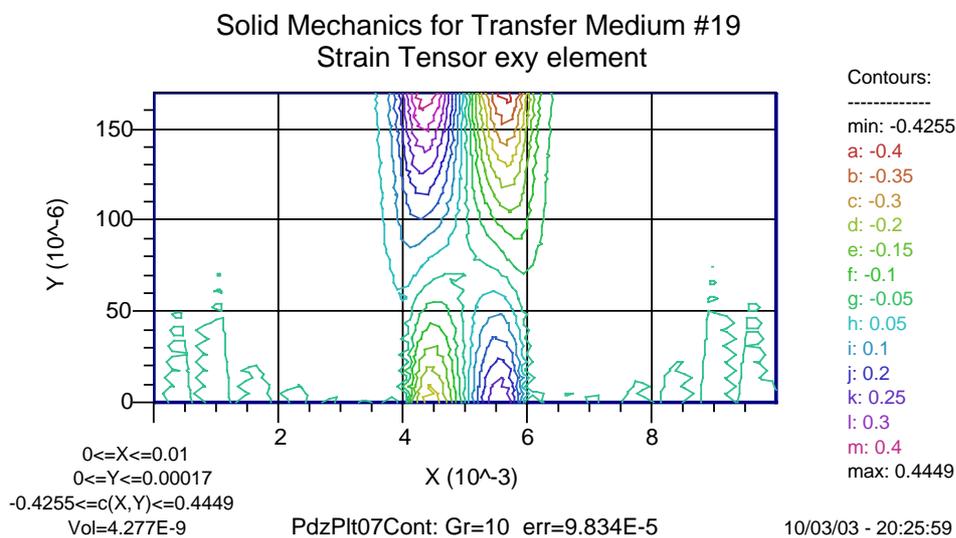
図B2 転写体(ゴム)半径方向の変位の等高線図



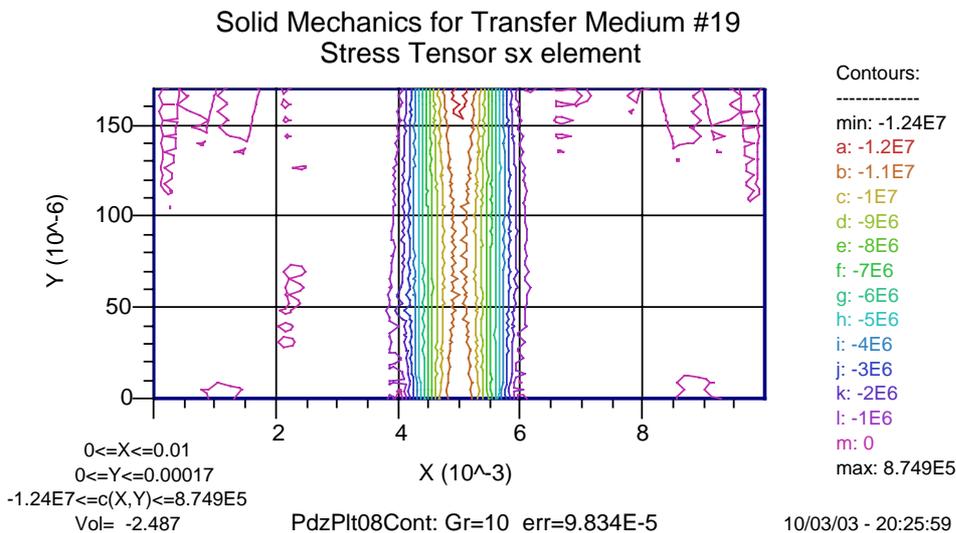
図B 3 歪要素 ϵ_{xx} の等高線図



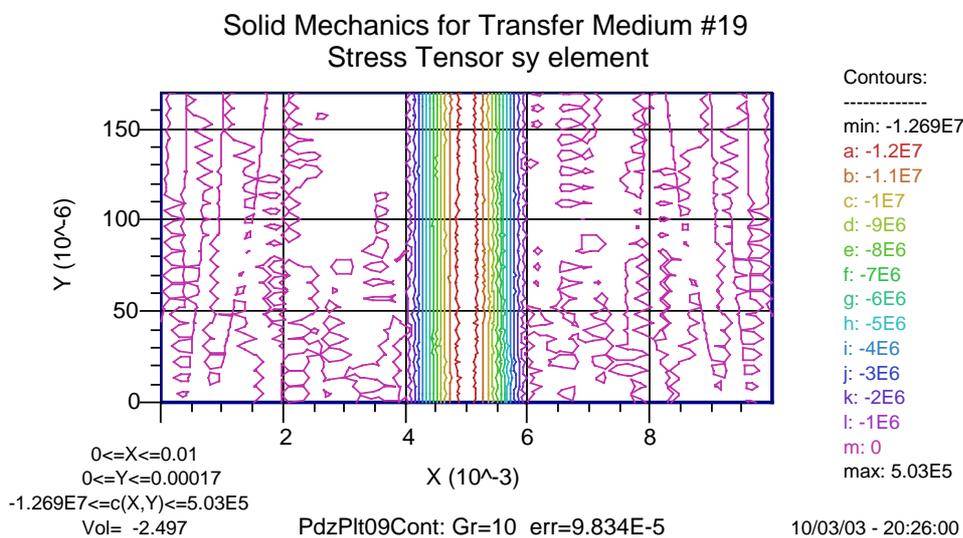
図B 4 歪要素 ϵ_{yy} の等高線図



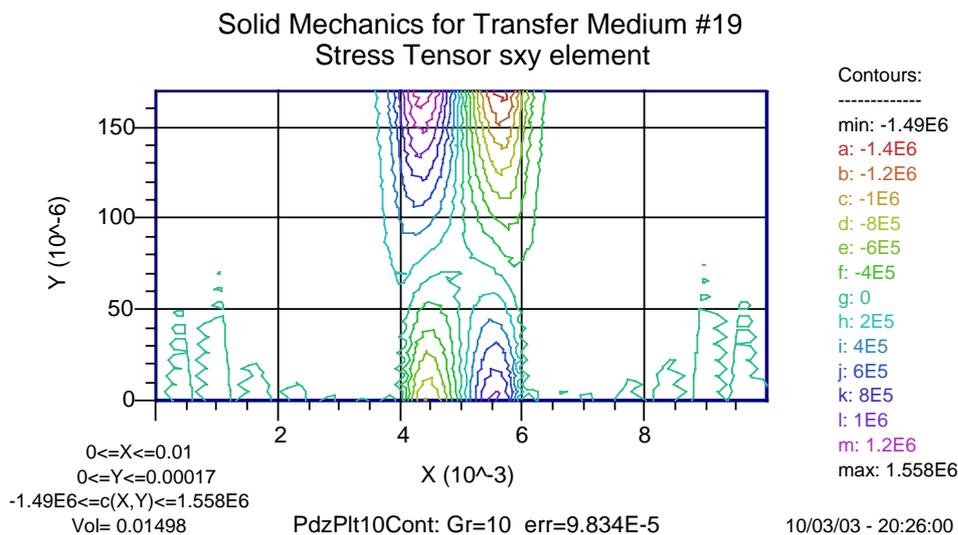
図B 5 歪要素 ϵ_{xy} の等高線図



図B 6 応力要素 σ_{xx} の等高線図



図B 7 応力要素 σ_{yy} の等高線図



図B 8 応力要素 σ_{xy} の等高線図

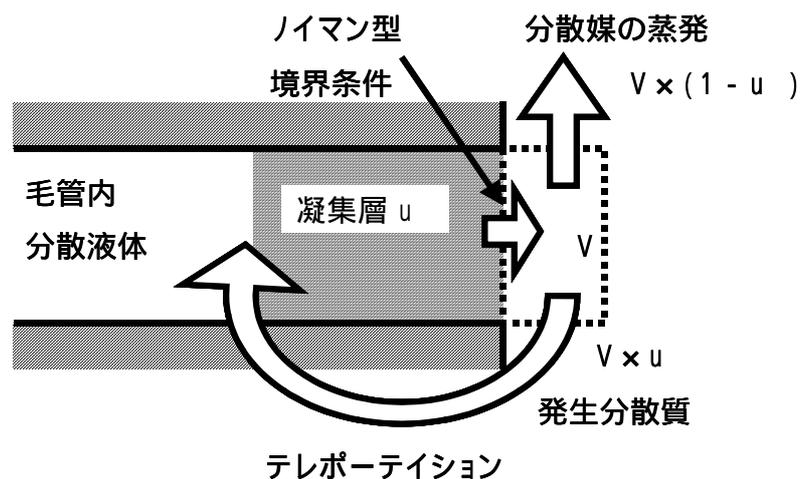
【付録C】凝集開始後の境界条件を補うための非線形処理

第5章、65頁を参照

気液界面(濃度 u とする)から蒸発する分散媒の体積分率は $(1 - u)$ である。蒸発率、つまり単位時間に単位表面積から蒸発する分散媒の重量は、表面の分散質濃度 u の影響を受けないとすれば、

- (1) $u < 0.4$ の場合: 体積分率 $\{u / (1 - u)\}$ の分量の分散質が境界で発生する。これが、式(5.7)に掛かる $\{u / (1 - u)\}$ の項の意味である。
- (2) $u \sim 0.4$ の(既に凝集層を形成している)場合: 界面で発生するとした体積分率 $\{u / (1 - u)\}$ の分量の分散質は、本来ならば凝集領域前面で堰き止められるはずのものである。そこで、シミュレーション上では界面で発生してしまった分量の分散質を、本来そこに留まるべき場所である凝集領域前面へ、ソフト的なテレポーションにより瞬時に送り込むことで、自然現象に近い形に補正する。この操作の概念を下の図C1に示す。

このソフト的なテレポーション処理には様々な方法が考えられる。本研究では、濃度が凝集濃度 u (0.4 とした)以上になった領域では、拡散係数が急激に大きな値となる(通常拡散係数の約4000倍とした)非線形処理を適用した。この処理手法のメリットは、場の支配方程式と境界条件をそのまま使うことができ、また、非線形処理で発生する有限要素法の収束不安定性も小さく抑えることができる点である。この処理を適用することにより、第5章の図5.5や図5.6で示した、凝集層の発達過程をシミュレーションで再現することが可能になった。

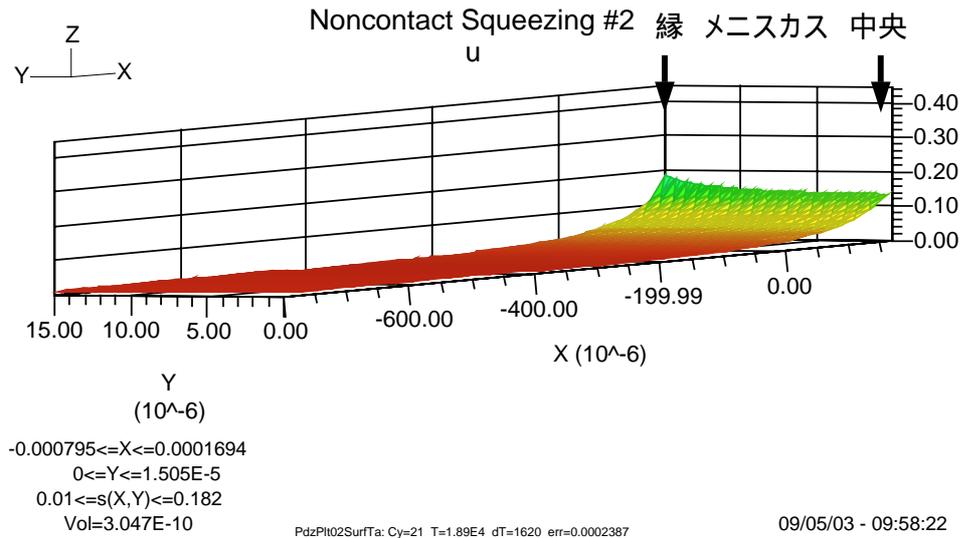


図C1 非線形処理の概念図

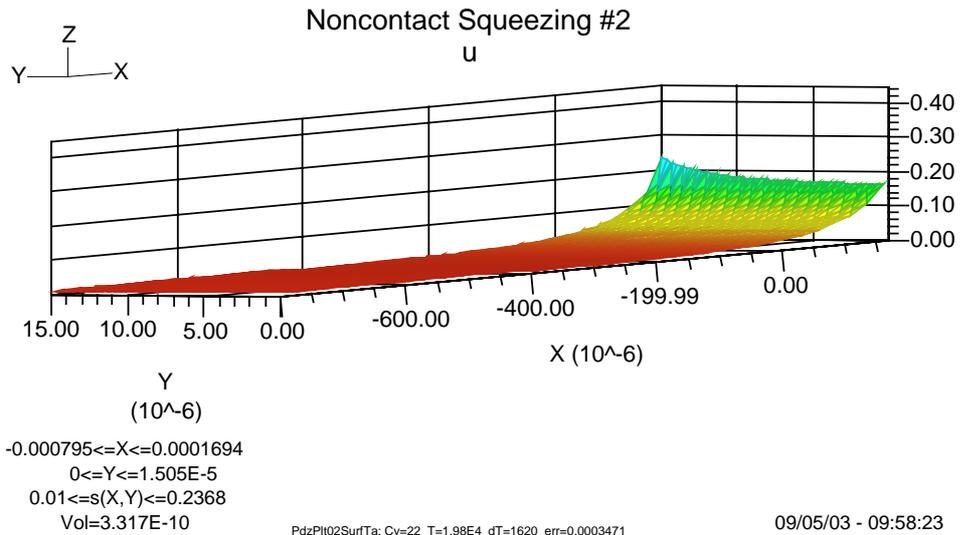
【付録D】凝集層形成時における分散質濃度の三次元表示

第5章、68頁を参照

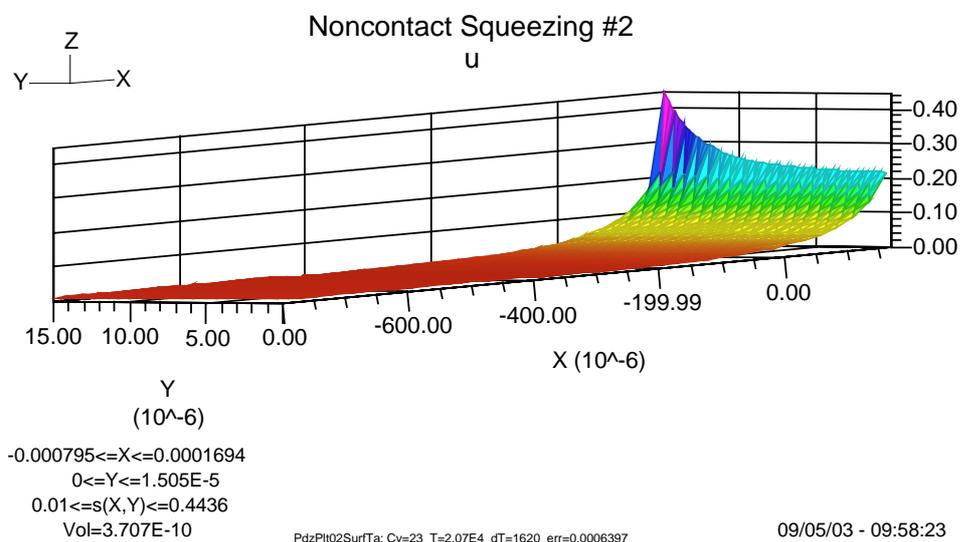
本文中の図5.5と図5.6で示した等高線図から、濃度値をZ軸とする三次元図に変換し、以下に示す。濃度分布の時間変化が、より理解しやすくなるであろう。



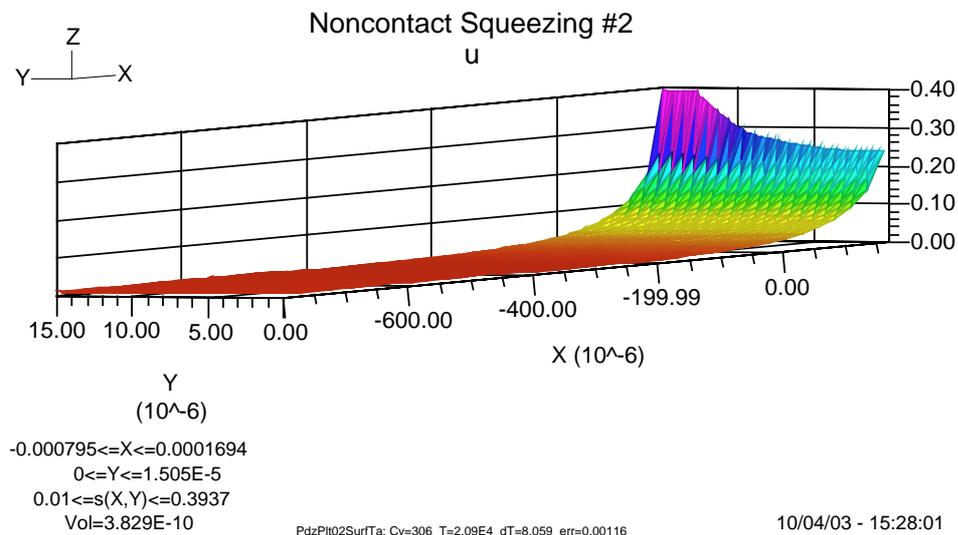
図D1 5時間15分後：メニスカス辺縁で濃度0.18



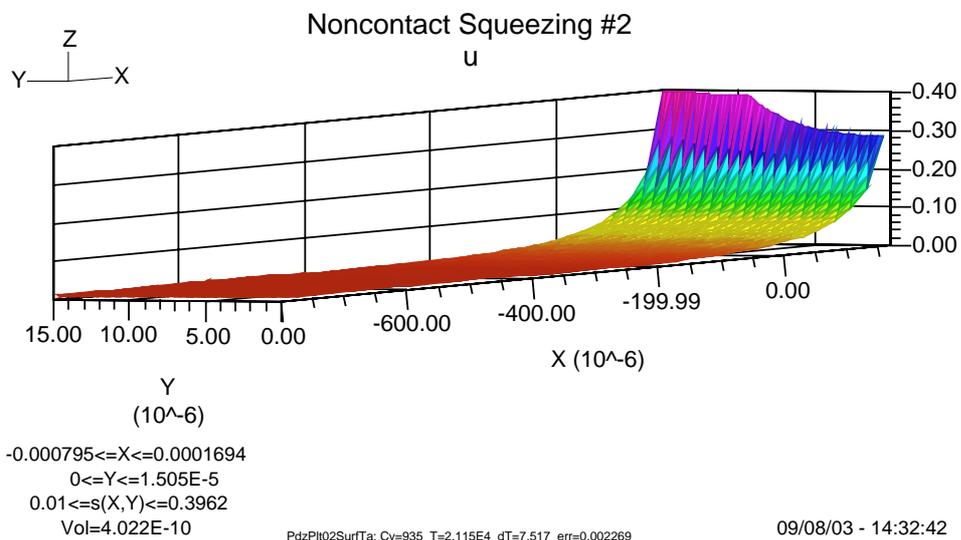
図D2 5時間30分後：メニスカス辺縁で濃度0.22



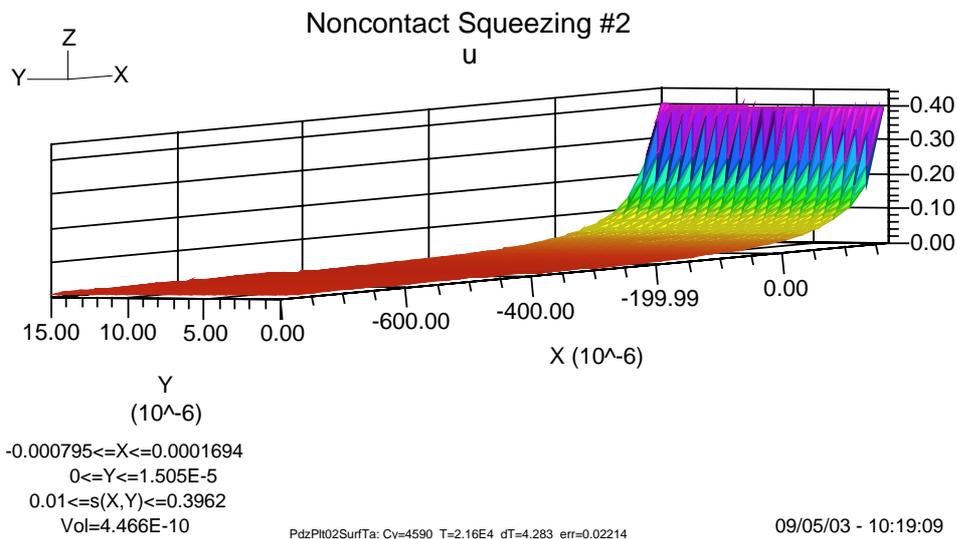
図D3 5時間45分後：メニスカス辺縁で凝集開始(濃度0.4)



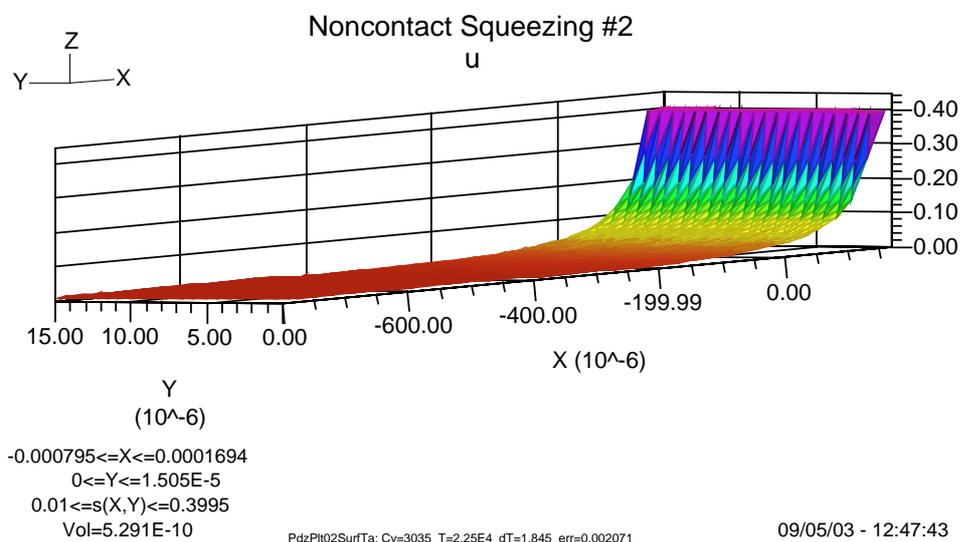
図D4 5時間50分後



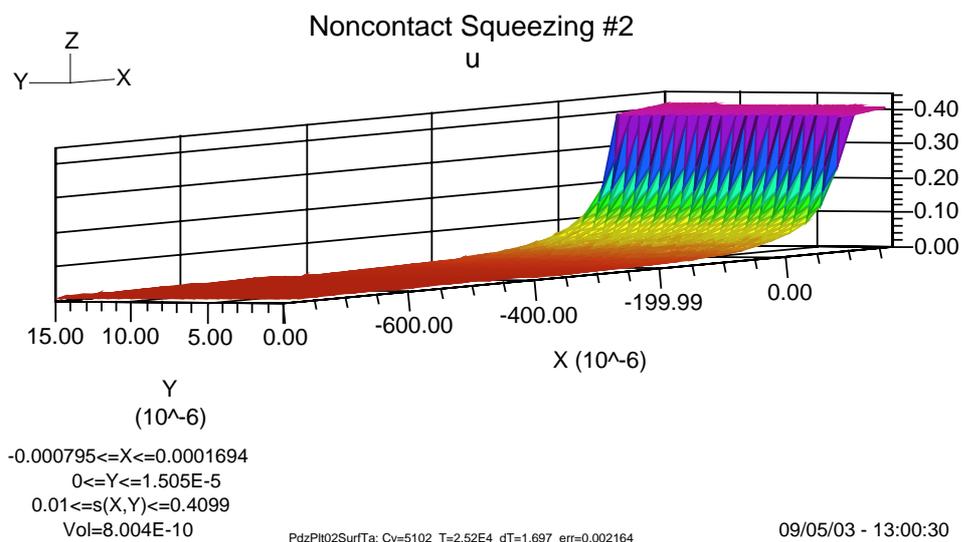
図D 5 5時間52分30秒後



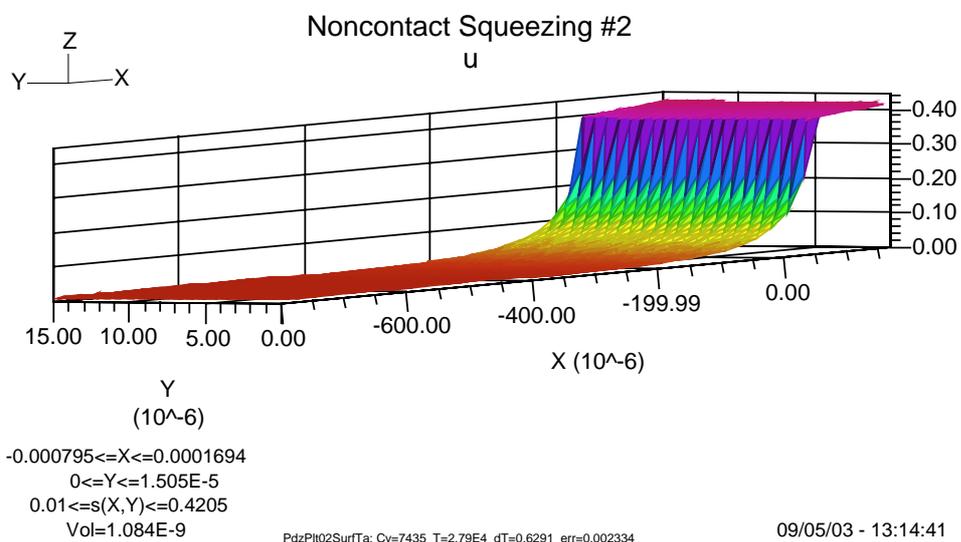
図D 6 6時間00分後：メニスカス全表面が凝集



図D7 6時間15分後：深さ13 μmまで凝集が進行



図D8 7時間00分後：深さ60 μmまで凝集が進行



図D9 7時間45分後：深さ110 μmまで凝集が進行

謝辞

本学位論文の指導教授であります慶應義塾大学・理工学部・物理情報工学科教授、南谷晴之博士には、未整理のまま残されていた研究課題に新たな視点から挑む勇気や、今後の展開が期待できる広範な分野のアイデアなど、本論文を完成するためのご指導とたくさんの励ましをいただきました。また、研究室内では年代の差を意識すること無く過ごせる環境を与えていただきました。心から感謝を申し上げます。

また学位審査の副査を務めていただきました慶應義塾大学・理工学部・システムデザイン工学科教授、谷下一夫博士、物理情報工学科教授、本多敏博士、物理情報工学科名誉教授、池崎和男博士の先生方には、今後の研究につながる貴重なご指摘をいただきました。感謝を申し上げます。

この学位論文に使われました多くのデータは、私が株式会社東芝・研究開発センターに在籍した期間に、個別半導体基盤技術ラボラトリー主幹、細矢雅弘博士の下でなされた研究の成果であります。細矢雅弘博士には、素晴らしい題材と環境の中での研究活動と、退職後に論文へまとめる機会を与えていただきました。感謝を申し上げます。

さらに本学位論文の基となる投稿論文を共著執筆していただきました東芝・研究開発センターの額田秀記氏、石井浩一氏、吉川紀夫氏(現在、東芝デジタルメディアネットワーク社)、飯田敦子氏、齋藤三長氏、真常泰氏、大岡青日氏、東芝テック株式会社の渡辺猛氏をはじめ、元同僚の方々から多くのご支援をいただきました。また東芝・研究開発センターの西沢秀之氏には、様々な解析手段をお教えいただき、東芝・社会ネットワークインフラ社の三木武郎氏には、強力な解析手法をお教えいただきました。皆様の後押しで、ここまでたどり着きましたことを感謝いたします。

この研究推進の力となりました知識と知見は、遡れば、東芝・研究開発センター・情報通信機器研究所に在籍した時期に、永戸一志氏と野村裕子氏が発見した現象に至ります。このお二人には特に感謝しなければなりません。そして、当時のグループリーダーとして研究牽引とチーム統率をされた村上照夫氏(現在、財団法人光産業技術振興協会)、究極の光学現象を実証された中尾英之氏、いつも卓越した実験手腕で支えていただいた樋口和彦氏をはじめ、たくさんの仲間と共に築いてまいりました蓄積が大いに役立ちました。ここに深く感謝いたします。

2004年 2月

本論文に関する著者の発表論文

(原著論文)

- 1) S. Hirahara, N. Yoshikawa, H. Nukada, H. Oh-Oka and M. Hosoya: "Analysis of Non-contact Squeegeeing Device for Liquid Toner Electrophotography," JSME International Journal Series B, vol.47, no.2 (in press)
- 2) 平原修三、渡辺猛、齋藤三長、飯田敦子、石井浩一、細矢雅弘：“ずり応力を使う液体トナー転写方法,”日本画像学会誌,vol.42, no.1 (通巻第 143 号), pp.17-23 (2003/3/10).
- 3) 平原修三、飯田敦子、額田秀紀、真常泰、細矢雅弘：“ずり応力を使う液体トナー転写方法[],”日本画像学会誌,vol.42, no.2 (通巻第 144 号), pp.112-117 (2003/6/10).
- 4) 飯田敦子、真常泰、額田秀記、吉川紀夫、平原修三、細矢雅弘：“液体トナーの画像乾燥状態と転写特性との相関,”日本画像学会誌, vol.42, no.1 (通巻第 143 号), pp.24-31 (2003/3/10)
- 5) 村上照夫、平原修三、永戸一志、中尾英之、野村裕子：“静電力を用いた超高精細インクジェット記録技術の開発,”日本画像学会誌, vol.40, no.1 (通巻第 135 号), pp.40-47 (2001/3/10)
- 6) 平原修三、樋口和彦：“サーマル溶融転写記録の多値ディザ化,”電子情報通信学会論文誌 C - , Vol.J73-C- , No.1, pp.38-45 (1990/1).
- 7) 平原修三、樋口和彦：“アナログ諧調記録が可能な溶融転写用サーマルヘッド,”電子情報通信学会論文誌 C - , Vol.J72-C- , No.6, pp.727-728 (1989/6).
- 8) 平原修三、樋口和彦、山田清、金井努：“サーマル転写プリンタのアナログ諧調制御,”電子情報通信学会論文誌 C, Vol.J71-C, No.1, pp.146-147 (1988/1).
- 9) A. Iwamoto, Y. Hosaka, M. Yana, H. Sekizawa, S. Hirahara, T. Ohno, K. Yamada, H. Nagato, and S. Miura: "Thermal Ink-Transfer Color Copier," Proceedings of the SID, Vol.25, No.1, pp.71-74 (1984).

(国際会議発表論文)

- 1) A. Iida, Y. Shinjo, H. Nukada, N. Yoshikawa, S. Hirahara and M. Hosoya: "A Study of the Relationship between Drying State of Toner Image and Transfer Performance in the Image-On-Image (IOI) Color Process using Liquid Toner," Proceedings of International Congress of Imaging Science (:ICIS'02 & JH'02) (SPSTJ & ISJ), pp.596-597 (2002/5/13).
- 2) Hideyuki Nakao, Teruo Murakami, Shuzo Hirahara, Hitoshi Nagato, and Yuko Nomura: "Head Design for Novel Ink-Jet Printing Using Electrostatic Force," International Conference on Digital Printing Technologies (NIP15), IS&T, pp.319-322 (1999/10)
- 3) Teruo Murakami, Shuzo Hirahara, Hitoshi Nagato, and Yuko Nomura: "High Definition Ink-Jet Printing: 10-20 μ m Dots Eject from an Injection Needle," International Conference on Digital Printing Technologies (NIP14), IS&T, pp.36-39 (1998/10)
- 4) Shuzo Hirahara: "Analysis of Meniscus in Electrostatic Liquid Jet," Proceedings of PPIC/JH'98 (Pan-Pacific Imaging Conference/Japan Hardcopy'98), SEPJ, pp.330-333 (1998/7)
- 5) Isao Amemiya, Hitoshi Yagi, Kenichi Mori, Noriko Yamamoto, Shiro Saitoh, Chiaki Tamura, and Shuzo Hirahara: "Ink Jet Printing with Focused Ultrasonic Beams," International Conference on Digital Printing Technologies (NIP13), IS&T, pp.698-702 (1997/11)
- 6) Shuzo Hirahara: "Analysis of Thread-state Liquid Jet," International Conference on Digital Printing Technologies (NIP13), IS&T, pp.685-688 (1997/11)
- 7) Shuzo Hirahara and Hidekazu Sekizawa: "Image Quality Improving in Melt Transfer Thermal Color Copier," Proceedings of IS&T's Seventh International Congress on Advances in Non-Impact Printing Technologies (7th NIP) Volume 1, IS&T, pp.522-529 (1991/10)
- 8) Shuzo Hirahara, Hitoshi Nagato, and Akito Iwamoto: "High Quality, High Speed Thermal Printing," Proceedings of the 3rd International Display Research Conference (JAPAN DISPLAY '83), SID, pp.636-639 (1983/10)

(国内学会発表論文)

- 1) 平原修三、飯田敦子、額田秀紀、真常泰、細矢雅弘：“液体トナー電子写真における非電界転写 [],”日本画像学会, Japan Hardcopy 2002 Fall Meeting 論文集, p.29-32 (2002/11/29).
- 2) 平原修三、齋藤三長、石井浩一、飯田敦子、渡辺猛、細矢雅弘：“液体トナー電子写真における非電界転写,”日本画像学会, Japan Hardcopy 2001 Fall Meeting 論文集, p.64-67 (2001/11/30).
- 3) 平原修三、石井浩一：“静電型インクジェット記録における吐出動作特性,”日本画像学会, Japan Hardcopy '99 論文集, p.331-334 (1999/7)
- 4) 平原修三：“電界中を飛翔する液体ジェットの空気抵抗の解析,”日本画像学会, Japan Hardcopy '98 Fall Meeting 論文集, pp.61-64 (1998/11)
- 5) 石井浩一、中尾英之、平原修三：“高濃度インクジェット記録,”日本画像学会, Japan Hardcopy '98 Fall Meeting 論文集, pp.65-68 (1998/11)
- 6) 永戸一志、野村裕子、村上照夫、平原修三：“電界力を用いた高精細インクジェット記録,”日本印刷学会, 第101回秋期研究発表会講演予稿集, pp.13-16 (1998/11)
- 7) 平原修三、樋口和彦：“サーマル溶融転写の多値ディザ記録,”電子写真学会, Japan Hardcopy '89 論文集, pp.177-180 (1989/7)
- 8) 樋口和彦、平原修三：“溶融サーマル転写による高画質アナログイメージ記録,”平成元年電子情報通信学会春季全国大会, D-198 (1989/3)
- 9) 樋口和彦、山田清、平原修三：“アナログ諧調表現が可能な画像通信端末用プリンタ,”昭和61年度電子通信学会通信部門全国大会, 講演番号 569, 1-248 頁 (1986/10)
- 10) 樋口和彦、山田清、平原修三：“連続的な諧調を再現する溶融熱転写記録方式,”電子写真学会, 第3回ノンインパクトプリンティング技術シンポジウム論文集, pp.41-44 (1986/7)
- 11) 樋口和彦、山田清、平原修三：“高解像度で連続的な諧調を再現する溶融熱転写記録方式,”画像電子学会, 昭和61年度全国大会予稿集, 講演番号 27 (1986/6)

(研究会・シンポジウム)

- 1) 平原修三、齋藤三長：“液体トナーの非電界転写,”日本画像学会 2001 年度シンポジウム予稿集, pp.33-40 (2001/12/14).