

ISSN 0387-1339

富山大学工学部紀要

第47卷

Bulletin of
Faculty of Engineering
Toyama University
Vol. 47

1 9 9 6

目 次

1. 冬季雷雲からの降雪電気量の多地点観測と雷雲の振舞いの推測
—福井・石川県境における冬季雷の集中観測結果—
……………加藤 正, 北村岩雄, 池田長康, 若井武夫, 酒井 勉…… 1
2. 電荷霧と水滴の電気的相互作用
—雷雲の電気的構造シミュレーション実験—
……………富井淳敏, 北村岩雄, 池田長康…… 9
3. 交流電圧による霧の絶縁破壊実験
……………黒崎孝一, 稲川 敦, 北村岩雄, 池田長康…… 17
4. 落雷予測システムの概念
……………池田長康, 北村岩雄, 村井忠邦, 加藤 正, 増田敦志, 若井武夫, 酒井 勉…… 25
5. 電気的消霧に関する基礎実験Ⅱ
……………増田敦志, 河村 誠, 北村岩雄, 池田長康…… 31
6. X線回折で4ピークを示す強誘電性液晶セルの層構造
……………浅野純太, 岡田裕之, 女川博義, 宮下和雄…… 39
7. 反強誘電性液晶セルにおける表面処理と液晶の分子配列
—二方向ラビング—
……………寺坂公孝, 森田克則, 岡田裕之, 女川博義…… 47
8. リンをドーピングした硫酸グリシン単結晶の作製とその強誘電的特性
……………吉尾雅一, 中谷訓幸…… 53
9. V形多気筒機関の起振モーメントとバンク角
……………桐 昭弘, 横田喜教, 伊藤紀男…… 59
10. パソコンを用いたハイポイドギヤの設計・製図システム
……………桐 昭弘, 伊藤紀男…… 67
11. 歯車歯面の表示法とその精度に関する研究
……………桐 昭弘, LIM YEW CHEW, 伊藤紀男…… 77
12. パルスめっきによる酸性クエン酸浴からのNi-Mo合金の電着歪みについて
……………蓮覚寺聖一, 向島眞一郎, 中村優子, 平田貴之…… 89
13. Ti-15V-3Cr-3Sn-3Al合金におけるPFZの形成に及ぼす熱処理の影響
……………草開清志, 高嶋敏昭, 大岡耕之…… 97
14. 水の密度反転領域におけるベナール対流
……………山根岳志, 檜橋弘樹, 宮澤優子, 吉田正道, 宮下 尚……107

15. 2成分溶液を含む砂層の乾燥機構	……………吉田正道, 佐竹行弘, 山田 修, 八木雅彦, 宮下 尚……………115
16. フェノール系化合物添加による <i>Coriolus</i> リグニン分解酵素の誘導生産	……………松永 薫, 星野一宏, 赤壁節子, 諸橋昭一, 笹倉寿介……………125
17. ごまカルスによるリグナン性抗酸化物質の生産	……………大桑真由美, 星野一宏, 赤壁節子, 諸橋昭一, 笹倉寿介……………133
18. 乾燥過程における固体内水分拡散方程式の数値解 (第1報) —拡散係数一定の場合—	……………山口信吉, 若林嘉一郎……………141
19. 乾燥過程における固体内水分拡散方程式の数値解 (第2報) —含水率依存性の拡散係数の場合—	……………山口信吉, 若林嘉一郎……………149
20. 乾燥過程における固体内水分拡散方程式の数値解 (第3報) —関数 $\phi = \int Ddw$ の導入—	……………山口信吉, 若林嘉一郎……………157
21. ゲルクロマトグラフィーのカラム負荷とランタイム	……………田中久弥, 川崎博幸, 山本辰美……………167
22. 平成6年度修士論文概要一覧	……………175

冬季雷雲からの降雪電気量の多地点観測と雷雲の振舞いの推測

－福井・石川県境における冬季雷の集中観測結果－

加藤 正, 北村 岩雄, 池田 長康,

*若井 武夫, *酒井 勉

1. まえがき

前報に引き続いて、北陸地方の雷雲の電気的な構造の解明と雷撃予測を目的として、降雪の電気量とその時間的推移を多地点で同時に観測した。また、その結果から、上空の電荷の分布状態、雷雲の動きの推測を行った。

北陸地方において、冬季の停電の原因のほとんどは雷撃によるものである。そこで、雷撃位置を未然に予測して警戒を行うことが不可欠である。しかし、北陸地方の降雪を伴う雷のメカニズムは、夏の雷撃とは異なっており、解明が遅れている。1994年12月下旬と1995年1月上旬に、福井県三国町において、北陸電力が中心となって冬季集中観測が行われた。この報告は、そのときに行った雷雲からの降下物である雪または雨の電気量の観測とその結果から推測される冬季雷雲の電気的構造を考察したものである。

2. 測定方法

本研究の電気量の測定には、前報（富山大学工学部紀要、第46巻、p17～23、1995）¹⁾に報告した装置を使用した。降雪及び降雨の電気量 Q は、

$$Q = CV \quad (1)$$

の式(1)を用い、既知の静電容量 C と測定電圧 V によって算出する。この電気量は極めて微少であり、測定回路からの電気量の漏洩をできる限り少なくする必要がある。測定には電流をほとんど流さない高入力インピーダンスの計器を使用している。図1は雪を集める集電電極で、上部の受け皿は高絶縁となっている。集電電極部に集めた電荷によって発生した電圧をエレクトロメーターで測定している。図2に測定回路の全体を示す。ノイズを取り除くためと、電気量の変化を良く知るために、 S_c によって、5秒ごとに電気量をリセットして測定している。ここで、 C_0 は回路全体の合成静電容量であり、 R_0 は回路全体の合成漏洩抵抗である。本実験では、4台の測定器を使用した。1号器、2号器は前報と同じものであり、3号器、4号器は今回の測定のために新たに製作した。

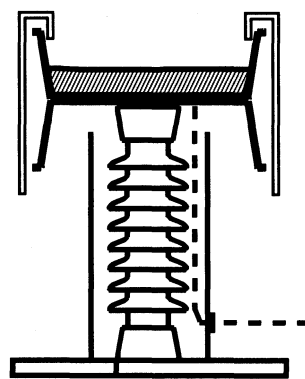


図1 集電電極部

測定した電圧から電気量を求めるためには測定装置の静電容量が既知であることが必要である。そ

*北陸電力株式会社地域総合研究所

それぞれの装置の静電容量は異なっており、測定によって得られた静電容量を表1に示す。蓄えられた電気量は、漏洩抵抗によって徐々に減っていく。しかし、時定数 $\tau = C_0 R_0$ がリセットタイムの5秒と比較して、十分に大きければ測定電圧はほとんど変化せず、測定上問題はない。

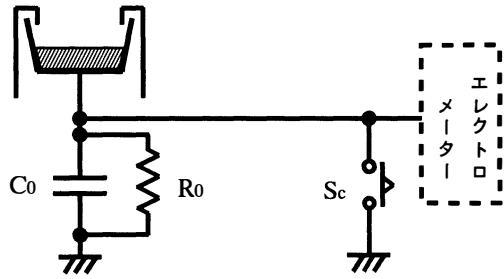


図2 測定回路

表1

	1号器	2号器	3号器	4号器
集電電極板面積 [m ²]	0.196	0.113	0.113	0.113
浮遊静電容量 [pF]	910.4	953.0	1028.9	1498.2

3. 観測地点について

冬季集中観測には、主催の北陸電力の他に、電中研、防衛大などが参加して行った。我々は、図3の福井県三国町の周辺のほぼ2, 3kmづつ離れたB地点（福井気象台東尋坊レーダー観測所）、C地点（加戸小学校）、D地点（北陸電工、三国営業所）とD地点から約10km離れたG地点（福井工大研修所）の4地点観測を行った。これらの場所は、比較的穏やかな場所で、降下物の測定には適した地点である。1994年12月17日から12月21日、1995年1月24日から1月28日の間、約1週間ずつ2回行った。測定器はG地点、C地点、B地点、D地点に、それぞれ、1号器から4号器を設置し、発生した電圧を記録計で記録した。B地点、D地点では、測定データをパソコンに保存した。測定の結果から、雲の移動方向、移動速度、電荷の分布について調べた。

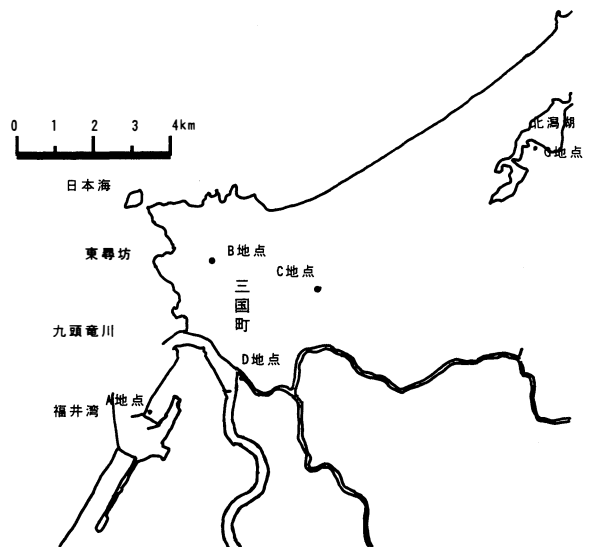


図3 福井県三国町周辺

4. 観測結果

得られた信号の一例を図4, 図5に示す。これらのデータから分かるように, 現れた信号間に何らかの対応があると思われるデータがいくつも得られている。しかも, この信号の前後には何も信号が出ていないことから, これらは, 同じ雲によってもたらされた信号であることは確実である。また, このデータだけではなく, 他のデータでも2号器で得られた信号が小さくなっているものが多い。これは, 2号器の測定用のケーブルが長く, ケーブルの持つ静電容量によって装置全体の静電容量が大きくなったために, 同じような大きさの電気量であっても現れる電圧が小さくなったためである。

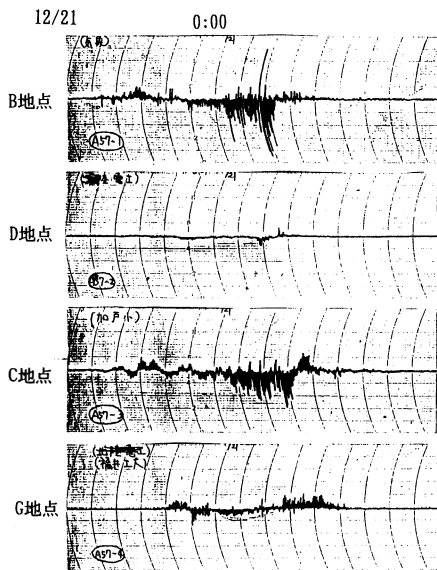


図4 1994年12月21日

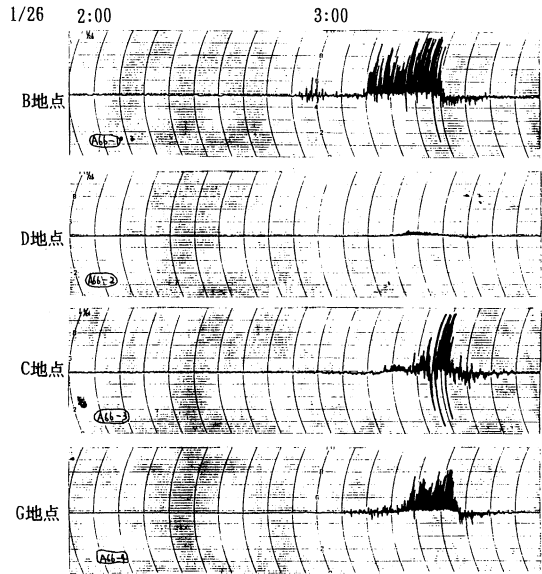


図5 1995年1月26日

5. 雷雲の移動方向, 速度と大きさ

得られた信号の中で, 対応していると思われる信号の現れる時間には, 各地点で時間差がある。単純な形をした雲が, 一定速度で一定方向に移動していれば, 対応のとれる信号の現れる時間の差は, 場所的なものであり, 一定になるはずである。実際の雲は, 複雑な形をしている。そのため, 対応していると思われるデータでさえ, 同じ形状を示していず, 時間差も一定ではない。ここで, 雲を直線状にのびた長方形に簡略化したモデルを考え, しかも, どの地点でも雲の形状が同じであるとする。このように仮定して, それ

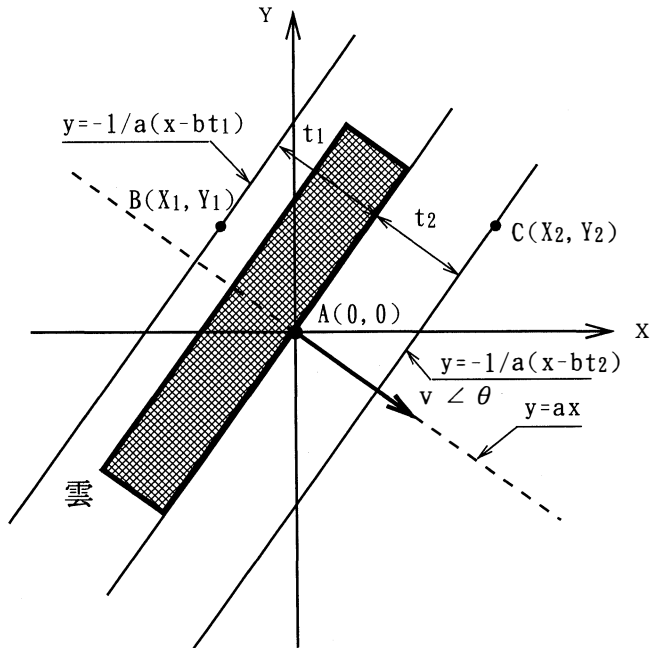


図6 簡略化した雲

それぞれの地点の対応していると思われる信号の現れている時刻を比較し、時間差を調べ、平均を求める。このことによって、雲の移動方向、移動速度を求めることができる。この結果から、雲の大きさや上空での電荷の分布を推測することができる。

5.1 算出根拠

長方形の雷雲がその一辺と進行方向が垂直になるように進むと考え、雲が上空に来たとき、信号が現れ、その時以外は信号が現れないとする。この仮定より、雲の先頭を表す直線を考え、その直線が測定点の上に来たとき信号が現れ始める。これらの仮定を簡略化した雲と共に表すと、図6のようになる。南北をy座標、東西をx座標とし、 t_1, t_2 はD地点を基準にしたときのB地点、C地点の信号の現れた時間である。D地点より先に信号が現れれば時間は負である。また、D地点を基準にすると、B地点の座標 (x_1, y_1) は約(-800m, 3090m)、C地点の座標 (x_2, y_2) は約(1990m, 2310m)である。

雲が速度 v [m/s]、角度 θ [rad]で移動しているとき、雲の代わりに傾きが $-1/a$ の直線が移動してくる。正の定数を b として、B地点で信号が現れたときの時間差が t_1 であれば、B地点で信号が現れ始めたときの、つまり、B地点を通過する直線の式は次のようになる。

$$y_1 = -\frac{1}{a}(x_1 - bt_1)$$

C地点で時間差が t_2 であれば、同様にC地点を通過する直線の式は次のようになる。

$$y_2 = -\frac{1}{a}(x_2 - bt_2)$$

この2式から、 a, b を求めると

$$a = -\frac{x_1 t_2 - x_2 t_1}{y_1 t_2 - y_2 t_1}$$

$$b = -\frac{y_1 x_2 - y_2 x_1}{y_1 t_2 - y_2 t_1}$$

になる。角度 θ は次の式で求められる。

$$\theta = \tan^{-1}(a)$$

B地点で信号が現れてから、D地点で信号が現れる時間 t_1 の間に進んだ距離 l は、

$$l = \frac{bt_1}{\sqrt{1+a^2}}$$

であり、速度 v は、

$$v = \frac{l}{t_1} = \frac{b}{\sqrt{1+a^2}}$$

になる。

5.2 移動方向と移動速度の推測

実際に得られた信号の対応している部分の時間差から雲の移動方向、移動速度を求め、図に表したものが、図7である。同図から分かるように、西を中心とした方向か

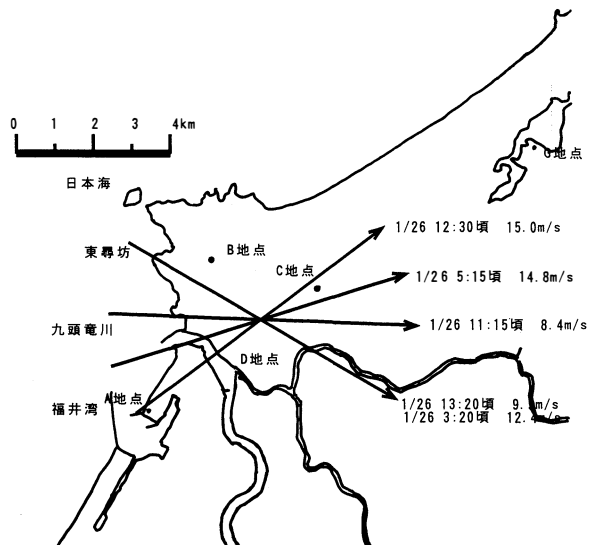


図7 雲の移動方向と速度

ら、1秒間に約10m前後の速度で移動している。一つの雲で対応のととれる点が少なく、誤差があると思われるが、おおよその傾向をつかむことができると思われる。また、測定点を増やすことによって、精度を上げることができ、雲の切れ目を見つけることによって雲の幅も求められると思われる。

5.3 雷雲の電荷分布の推測

信号の現れた時間の差から、雲の移動速度、移動方向が得られた。移動方向と移動速度から雲の電気的な分布を推測することができる。雲の持つ電荷の極性と現れる信号の極性ととの関係は分かっているが、同じであると仮定する。基準の時間を決め、この時間を測定点での時間とする。雲の移動方向から測定点を通過する雲の軌跡を描く。基準の時間より前に信号がでていれば、すでに測定点を通過した雲の位置に電荷を分布させる。後にでていればこれから通過する雲の位置に電荷を分布させる。図8に示すように、速度が10m/sで5分間信号がでていれば、雲の長さ l は、

$$l = 10(\text{m/s}) \times 300(\text{s}) = 3000(\text{m})$$

である。信号が基準の時間より10分前から5分前の間に現れたものであれば、雲の軌跡上で10分前の雲の位置を示す6000m離れた地点から、5分前の位置を示す3000m離れた地点に電荷は分布する。

比較的近いB地点、C地点、D地点について推測を行った。基準の時間を決め、基準の時間周辺での雲の移動速度と方向と信号の現れている時間と極性から、正の電荷、負の電荷、電荷なしの3つの部分に分けた。各地点について行い、お互いに対応していると思われる部分をつないだ。その推測した結果の例が、図9、図10である。

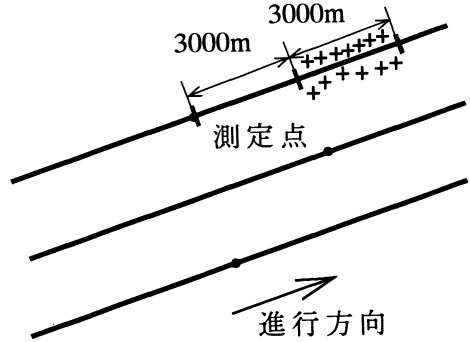


図8 電荷の分布の考え方

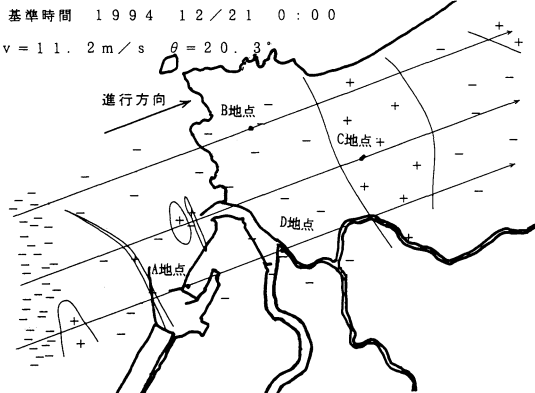


図9

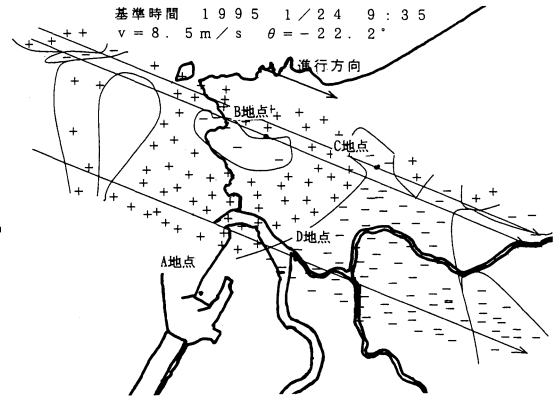


図10

6. ま と め

多地点観測によっていくつかの結果が得られた。

- 1) 異なる測定点で対応のとれる信号を得ることができた。
- 2) 得られた信号の前後では、いずれも全く信号が現れていず、多地点で信号の対応がとれていることから雲の降下物による信号であることが分かった。
- 3) 得られた信号の現れた時間の差から、雲の移動方向、移動速度を求めることができた。
- 4) 雲の移動速度、移動方向から、上空の雲の電氣的分布を推測することができた。

参 考 文 献

- 1) 北村 岩雄ら, 富山大学紀要, 第46巻, p.17~23, 1995

Electric charges observation of snow fragments from thunderclouds in winter at several points and presumption of the cloud behaviour

Tadashi Kato, Iwao Kitamura, Nagayasu Ikeda

*Takeo Wakai, *Tsutomu Sakai

In order to analyze the structure of thundercloud and to estimate a thunderbolt position in Hokuriku district, total observation of thunderbolts and their thunderclouds that is sponsored by Hokuriku Electric Power Co. was carried out in Mikuni area, Fukui prefecture in the latter part of December 1994 and the latter part of January 1995. We participated in this observation and observed electric charge of snow fragments at four points with the same kind of device. The signals which were gotten from several points with the respective delay times were corresponded with one another. It is certain that the all signals were brought by the snow fragments from the same cloud. From the observation the speed and the direction of cloud and the distribution of electric charge in the wide and lumped clouds were also estimated successfully.

〔英文和訳〕

冬季雷雲からの降雪電気量の多地点観測と雷雲の振舞いの推測

加藤 正, 北村 岩雄, 池田 長康,

*若井 武夫, *酒井 勉

(*北陸電力株式会社)

昨冬に引き続き、北陸地方の冬季の雷雲構造の解明と落雷位置の予測を目的とした冬季集中観測が、1994年12月下旬と1995年下旬に福井県三国町で北陸電力が主催して行われた。我々は、この集中観測に参加し、測定器4台を用いて、降雪電気量の4地点同時観測を行った。得られた信号の間に対応がみられ、雲の降下物による信号であると分かった。また、この結果から、雲の移動方向、移動速度を求め、上空の電気量の分布を首尾よく推測できた。



電荷霧と水滴の電氣的相互作用

—雷雲の電氣的構造シミュレーション実験—

富井 淳敏, 北村 岩雄, 池田 長康

§ 1. ま え が き

現在停電のほとんどが落雷によるものであるといわれている。そのため、各電力会社および電力関係者は落雷の予測と避雷に全力をあげている。この雷に関する諸現象への対策を立てるにあたり、落雷のメカニズムや雷雲の発達過程の構造を解明することは重要であると考えられる。にも拘わらず、雷雲の諸現象は雄大でかつ何時どこで発生するかわからないということから、それに関する情報は限られたものしかない。

そこで、我々は実験室内でシミュレーション実験を行い雷雲の電氣的構造を解析しようと考えた。

雷雲からの降雨には電荷を持った雨滴が観測されている。しかし、この電荷がどこでどのような電氣的状況で帯電したのかは判明していない。そこでまず、この雨滴が帯電する状況がどのようなものなのか、帯電した雲と電荷を持った降水（以後電荷降水と呼ぶ）との電氣的相互作用をシミュレーション実験を行い解析することを考えた。

§ 2. 可能な雨滴発生状況

雷雲内から帯電した雨滴が発生する状況として、図1のような2つの状況が考えられる。図1(a)は雨滴が帯電した雲の上部から発生し、帯電した雲を通過して落下してくる場合であり、同図(b)は帯電した雲の内部より雨滴が、発生した場合である。

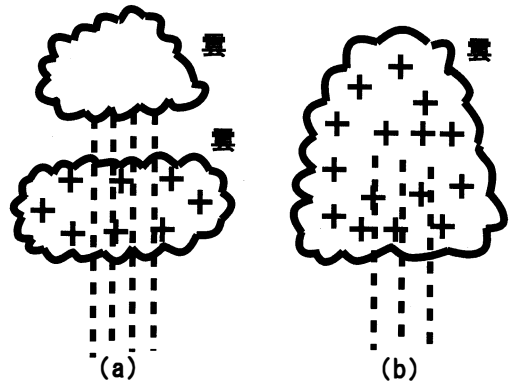


図1 雨滴発生環境の仮定

§ 3 実験装置

3.1 実験装置

§ 2で仮定した状況をシミュレーションするために、図2のような装置を考えた。この装置では、帯電した雲の代わりに帯電した霧を使用した。この実験では、底面が $1 \times 1.1\text{m}$ 、高さが $1.5 \sim 3.0\text{m}$ に変化可能な箱の中にこの帯電した霧を充満させる。そして、その箱の上部に設置したノズルから水滴を落下させる。この水滴は霧の内部から箱の下部に空いた穴を通過し、箱の下の碍子の上ののせた導電性容器で捕まえる。このときの容器の電位を測定し、あらかじめ容器の静電容量を決定しておくこ

とにより $Q=CV$ の関係から水滴の電荷を求める。ただし、このとき水滴以外の帯電した霧が測定容器に触れると水滴の電荷のみの測定が困難になるので、箱の下の中央に穴の空いた遮へい板を置きその上にファンをのせて霧だけを吹き飛ばし水滴受けに霧がかからないようにした。

また、実験における霧の濃度測定の方法として、霧を入れる箱の側面からビーム状の光を入れ、この光の照度を反対の側面から測定する。この照度は霧の濃度と比例していると考えられるので、霧の濃度基準として用いた。

以上のような装置で、ノズルの位置や霧の持つ電荷量などを変化させることにより仮定した雨滴の帯電に関するシミュレーション実験を行った。

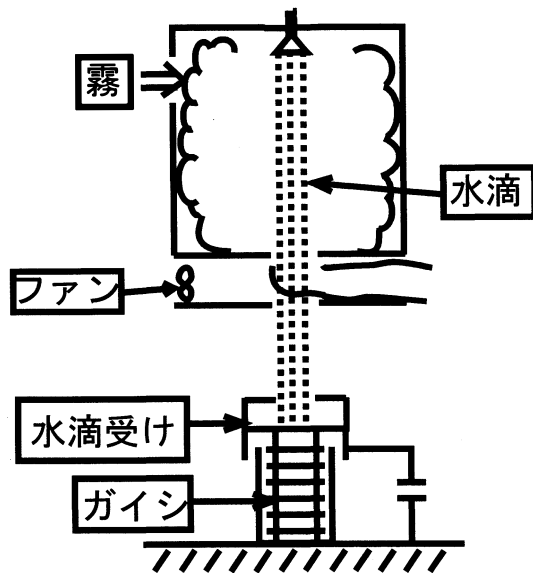


図2 実験装置

3.2 霧に電荷を持たせる方法

帯電した霧（以後帯電霧と呼ぶ）の発生方法を説明する。まず、霧発生装置としてスプレーイングシステム社の Minifogger MF-1 を使用した。これは、水を供給するタンク、圧縮空気を発生させるコンプレッサを Minifogger に接続し、水を圧縮空気で粉碎する装置で、空気圧と霧を噴射するノズルを変えることにより直径 $7.2 \sim 18.9 \mu\text{m}$ の霧状の粒子を発生することができる。この装置構成からタンクとコンプレッサを接続するホースに絶縁物を使用し、タンクと Minifogger を地上から絶縁することにより霧発生部ノズルへの高電圧の印加が可能になる。

以上のことから、霧発生部に直接電圧を印加し、霧に電荷を持たせる方法を考案した。さらに、霧が持つ電荷量を知るため、直流電圧電源から Minifogger に流入する電流を測定した。1秒間に使用する水量は $6.94 \times 10^{-7} \text{m}^3/\text{sec}$ であり霧の粒径は $7.2 \mu\text{m}$ になるようにコンプレッサとノズルを設定したので、1秒間に 3.56×10^9 個の霧粒子が発生すると計算できる。よって、この電流値から霧粒子一粒が

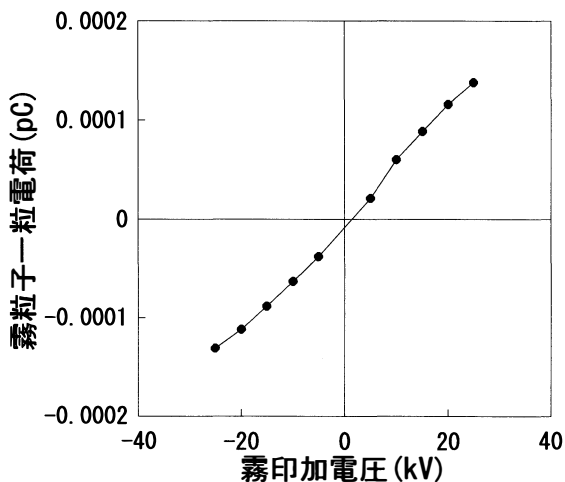


図3

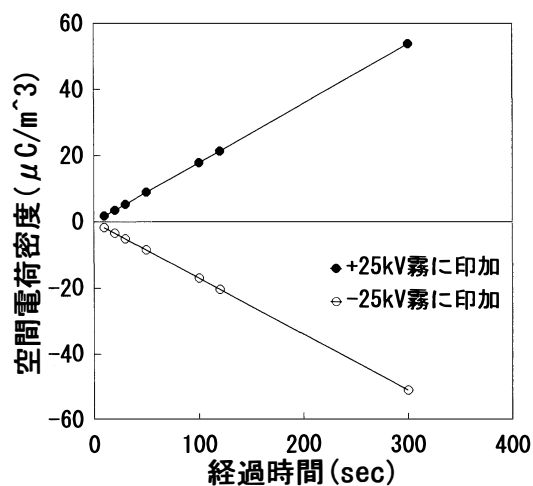


図4

持つ電荷の量は計算できる。その結果は図3に示すように、霧一粒子当たりの電荷量は約±0.0001 pC以下であり印加電圧の上昇にはほぼ比例して増加する。

以上の結果を使用し、実験装置内の時間経過による霧の空間電荷密度変化を計算したものを図4に示す。ただし、霧への印加電圧は±25kVで、霧が装置内で消えることなく、且つ常に供給され続けるものとする。この空間電荷密度は実際測定された雷雲の空間電荷密度が 10^{-6}C/m^3 のオーダーである¹⁾ことと比較すると、非常に濃い状態であることがわかる。

実験結果を示すときの空間電荷密度は、水滴を落とし始める時間が霧を入れ始めてからおよそ120 sec後であるので、120secでの空間電荷密度の計算値を使用した。

§ 4 シミュレーション実験と測定結果

4.1 帯電霧の上層外部からの降水実験

i) 水滴発生部を遮へいしない場合の実験

霧の上部に接地された水滴落下用のノズルを設置する。箱の内部には帯電させた霧を充満する。そして、霧の濃度基準となる照度が約30lxになったときに500ccの水滴をノズルより2.5m霧の中を落下させ、その水滴の電荷を測定する。

その結果、図5に示すように空間電荷密度と水滴1cc当たりの電荷は逆の極性を示し、また水滴の電荷は空間電荷密度が約 $\pm 15 \times 10^{-6} [\text{C/m}^3]$ 以上になると飽和することがわかった。

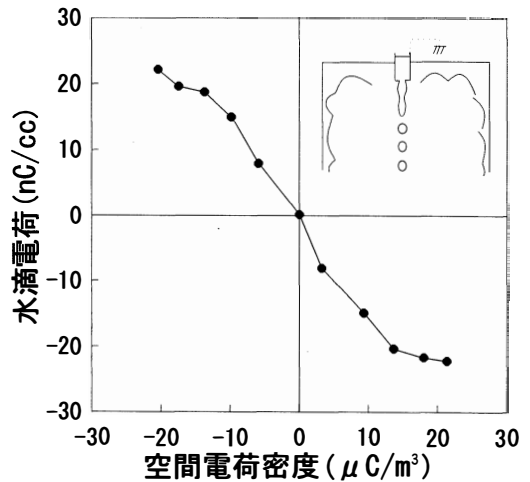


図5

ii) 水滴発生部を遮へいした場合の実験

ノズルから落下する水滴への周りの電荷を持った霧からの影響をなくすために接地した円筒状の筒で囲い遮へいした。そして、4.1 i)と同じようにして実験を行う。

その結果、図6に示すように、水滴は霧の電荷と同じ極性を示し、空間電荷密度が約 $\pm 20 \times 10^{-6}$ 以上になると飽和することもわかった。

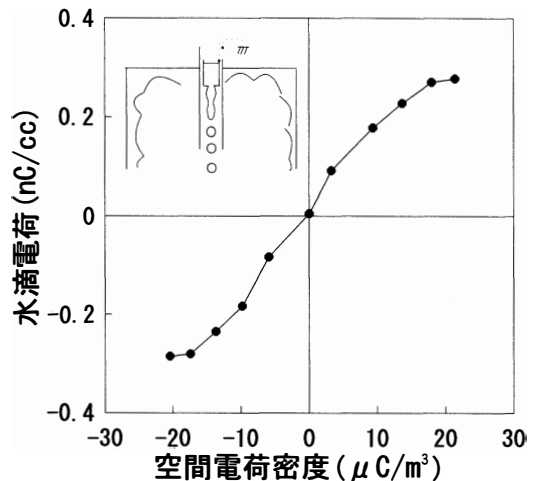


図6

4.2 帯電霧内部からの降雨実験

i) 水滴の電荷のみ測定

霧の内部にノズルと水を入れたタンク全体を絶縁した状態で設置する。このようにすることによりタンク、ノズルは霧内部に浮いた状態となる。そして、4.1 i)と同じようにして実験を行う。但し、この実験では水滴の霧中通過距離は1.5mである。その結果、図7に示すように霧の電荷と同じ極性を示し、その値は空間電荷密度にほぼ比例することがわかった。

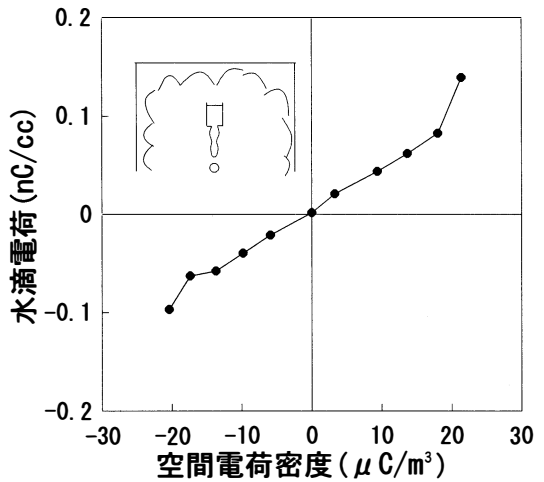


図7

ii) 水滴とノズルの電荷を測定

ノズルは4.2 i)と同じ状態にして実験を行い水滴の電荷と共にノズルの電荷変化も測定した。

その結果、図8に示すように水滴1cc当たりの電荷量の大きさ、空間電荷密度との関係はともに4.1 i)の結果とほぼ同じであった。また、ノズルの電荷は水滴の電荷に比べ極性が正負逆の値となった。これはタンクの電荷量測定のため、測定線が箱外に引出され、1 μF のコンデンサーに接続されたためと考えられる。

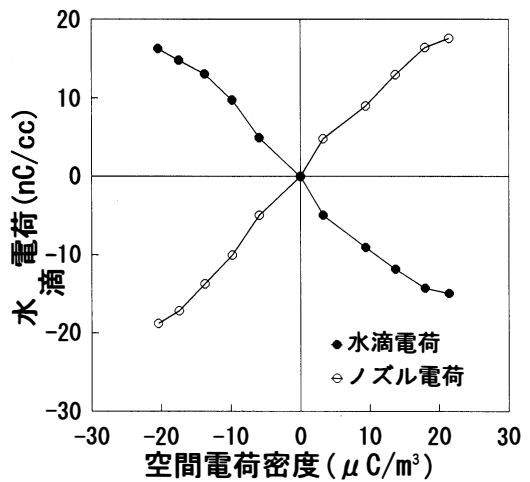


図8

4.3 水滴の通過距離を変化させた場合

箱の底面を上下に移動し高さを変化させ水滴が霧の中を通過する距離を変化させた。このときのノズル等の設置状態は4.1 ii)と同じものを使用した。そして、4.1 i)と同じ様にして実験を行った。

その結果、図9に示すように、水滴電荷は通過距離が約2m以上になると飽和することがわかった。

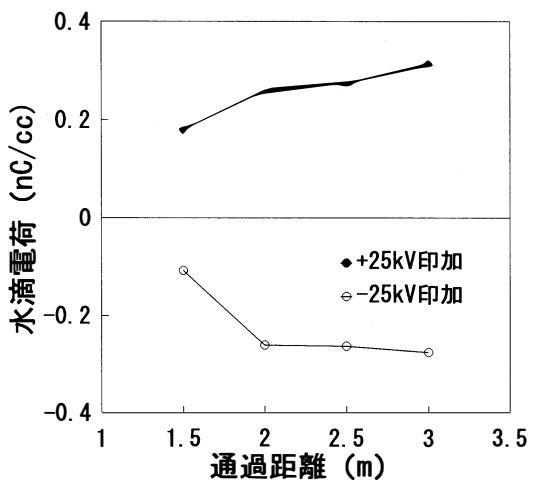


図9

§ 5 実験結果についての考察

以上のような結果が現れた原因は、水滴が発生する過程での静電誘導帯電、水滴が霧内を通過することによる水滴と霧の結合帯電に起因していると考えられる。

水滴が発生する過程での帯電は次の三つの場合が考えられる。まず第一は4.1 i) の場合で図10(a)のように、ノズルが周りからの誘導を受けるために、落下しようとする水滴には霧とは逆極性の電荷が誘導され、霧と同極性の電荷は霧から遠い場所へ（この場合はアース線を通り地面へ）移動する。その状態で水滴になるために水滴は霧と逆の電荷を持つ。第二は4.1 ii) の場合で図10(b)のように、ノズルを周りから遮へいすることにより周りからの誘導はない。そのため水滴はノズルを接地しておけば帯電しない状態で発生する。第三は4.2 i) の場合で図10(c)のように、水のタンクとノズル全体が霧の中に絶縁され、浮いた状態になっている。そのため、周りの霧からノズルとタンク全体は静電誘導を受けるが、タンク内電荷は中性を維持しようとして、大きな電氣的力が働くため、水滴発生部が帯電することはできない。よって、タンクに付着した霧からの帯電がわずかに存在するが、水滴はほとんど電荷を持たない状態で発生し、落下の最中に霧との衝突結合により帯電をおこなう。4.2 ii) の場合であるが、タンクの電荷を測定するために線が箱外に引き出されており、さらにその静電容量も $1 \mu\text{F}$ と非常に大きなコンデンサーに接続していたため、ほとんど接地されていたのと同じ効果があったと考えられる。以上の理由により、現象としては4.1 i) と同じことが起こっていたと考えられるので、水滴電荷は4.1 i) と同じ結果が現れたと考えられる。

また水滴が霧内を通過することによる帯電は、水滴が霧粒子と衝突結合し、この電荷を吸収するために帯電するということが考えられる。

この水滴が発生する時点で誘導による帯電と、霧の中を通過することによる帯電のそれぞれの大きさは、4.1 i) と4.1 ii) を比較することにより、静電誘導を受け帯電した電荷量の方が、霧との衝突結合により帯電した電荷量よりも約二桁大きいことがわかる。これは、水滴を帯電させるときの現象の違いによると考えられる。霧との衝突結合による水滴の帯電は、帯電した霧粒子が水滴に衝突結合によりのみ帯電する。また、水滴が帯電すると霧と水滴は同極性になるため電氣的に反発し、さらに霧の質量が小さいために水滴の帯電量が小さい値でも反発する。それに比べ、静電誘導による帯電は水滴になると同時に生じ、このときの電離は上記の値に比べて非常に有効に働く。以上の理由から4.1 i)、4.1 ii) の帯電量の違いがでたと考えられる。

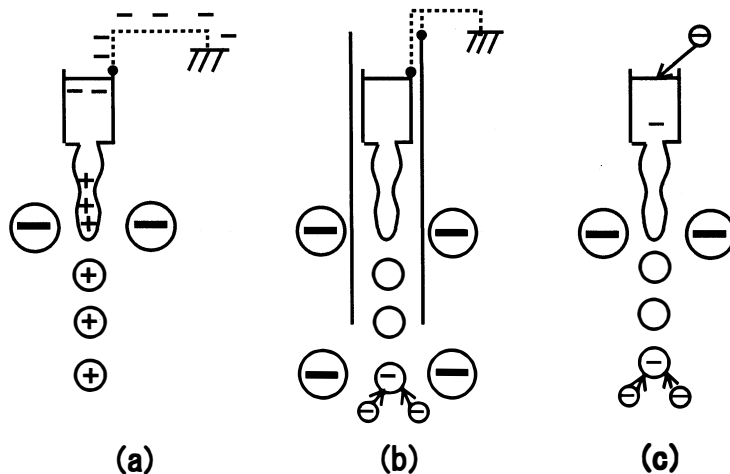


図10

§ 6 降雨時の雨滴の帯電状況の推測

以上の結果から、雨滴の発生状況は次の図11(a)~(d)のような場合が考えられる。(a)の場合は実験4.1 i)の状態では雨滴が発生する場合であり、電荷を持った雲が存在し、その上部より雨滴が発生した場合である。このとき、上部の雲は下の雲からの静電誘導を受けるために底面には下部とは逆極性の電荷を持つ、そして誘導を受けたまま雨滴は発生するために、雨滴は下部の雲とは逆極性の電荷を持って落下する。この雨滴は途中逆の電荷を持った雲内を通過するが、そこで吸収する電荷ははじめから持っている電荷よりも遥かに小さいために地上に落下する時点での雨滴電荷ははじめに持った電荷と同じ極性のままである。そして、雨滴が発生した雲は雨滴とは逆極性の電荷量が増加するものと推測される。(b)の場合は実験4.2 i)の状態では雨滴が発生する、つまり電荷を持った雲内より雨滴が発生する場合である。このときは雨滴は電荷を持たない状態で発生し、途中雲の電荷を吸収しながら地上に落下する。そのために地上に落下する時点での雨滴電荷の極性は雲と同じ極性である。図(c)、(d)は、電荷を持った雲の上部から雨滴が発生するが、図(c)は下の雲の電荷からの誘導を遮へいする何らかの遮へい層のようなものが存在する。そのために周りからの誘導を受けずに雨滴が発生する場合、図(d)は下層の雲の誘導を受けないほどの高さから雨滴が発生するために、下部の雲からの誘導がほとんど無い状態で雨滴が発生する場合である。つまり図(c)、(d)は実験4.1 ii)の状態である。そのため雨滴は電荷を持たない状態で発生する。そして、雨滴は途中電荷を持った雲内を通過する際に雲の電荷を吸収し、地上に落下してくるので、地上に落下する時点での雨滴電荷の極性は下に存在する雲と同じ極性となる。

雲の電気構造として以上四つの場合が地上に落下してきたときの帯電した雨滴の発生状況として考えられる。

実際の雨滴の帯電発生状況が今回実験を行った4.1 i)、4.2 ii)、4.1 ii)の場合のどの状況に近いかわ、雷雲内における空間電荷密度と雷雲内から落下した雨滴1 cc当たりの帯電電荷量の関係実験データを使用し比較を行った。

比較の方法は、まず実験値の空間電荷密度が小さい領域ではその密度と水滴電荷はほぼ比例してい

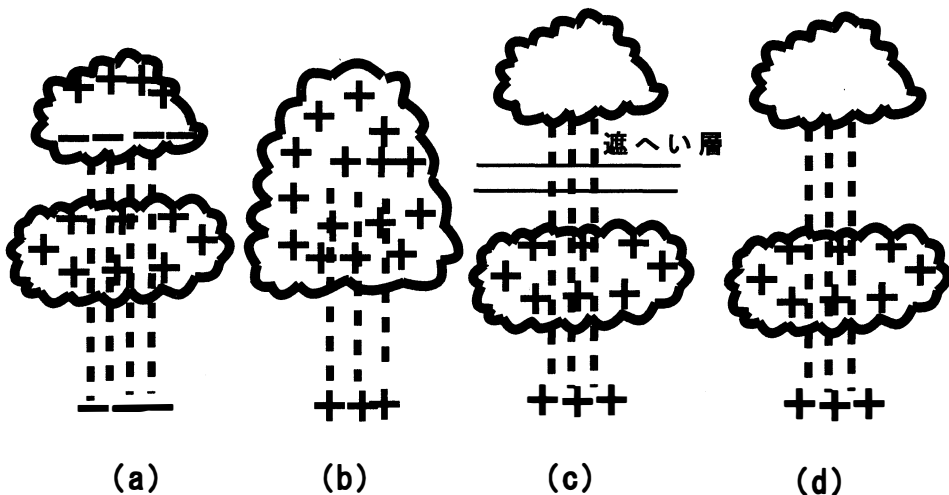


図11

ということから空間電荷密度と水滴電荷の比例定数を求める。この関係から、実際の雨滴1cc当たりの帯電電荷量測定値から予測される上空の雲の空間電荷密度を求める。ただし、4.1 i), 4.1 ii) では空間電荷密度が約 $\pm 15 \times 10^{-6}$ 以上で飽和しているので、空間電荷密度がこれ以上大きくなる場合には適用できない。この求められた空間電荷密度が実際に測定された雷雲内の空間電荷密度により近いシミュレーションのものが、実際の雨滴の発生過程における帯電原因なのではないかと考えられる。

実際の雷雲内で測定された空間電荷密度は文献1)によると $1 \times 10^{-9} [\text{C}/\text{m}^3]$ である。また、著者らの実際の降雨電荷量測定によると、雨滴1cc当たりの帯電電荷量は $7.24 \times 10^{-10} [\text{C}/\text{cc}]$ であった。これらの値は違う時間や場所において観測された結果であるために、厳密に比較対照することはできないが、一つの目安にできると考えられる。これらの比較結果を表1に示す。

	雨滴電荷(C/cc)	比例定数	空間電荷密度(C/m ³)
実際の観測値	7.24E-10		1.00E-09
実験4.1 i)	"	-1.59E-03	-4.55E-07
実験4.2 i)	"	4.76E-06	1.52E-04
実験4.1 ii)	"	1.91E-05	3.79E-05

表1

以上の結果、どの実験においても実際の値よりも大きい値が出た。しかし、実際の箱内の霧は下部の穴からの流出や壁への付着などが存在するので、実験解析で使用した霧の空間電荷密度よりも小さい値となっている。そのため、比例定数はさらに大きくなるのが考えられるので、上部で計算した空間電荷密度より小さくなるのが考えられる。よって、今回の三つの実験の状況での雨滴発生は、実験における空間電荷密度次第でそれぞれの可能性は存在するが、その中でも桁的に実験4.1 i) が可能性としては最も高いので、実際の雨滴は図11(a)のような、すなわち降雨が雷雲の上部などから周りの電荷の誘導を受けて発生したのではないかと推察できる。

§ 7 結 び

実際地上で観測される降雨の電荷は、正極性が現れたから上空に正極性の雲が存在するということが断言できない。しかし、今回の実験から水滴が電荷を持った雲の上空から発生する際あるいは電荷を持った雲内を通過する際、電荷を持った雲からの誘導による帯電、電荷を持った雲を吸収することによる帯電が存在することがわかった。さらには、空間電荷密度と雨滴の帯電の関係が数値的にも求められた。

このシミュレーション実験の方法でこれまでは一つの極性に帯電した雲を想定していたのであるが、今後は二つ以上の帯電した雲を想定する、あるいは、水滴の代わりに氷を使用するなど様々な状況を想定した実験を行っていくことで、空間電荷密度と落下帯電物の様々な関係を求めていこうと考えている。その結果、実際の地上で観測した雨滴の帯電から上空の雲の電氣的状況を推測できる可能性があるのではないかと考えている。

参 照

- 1) G.Byrne J, of geophys, reseach, Vol, 94, No.D5, 6297-6307, 1989
"Electric Field Measurements Within a Severe Thunderstorm Anvil."

Electric Interaction between charged fog and water drops

— simulation experiments for the electric structure in a thundercloud —

Atutoshi Tomii, Iwao Kitamura, Nagayasu Ikeda

Experiment on electric interaction between charged fog and water drops as the indoor simulation for the electric structure in a thundercloud is carried. The charged fog as the charged cloud is used in this simulation. The electrification of water drops pass through the charged fog in the various situation are measured in the experiment. As a result, it is found that water drops have electric charge with both various polarities and value dependent on the separation conditions of water drops at its moment.

[英文和訳]

電荷霧と水滴の電氣的相互作用

— 雷雲の電氣的構造シミュレーション実験 —

富井 淳敏, 北村 岩雄, 池田 長康

雷雲の電氣的構造の室内におけるシミュレーションとして帯電霧と水滴の電氣的相互作用を調べる実験を行った。電荷した雲の代わりに電荷させた霧をこのシミュレーションでは使用した。この実験では様々な状態に帯電した霧の中に水滴を通過させ、その水滴の帯電を測定した。その結果、水滴は分裂する瞬間の状況により様々な極性と値に帯電することがわかった。

交流電圧による霧の絶縁破壊実験

黒崎 孝一, 稲川 敦, 北村 岩雄, 池田 長康

§ 1. ま え が き

雲間放電に引き続いて起こる対地放電や、低層の雲や霧の中を通過する山岳地域の送電線における地絡事故は、人間社会を脅かす自然災害である。これらの災害は大停電を引き起こし社会活動を中断させてしまう可能性を持っており、絶対に避けなくてはならない。しかし、この雲間放電や霧中放電破壊に関する現象は、高電圧工学の分野では空気中の放電現象に比べ今まであまり研究がなされておらず、未知の部分が多く解決されなければならない問題の一つである。我々は、この現象が霧中においての絶縁破壊であることから、まずドライアイス・湯気などの霧を電極間に均一に充満させ、交流電圧による絶縁破壊を観察・測定し、このメカニズムの解明を試みた。本研究は、より一般的な一様非連続な媒質中における破壊現象の解明を目標としているが、まず霧の一定条件下での絶縁破壊電圧を測定し、絶縁破壊の形態を調べたので報告する。

§ 2. 実験装置及び実験方法

本研究における実験回路図を図1に示す。電極の形状は球を用い、電極部は床面から高さ0.8mの位置に水平に設置した。球電極の半径は1cm, 2.5cm, 5cmを用い、ギャップ間隔(d)は0.5cmおきに1~6cmで変化させた。

実験に用いた霧はそれぞれ
1) ドライアイスにより発生させた霧、
2) 湯気、
3) 湿度の高い空気、
4) 噴霧器(フォガー)を用いた霧、
の4種類である。これらの霧を各々の一定条件で均一に充満させ、破壊電圧を測定した。測定は各ギャップ長で5回ずつ行い、その平均値を測定値とした。

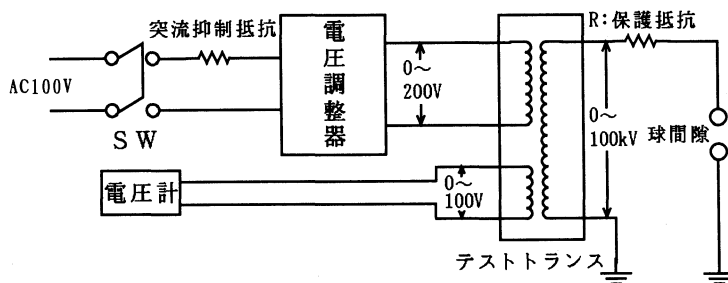


図 1

§ 3. 種々の方法で発生させた霧による絶縁破壊実験

4種類の霧の発生方法およびその実験結果を以下に示す。

3. 1 ドライアイスによる霧

図2のような装置を使用した。ステンレスの容器の中に水を2/3程度入れヒーターで70℃一定にさせた後、粉状に砕いたドライアイス100gを入れて霧を発生させた。この霧は発生する際に負電荷をもつため、容器および上部の板は接地してある。

このようにして発生させた霧を電極間に充満させ、放電形態の観察をしながら破壊電圧の測定を行った。

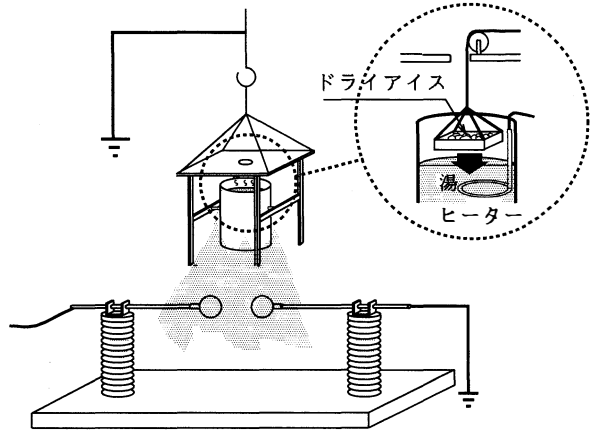


図2

3. 2 湯気による霧

図3のような装置を使用した。湯の入ったステンレスボール内にヒーターを置き水温を85℃一定にさせ、湯気を上方の電極間に充満させた状態での放電形態の観察と破壊電圧の測定を行った。

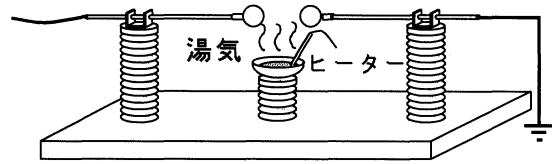


図3

3. 3 湿度の高い空気

300cm×180cm×250cmの大きさのビニルハウスを図4のように配置し、同様の実験を行った。

この実験は、電極部を囲む接地したビニルハウスの影響および、1～2℃の温度上昇および5～10%の湿度の上昇の影響が破壊電圧と放電形態にどのような変化をもたらすかを調べるために行ったものである。

3. 4 スプレー式フォガーによる霧

3. 3の実験と同じビニルハウスを使用し、霧の生成にはスプレー式フォガーを使用した。

このフォガーによる霧は粒子径約7.2μであり、粒子密度 1.26×10^5 個/cm³の霧を一様にビニルハウス内に充満させた。この状態での電極間の放電形態の観察、破壊電圧の測定を行った。

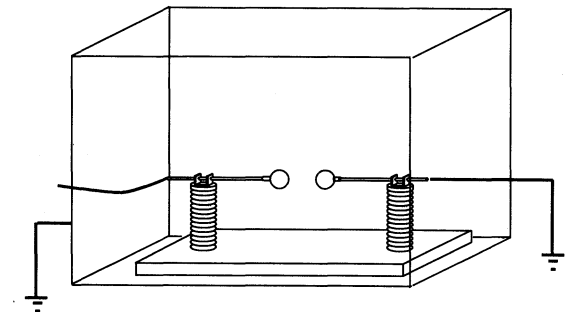


図4

3.5 実験結果

実験結果の一例として、電極間に充満させた媒質がドライアイスの霧の場合の破壊電圧を図5に示す。横軸は3種の電極による電界形状を一致させるため、ギャップ長(d)/球半径(r)をとってある。この図から分かるとおり破壊電圧は、このd/rの値の増大と共に大きくなるという結果が得られた。

またこれらの実験の際、放電形態の観察をビデオ等により詳細に行った。これらの観察より、放電プロセスが以下のように4つに分類出来ると考えられる。

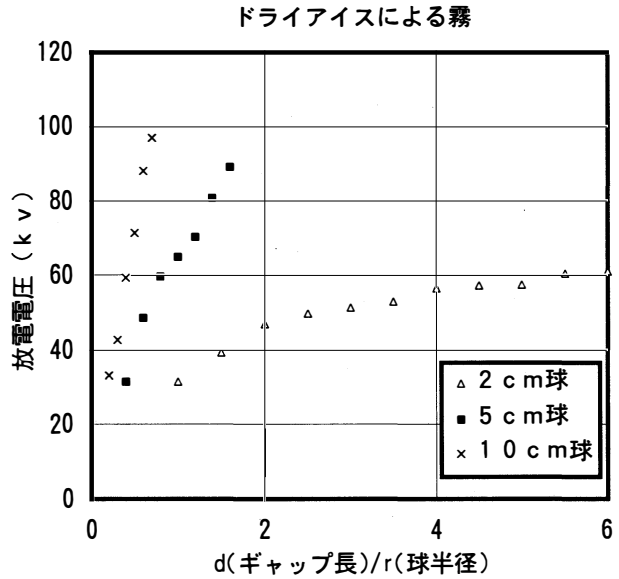
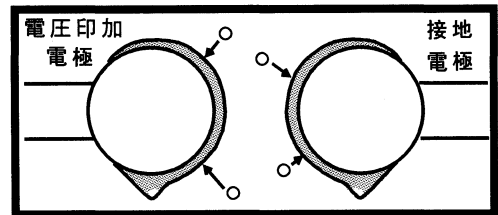


図5

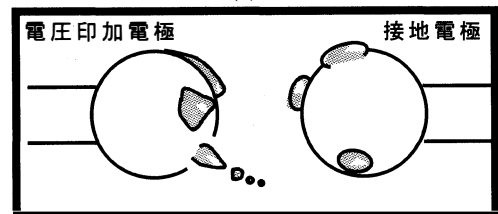
第1段階

電圧を印加すると、図6(a)に模式的に示すように電極間に介在する水粒子が両電極に引き寄せられ表面に付着する。



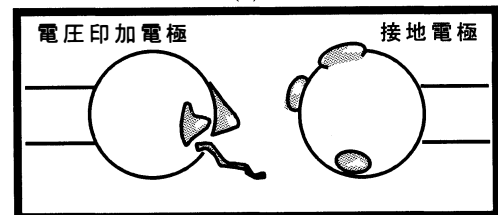
第2段階

序々に電圧を上げていくと、同図(b)に示すように電圧印加側電極に付着した水粒子が幾つかに集まり接地側に引き寄せられ隆起する。



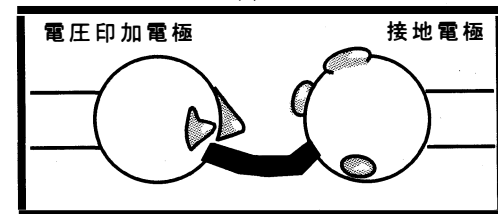
第3段階

更に電圧を上げ放電閃絡直前になると、同図(c)のように隆起した水粒子が接地側電極方向に細長く伸びた突起物となる。



第4段階

閃絡時には、この水滴の柱状の突起物の先端を伝って青く細い炎を伴い放電を行う。



放電状態の観察により、以上のような放電プロセスが見られた。

このドライアイスを用いた霧以外の湯気、湿度の高い空気、フォグによる霧の場合でも測定結果から得られた破壊電圧はほぼ同様であり、放電形態も同様なプロセスを経ていた。

(d)

§ 4. 実験結果の検討

§ 3の測定結果から得られた破壊電圧を検討し、以下のように解析を行った。

§ 4. 1 種々の霧と乾燥空気との破壊電圧の比較

ここでは、霧の破壊電圧を乾燥空気の破壊電圧で割ったものを電圧比として各々算出した。下に示す図7から図10は、ギャップ長/球半径に対してこの電圧比を表したものである。これらの図は各媒質においての破壊電圧の変化が示されている。ギャップ長/球半径を横軸にとったために範囲は半径1 cm球が1から6、半径2 cmの球が0.4から1.6、半径5 cm球が0.2から0.7となっている。

これらの図を見るとどの媒質においても電圧比はそれぞれある周期をもつ波形となった。各媒質によって3つの波形は大きさの差はあるが非常に似ていることから、この波形は各々の媒質で固有の周期特性をもつものと考えられる。

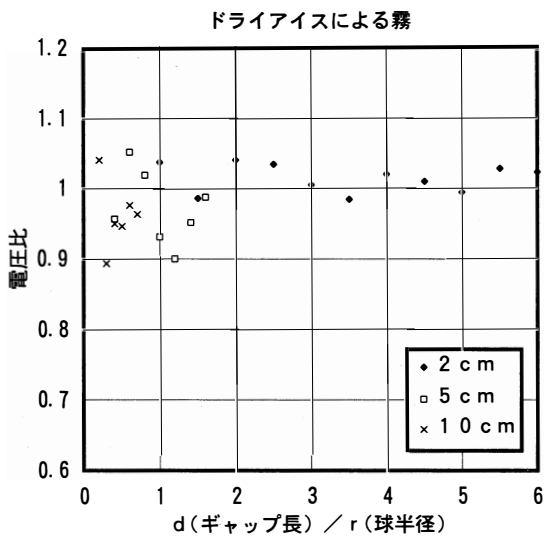


図7

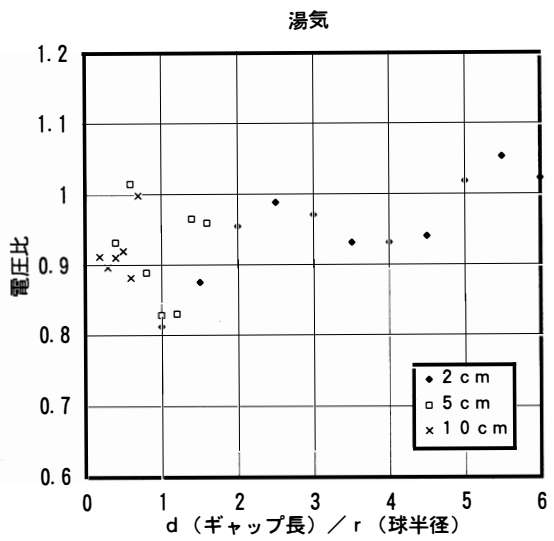


図8

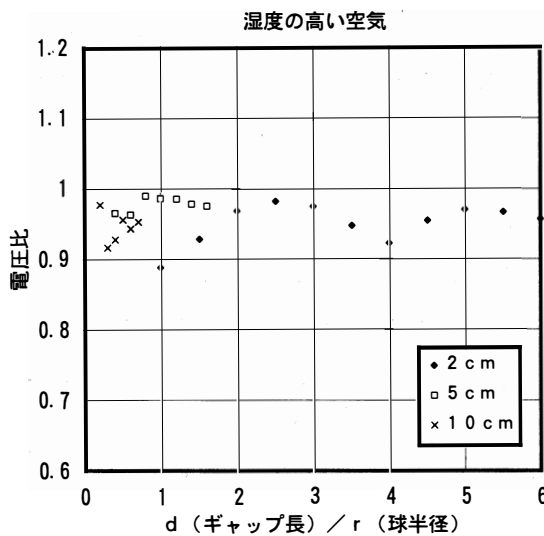


図9

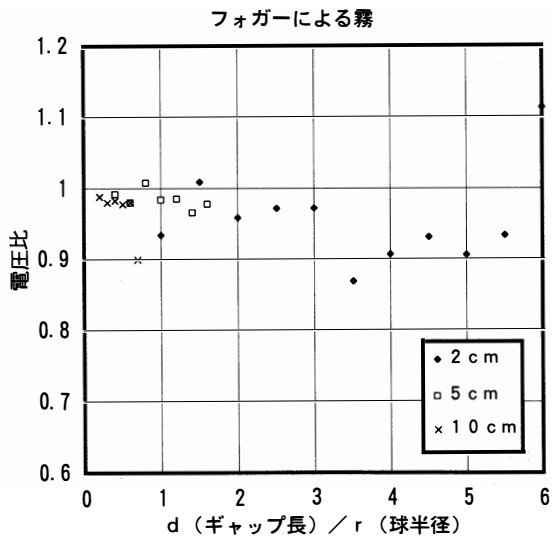


図10

§ 4. 2 ある比例定数による実験結果のまとめ

前の § 4. 1 で得られた結果は各々の媒質における 3 種類の波形が非常に似ており、各媒質ごとに固有の周期特性が見られた。ここで、各波形において極大・極小値をとる横軸の値 (d/r) を比較し、横軸の値にある一定の値 a を掛けることによって 3 種類の曲線が一本にまとめられるのではないかと考えた。図11は、各媒質で一本の曲線にしたものを一つのグラフ上で表したものである。

このように電圧比を示す波形はほぼ一つの帯状波形にまとめることが出来る。各媒質で電圧比の波形を見てもこの帯状波形に近い形となっていることから、どの霧の場合も破壊はある特有の物理的過程で行われる現象であると考えられる。

ここで、電極表面に付着する水粒子が絶縁破壊電圧の低下にどれだけ影響するかを見るために、図12のようにあらかじめ電極表面に水膜を張った状態での空気の破壊電圧を測定する補足実験を行った。この実験結果を図11の結果と重ねて簡略化したものが図13である。この図13より、電極表面に付着する水粒子が破壊電圧低下に非常に影響をおよぼすということが分かる。電極間に霧を充満させた場合でも電極表面に水粒子が付着するため、この影響と電極間に介在する水粒子の影響が相互に作用し、図11のような波形を形成するものと思われる。

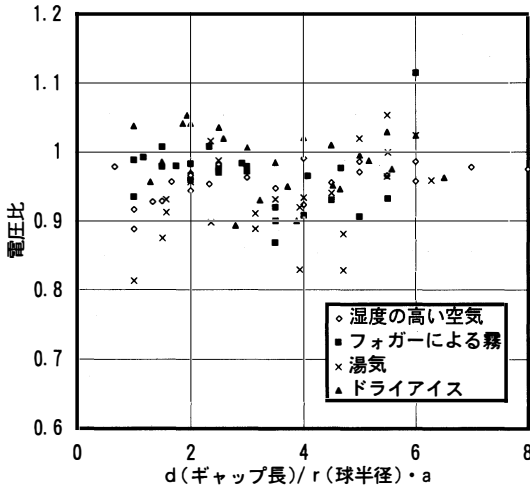


図11

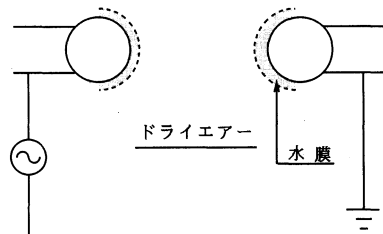


図12

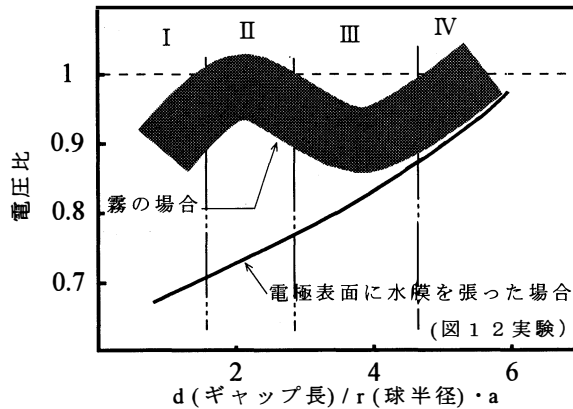


図13

§ 4. 3 電極をもつ霧の絶縁破壊現象の物理像

以上の検討により図13に示すように、ギャップ間隔の大小で図14に示す領域Ⅰから領域Ⅳまでの4領域に分け、電極により電圧を印加された霧の絶縁破壊電圧の電極間距離による変化を、以下のように解析した。

領域Ⅰ：電圧印加と共に電極間の霧粒子がすべて電極表面に付着し、その結果電極間は乾燥状態となる。そこで、水膜の厚さだけギャップ間隔が狭くなり破壊電圧が低下する。

領域Ⅱ：電極間に介在する霧は電極に吸着し、電極間は変わらず乾燥状態のままでギャップ間隔が水の膜圧に対して大きくなるので、空気の破壊電圧に近づく。

領域Ⅲ：ギャップ間は更に大きくなるため霧が電極間に入り込み、電極表面に付着する水膜が厚くなる。と共に、ギャップ間にも霧が多少存在するが、電圧印加電極表面の水滴は盛り上がり、水滴を放出するような状態で閃絡する。それ故、再び破壊電圧は低下する。

領域Ⅳ：更にギャップ間が大きくなり、電極表面の水膜の影響は少なくなる。また、電極表面の水滴の盛り上がりも少なく、乾燥空気の破壊電圧に近づいていく。しかし、閃絡直前には領域Ⅲと同じ状態を経て、放電が行われる。

以上のように、霧の絶縁破壊電圧の距離による変化は電極表面の影響が大きいが、これらの定性的にまとめた結果から分かる。

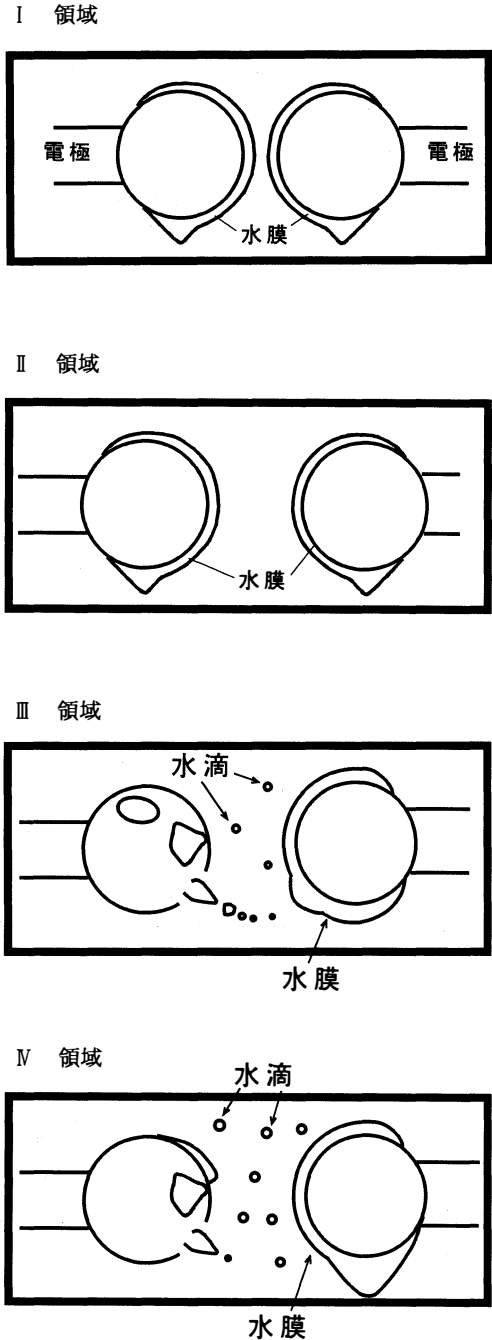


図14

§ 5. ま と め

(1) 実験結果より、霧の乾燥空気破壊電圧に対する電圧比を表した結果は物理的には意味の不明確な各定数を掛けることにより、ほぼ帯状の波形となる。この波形をギャップ間隔の大小で4領域に分け、放電形態を考慮した上で検討した結果、電圧印加電極をもつ霧のような一様非連続媒質での放電メカニズムを定性的に解明することができた。

- 1) 領域Ⅰでの破壊電圧は、電極間の霧が電圧印加と共に電極表面に付着し、この水粒子の影響が大きい。
- 2) 領域Ⅱでは、電極間はやや大きくなるが電極間の霧はほぼ無くなり、乾燥空気での破壊電圧と見なすことができる。
- 3) 領域Ⅲでは電極間は更に大きくなるが、電極間の霧および電極間の水膜の盛り上がりにより、破壊電圧は低下する。
- 4) 領域Ⅳでは、電極間は大きく霧の濃度の低い状態となって、霧の影響は小さく乾燥空気の破壊電圧に近づく。

(2) 今後の課題として、

- 1) 物理的意味が不明確な定数の意味の解明
- 2) 非連続媒質の誘電率が絶縁破壊におよぼす影響
- 3) 媒質粒子が電極に付着しない場合の破壊電圧特性
- 4) 無電極放電による一様非連続媒質の絶縁破壊特性などがある。

Breakdown experiments on fog with the alternative current voltage

Kouichi Kurosaki, Atsushi Inakawa,
Iwao Kitamura, Nagayasu Ikeda

It is important to examine the discharge phenomena on the breakdown in the inner thundercloud for learning the mechanism of lightning at the initial stage. However, it is difficult to study directly the breakdown at the inner part of real cloud. Inspire of a cloud, the breakdown experiments with four kinds of fogs uniformly filled between the electrodes are carried with AC voltage. It is found from the experiments that the breakdown voltage are effected strongly by the electrode surface conditions and the discharge mechanism could be divided into 4 region with the distance of the electrodes, from the behaviour of water at the surface of electrodes.

〔英文和訳〕

交流電圧による霧の絶縁破壊実験

黒崎 孝一, 稲川 敦, 北村 岩雄, 池田 長康

雷放電メカニズムの初期段階を学ぶために、雷雲内の絶縁破壊現象を調べることは重要である。しかし、実際の雷雲を用いて絶縁破壊を調べることは、非常に困難である。そこで、雲の代わりに4種類の霧を電極間に一様に充填させ、交流電圧による絶縁破壊実験を行った。この結果、絶縁破壊電圧は電極表面の状態に強く影響するということが分かり、電極表面に付着する水滴を検討し電極間距離により放電メカニズムを4領域に分類することができた。

落雷予測システムの概念

池田 長康, 北村 岩雄, 村井 忠邦, 加藤 正,
増田 敦志, *若井 武夫, *酒井 勉

1. まえがき

古くからこわいものの順序として「地震, 雷, 火事, 親父」がある。阪神淡路大震災で改めて地震のこわさを思い知らされたが, 2番目の雷については一過性であるということもあり関心が薄いように思われる。地震に関しては気象庁をはじめ京都大学の防災研究所, 東京大学の地震研究所など, 国の予算を使って強ちに観測網を整備しつつある。一方, 3番目の火事については, 消防庁をはじめ地方自治体が常備体制を整え, 建物なども建築時から法律によって防火に努めてきている。しかし, 雷については, 国の防雷システムもなく, 各電力会社に依存しているのが現状であると思われる。停電の95%以上が不可避的な雷による停電であるにもかかわらず, 現在のオンラインシステム社会は瞬時の停電も許さないような仕組みになっている。このため各電力会社は電力供給の信頼性を確保するために雷に対して懸命の努力と対策を講じている。

富山大学の位置する北陸地方は我が国でもっとも雷の多い地域であり, しかも, いわゆる「ブリおこしの雷」という冬季に集中している。更に「一発雷」と云われているように夏季の雷に比べ100倍という極めて大きい電気を雷雲から地上に運ぶ対地放電である。従って, 落雷の被害は直撃落雷の場合は云うにおよばず間接的な電気誘導によって起こる場合も大きいという特徴を持っている。このため, 落雷の予測は不可欠の技術となって来ている。

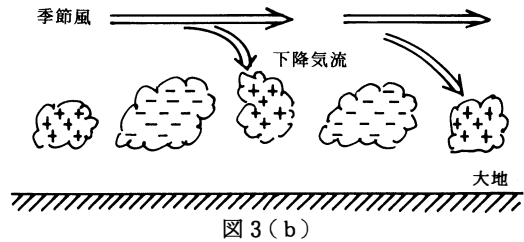
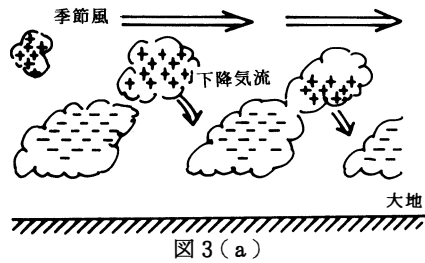
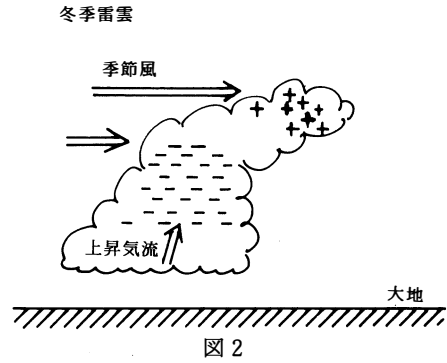
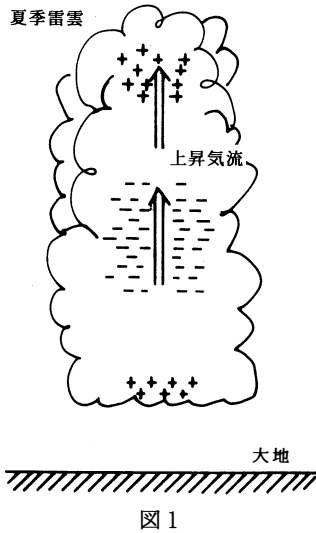
しかしながら, この技術は未だ手さぐりの状態であるが, 北陸電力, 電中研, 気象庁, 防衛大学校, 富山大学, 東京大学, 大阪大学, 金沢大学, 石川高専などが参加している冬季雷の集中観測などの研究努力により, 次第に発雷状況の把握が出来はじめてきている。富山大学は雷雲の電氣的構造とその分布状態の観測を中心に進めて来ており, 雲の電氣的情報をもって降ってくると考えられる雪や雨の電荷量と地上電界(最近始めたばかりである)の観測を行っている。

これら我々の観測とその結果の解析及びレーダー, ドップラーソーダーなどの気象情報を考慮することにより, 上空の雷雲内の電氣的構造が少し明らかとなり, 第4章に述べるシステムを用いれば位置では1 km以内の範囲, 時刻では10分~15分以内での落雷予測が可能であると考えられる。

2. 推測される雷雲構造

荷電分離した雷雲は気温で-10度付近を境に, 上方では正極性, 下方では負極性に帯電する。気温がこれより暖かい場合には逆に帯電する¹⁾。従って夏季では地上の熱で暖められて発達した雷雲では図1のように雲の上部に正極性, 中央に負極性が帯電し雲底には小さな正極性の電荷が存在する。一方北陸地方の冬季では, 強い季節風により発達する雷雲は雲の上方に正極性下方に負極性電荷がそれぞれ現れるのは夏季と同じであるが, 強い季節風に流され図2のような状態にあるのではないかと推

*北陸電力地域総合研究所



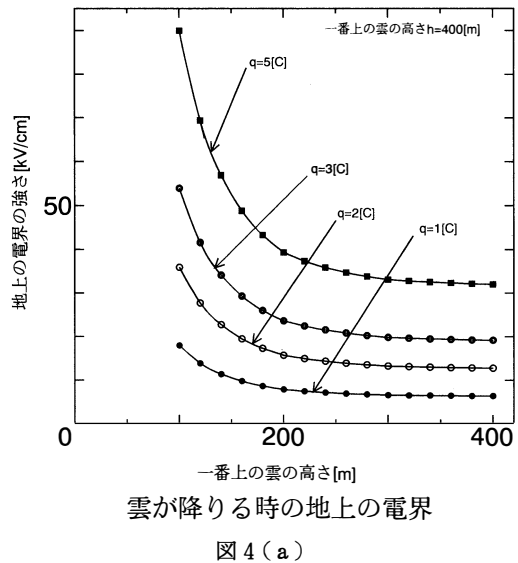
測されている²⁾。しかし詳細については今後の研究観測を待たねばならないが、我々は観測から北陸地方の冬季には暖かい海面と冷たい季節風のため昼夜関係なく連続して上昇気流による雷雲の発生があり、しかも、電気的な反発、吸引により図3(a)のような状態から次第に同図(b)のような電気双極子構造の状態に移るのではないかと推測している。

3. 推測される落雷構造

落雷は電荷の移動により、電荷密度の高い領域付近または周辺で電界が空気の絶縁耐圧よりも高くなり、絶縁破壊を起こす現象であると考えられる。この電界が大きくなる可能性のある過程を考えると、次のいくつかの過程が考えられる。すなわち、

- 1) 上空にあった電荷が下降気流に乗って大地に近づく。
- 2) 同極性電荷が下降気流に乗って雲底に蓄積される。
- 3) 雲中で荷電分離が起こり異極性電荷が飛び去り、同極性電荷のみが残る。
- 4) 電荷の双極子の多極性の電荷の一極性のみが消える。

という過程である。図4(a)は、同極性電荷が下降気流と共に大地に近すぎ蓄積された(2)の場合に



おける地上電界の数値例である。400mの高さから100mの高さに4個に別れて分布しており、それぞれ、1[C], 2[C], 3[C], 5[C]の電荷が100mまで降下してきた場合の地上電界を示す。2[C]もあれば100mの高さで平等電界の破壊電界を越えることが判る。

図4(b)は、(4)の電気双極子の場合の電界の数値例である。電荷中心より真下a200mの電界を求めている。電気双極子の間隔dは200mで電荷中心の高さhは500mとしている。図中のパラメータ α は隣の異極性電荷の割合を示し、この電荷の小さい場合ほど電荷を打ち消す量が小さくなり、電界の値は大きくなることが分かる。また図5に示すドップラーソーダーなどの観測から下降気流の存在と発雷とが大きな相関関係があることが判っており³⁾、これらは電界が増大する過程のモデルと矛盾しない。

また、積乱雲の内部には上昇気流の強い領域のすぐ周辺に強い下降気流の領域が必ず存在し、この領域では霰などを伴う強い降雨をもたらしている³⁾。我々の観測から静かな降雪より霰混じりの降り始めの降雪の方が強い電荷を帯びることが判っている。このようないくつかの状況証拠から、落雷は上述した電荷を持った雲の塊が下降する過程で起こると考えられる。しかも、北陸地方の冬季は季節風と共に続々と雲がおしよせて来るため一つの電荷をもつ雲の付近には同極性の大きささまざまな電荷を持った雲が

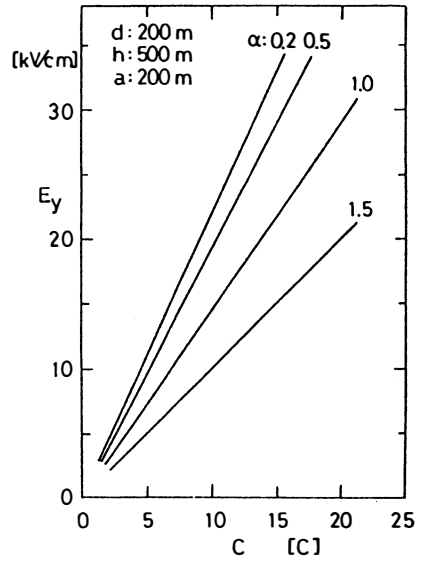
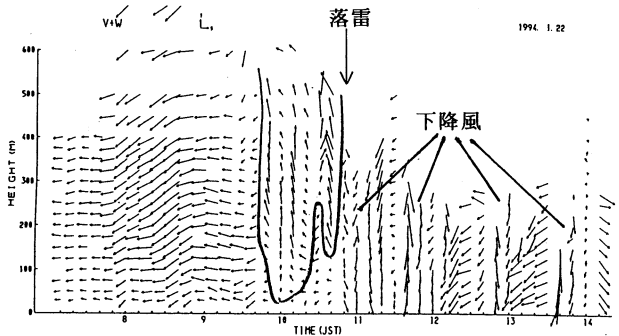


図4(b)



南北断面風力

図5

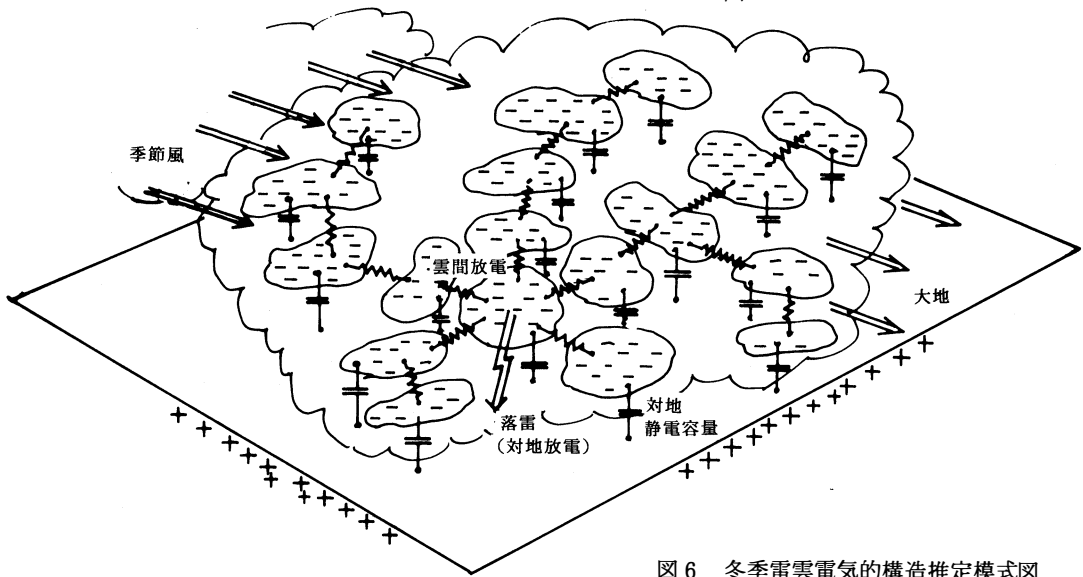


図6 冬季雷雲電氣的構造推定模式図

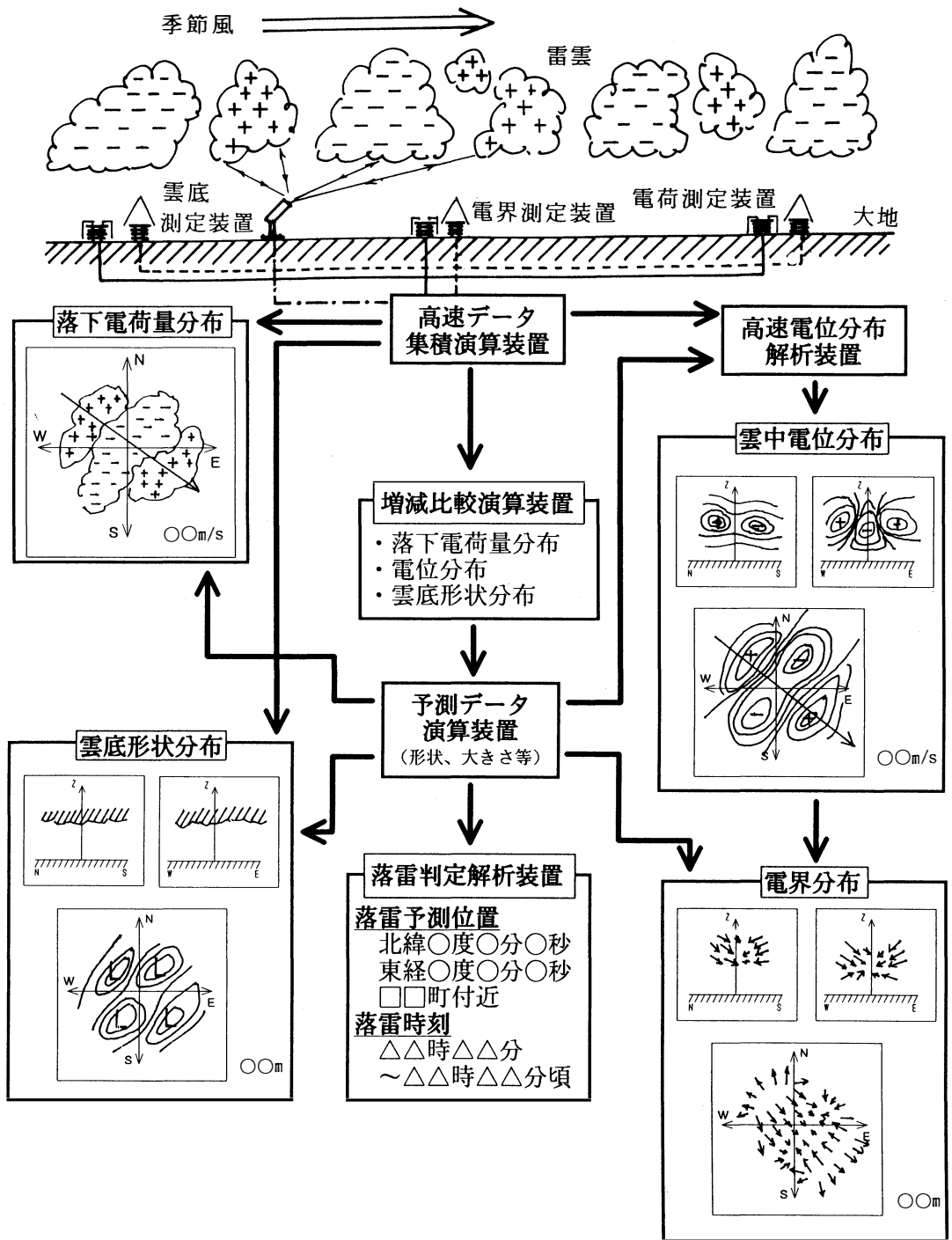


図7

存在している状況にあると推測される。このような場合、電荷量が異なれば対地電位が異なり、それぞれの雲の間では電位差を持つことになる。このため、同極性の電荷雲であっても次々と放電によって閃落することになる。この状況は図6に示すように視覚的に一様に見える雲も電荷密度の異なる分布をしており等価回路的には充電された梯子型回路の放電と酷似していると考えられる。夏季よりも雲が低く、雲の範囲も広いいため、電荷量も大きくなり、従って落雷の電流が長いのは当然と考えられる。

4. 落雷予測システム

前章から落雷するには電荷を持つ雲が何らかの動き特に下降によった電界が強くなることによって起こることが判る。従って予測するにはこれらの雲中の電荷の動きと電荷の増減を把握すれば可能になるものと考えられる。図7にはこのシステムの構成と予測のための各種データの概略を示す。

同図に示すように、雷雲の電荷を多数地上に配置されている降雪電荷測定装置と、電界測定装置からの信号を高速データ集積演算装置に取り込み、演算処理の後、現在の降雪など落下物電荷分布および雲底形状分布を表示する。一方、高速で電位分布を解析し、雲中の電位分布、電界分布を表示する。

これと同時に過去に集積されたデータと比較し、予測データを得るために、増減比較演算装置を用いて処理を行う。これにより、将来、ある時刻における落下物電荷分布、雲底形状、電位分布、電界分布を表示することができる。また、この増減量のみの表示も可能である。これらの各種電気量とその増減量と雲底変化から落雷判定解析装置を通して落雷位置と落雷時刻を予測する。

このシステムはまだ測定系においても改良の余地があり、高速処理、判定解析のソフトについても今後の問題であるが、このようなシステムが構築でき、データが集積されていけば雷予測に関して確度の高いシステムになるものと考えている。

5. ま と め

上に述べた観測網と予測システムを用いることにより

- 1) 雷雲中の電荷分布
- 2) 雷雲中の電荷増減量
- 3) 雷雲の移動方向とその速さ

が把握出来、何時何処の地点で落雷が発生するか予測することが可能になると考えられる。より正確には高価なドップラーソーダによる下降気流（ダウンバースト）をつかまえ、今後多くのデータが集積され、ニューラルネットワークの学習課程を落雷判定に適用してゆけばより精度の良いシステムになるものと考えられる。更に電荷分離量の時間依存分布の予測が不可欠であるが、これは今後の問題として残ると思われる。

参 考 文 献

- 1) 高橋 劭 “雷の物理” 東京堂出版 1986
- 2) 北川信一郎 “放電研究” No.83放電研究 昭和48(1973) 9月
- 3) 道本光一郎 “電気学会放電、高電圧合同研究会資料” ED-93-116 1963

System concept for lightning forecast

Nagayasu Ikeda, Iwao Kitamura, Tadakuni Murai, Tadashi Kato,
Atsushi Masuda, Takeo Wakai* and Tsutomu Sakai*

*Hokuriku Electric Power Co.

In the present life surrounded with on-line systems, more correct forecast on lightning is indispensable for protecting the interruption of electric power, especially, in winter at Hokuriku area. It is too many unknown factors about thundercloud in winter to forecast the lightning correctly. Therefore, the relations between meteorological and electrical situations and the lightning are going to be clarified one by one. System concept for lightning forecast is considered in this phase. The system consists of fast data acquisition system, fast analytic system of electric potential and strength, display system of electric charge distribution of precipitation, optical observation system, forecasting system of electric situation and adjudgement system of lightning. It is expected to improve the accuracy of the lightning forecast by coming with the accumulations of the observation data.

〔英文和訳〕

落雷予測システムの概念

池田 長康, 北村 岩雄, 村井 忠邦, 加藤 正, 増田 敦志,

*若井 武夫, *酒井 勉

*北陸電力株式会社, 地域総合研究所

オンラインシステムで囲まれた現代の生活においては、停電を防ぐために、落雷のより正確な予測は不可欠である、特に、北陸の冬季において。正確な落雷の予測は冬季の雷雲に関する事柄についてあまりにも知らないために難しい。しかしながら、落雷と気象学的なそして電気的な状況との関係が少しずつ明らかになって来ている。現段階において、落雷予測システムについて概念的に考えた。このシステムは高速データ集積システム、高速電位、電界解析システム、降雪などの電荷分布表示システム、光学的観測システム、電気的状況予測システムと落雷判定システムから成っている。観測データの蓄積と共に、落雷予測の精度も改善されるものと期待される。

電氣的消霧に関する基礎実験Ⅱ

増田 敦志, 河村 誠, 北村 岩雄, 池田 長康

1. はじめに

現在の高度文明社会においては、人間や物資を短時間にかつ大量に目的地へ輸送することがますます重要になってきている。従って、全国的にも飛行場や高速道路網等が次第に整備拡充されてきている。しかしながら、その運用における自然現象への対応方法としては、積雪は除雪などで対応しているが、雨や風や凍結や霧などに対する対策はあまり有効なものではなく、かなり自然任せであり、特に今回我々が研究のテーマとして取り上げた霧に関しても同様であり、ひとたび濃霧に阻害されると交通量が多いということから、たちまちマヒ状態に陥りかねない。事前に発生が予測されていても、しっかりとした対策もなく交通施設を悩ませる一つの要因となっているのが現状である。

この研究は霧の電氣的特性を調べると共に、霧を通過させると同時に電氣的にすばやく消滅させてしまう装置を開発することを目標としている。この実験の発端は霧の電氣的破壊の研究のためドライアイスで発生させた擬似的な霧の中に電極を入れ高電圧を印加したところ、霧が攪拌されるようにして短時間に消滅していく現象が確認されたことから、その最適な応用例として考案したものである。このような消霧装置が開発され、交通施設の近くに簡単に設置でき、しかも、保守が容易でかつ美観も損なわず、また消費電力もきわめて少なく、更に、電氣的な部分を絶縁することで高い安全性の施設となれば、極めて有効な交通施設になるものと期待される。

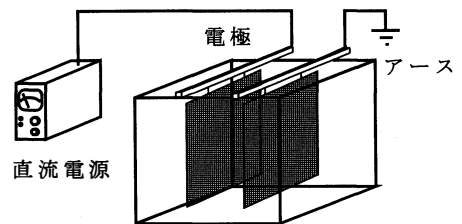
この研究では電極構造とその印加電圧、交流と直流、装置パラメーター等を変えて霧の消滅する時間を調べ、それらの効果を実験的に解明した。また、電氣的消霧に関する基礎実験Ⅰのドライアイスによる擬似的な霧の発生に続きこの基礎実験Ⅱでは、ドライフォガーという霧発生装置を用いて実験を行った。

2. 小型装置における直流消霧実験

基礎実験Ⅰでの交流高電圧印加時における消霧実験に続いて、直流高電圧印加時における消霧実験を行った。

2.1 実験装置

図1は直流高電圧のための実験装置で、基本的に基礎実験Ⅰの時に用いた実験装置と同様である。交流実験と異なるところは、電圧の印加方法である。直流電源を用いるため、2枚の電極のうち1枚は直流電源に接続し、もう1枚はアースに接続してある。



直流電源の消霧装置

図1 小型実験装置図

2.2 実験手順

実験の手順も基礎実験Ⅰと同様である。しかし、目的の電圧にまで電圧を上昇させるまでに、交流高電圧では電圧がステップ入力できていたのに対し、直流高電圧の方では電源の特性上約3秒かかる。

2.3 実験パラメータ

今回の実験パラメータは、Ⅰ) 電極間電圧、Ⅱ) 電極間隔、Ⅲ) 網電極の編目の大きさの3点を実験パラメータとした。

Ⅰ) 電極間電圧 10kV, 15kV, 20kV, 25kV, 30kVの5点を設定して実験を行った。

Ⅱ) 電極間隔 9cm, 11cm, 13cm, 15cm, 17cm, 19cm, 21cmの7点を設定して実験を行った。

Ⅲ) 網電極の網目の大きさ 0, 1/16インチ, 1/8インチ, 1/4インチ, 1/2インチ, 1インチ, 3インチの7点を設定して実験を行った。ここで0というのは網状電極ではなく板状電極のことをいう。

2.4 実験結果

測定結果は、図2の様に記録される。横軸は時間、縦軸は透過光の割合である。フルスケールで100%の光が透過しており、一番下が0%であり全く光が透過しないことを表している。

このデータを整理するために、我々は消霧の時間というものを定義した。この消霧の時間とは、このデータの30%と90%のところを直線で結び、その直線が0%と100%と交差したときのその0%から100%の間の時間とした。その消霧の時間をもとに各パラメータごとにグラフにした。なお、グラフは比較のため交流実験のものも同時に表している。

電極間電圧と消霧時間の関係を図3に示す。電極間隔と消霧時間の関係を図4に示す。電極編目の大きさと消霧の関係を図5に示す。

そこで直流電圧印加の場合の、印加電圧、電極形状などについての依存性をまとめると次のようになる。

- Ⅰ) 電極間電圧は大きくなるにしたがい消霧の時間は短くなる。
- Ⅱ) 電極間隔は小さくなるにしたがい消霧の時間は短くなる。

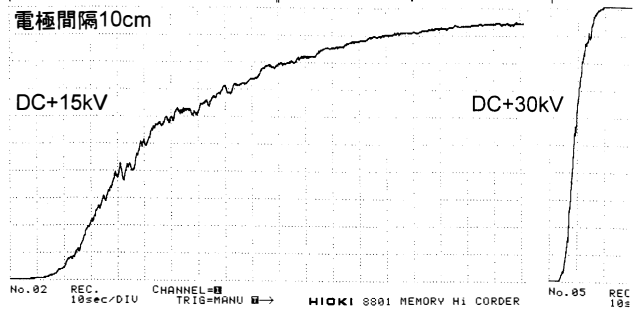


図2 実測データ

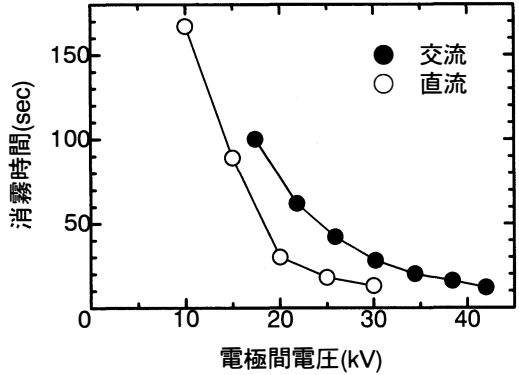


図3 電極間電圧と消霧時間の関係

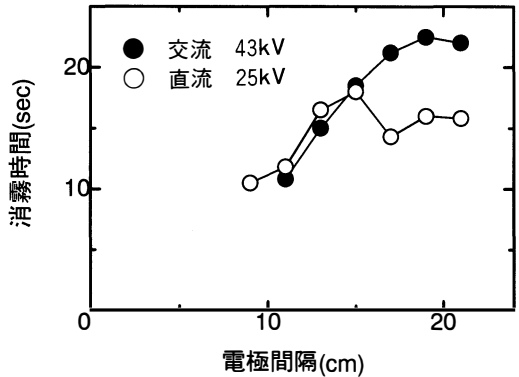


図4 電極間隔と消霧時間の関係

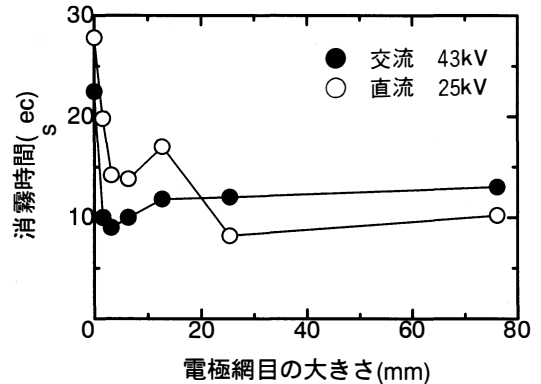


図5 電極網目の大きさと消霧の関係

Ⅲ) 電極網目の大きさはその目の大きさに関係なくほぼ一定である。
 という結果が得られた。

2.5 交流と直流の比較

図4と図5は交流が電圧43kVであるのに対して、直流は25kVであることを注意してもらいたい。
 以上の実験より以下のような結果が得られた。

- I) 電極間電圧は大きくなるにしたがい消霧の時間は短くなる。
 - II) 電極間隔は小さくなるにしたがい消霧の時間は短くなる。
 - Ⅲ) 電極網目の大きさはその目の大きさに関係なくほぼ一定である。
 - Ⅳ) 同じ電圧で比べると直流の方が交流よりも消霧の効率がよい。
- I) II) Ⅲ) は交流、直流に関係なく得られた性質である。

3. 中型装置における直流消霧実験

3.1 実験装置

この実験で使用した実験装置を図6に示す。この箱状の装置は100cm×100cm×100cmであり、枠は鉄製のアングルで作り、測定面の2面はアクリル板で、そのほかの面はビニールシートで作られている。その中に約50cm×50cmの電極が箱側面より取り付けられた絶縁碍子から伸ばしたアクリル棒の先に2枚つけられている。この2つの電極はリード線を通してそれぞれ直流高電圧発生装置と、アースに接続されている。この実験装置で電極間に電圧をかけたときの装置内の霧の動き及び霧の濃度の変化を観察した。また、スリットで絞った光を実験装置に通し、その透過光の強さを照度計によって測定し、光の透過する割合を求め霧の濃度変化の目安とした。なお、この実験装置の金属部分はアースにある。

今回の実験は、前回の基礎実験Ⅰの時に霧を模擬するために使用したドライアイスを使った霧は使用せず、新しく導入したドライフォガーという霧発生装置を用いて、模擬的な霧とした。このドライフォガーは、そのノズルと空気圧の調整で粒子径が $7.2\mu\text{m}$ の大きさの霧を発生させることができる。このドライフォガーを使って装置の下の方から霧を導入した。

図7は光源と測定装置の位置関係を示している。光源はスライドプロジェクターを使用している。その光を直径1mmの穴をあけたスリットで絞り実験装置を通過させ反対側に設置した照度計を用いて透過光の強さを測定した。光源と照度計との間隔は1.2mとし、光の通過する位置は2枚の電極の間、装置の底より50cmの部分とした。

3.2 実験手順

今回の実験の手順は、基礎実験Ⅰと大きく異なっている。まず、霧の発生源はドライ

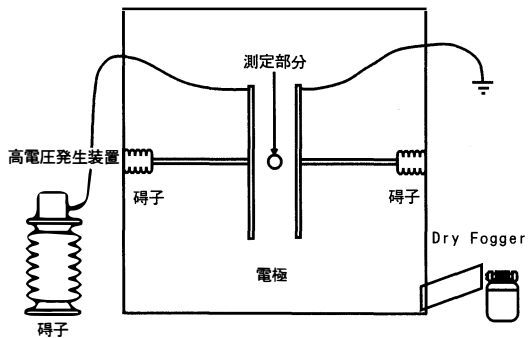


図6 中型実験装置図

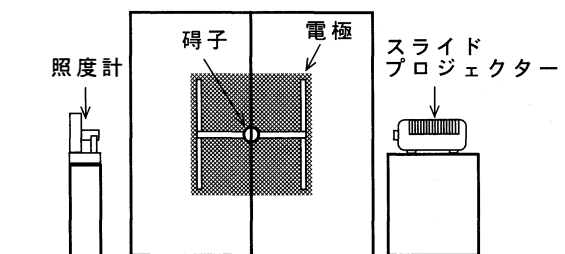


図7 光源と測定装置の関係

フォガーという霧発生装置を使用している。これにより、約 $7.2\mu\text{m}$ の霧を発生させることができる。そのため、基礎実験Ⅰよりも実際の霧に近づいたのではないと思われる。この装置を使い霧を導入するのであるが、この霧はドライアイスの霧よりもかなり濃度の薄いものであるため、霧をいくら充満させても照度計の値が 0Lx にならない。そこで霧の濃度を一定にして実験を開始させるために霧の導入時間を2分と決めた。だいたい2分で照度計の値は1割程度である。

それから電圧の印加のタイミングは霧を導入してから2分後に速やかにその導入を止めるとともに、電圧を印加する。なお、ここで使用した高電圧発生装置は瞬時に電圧が出力できる。

3.3 実験パラメータ

今回の実験においては、Ⅰ) 電極形状、Ⅱ) 電極間電圧、Ⅲ) 電極間距離、の3点を実験パラメータとした。

Ⅰ) 電極形状 鉄線、網状電極、有刺鉄線、放射状突起付鉄線の4点を設定して実験を行った。

Ⅱ) 電極間電圧 10kV、15kV、20kV、25kV、30kVの5点を設定して実験を行った。

Ⅲ) 電極間処理 10cm、11cm、12cm、13cm、14cm、15cm、16cmの7点を設定して実験を行った。

3.4 実験結果

図8は、それぞれ電極形状と消霧時間の関係を表す。鉄線、網状電極、有刺鉄線、放射状鉄線の順に消霧時間が短くなっている。

図9に電極間電圧と消霧時間の関係を示す。電極間電圧と消霧時間の関係については、放射状突起付鉄線についてのものである。電極間電圧に対して消霧時間は指数関数的に減少している。図10に電極間隔と消霧時間の関係を示す。電極間隔の関係に対する消霧時間の関係は電極間隔が大きくなっても消霧時間はあまり変化しないが、電極間隔が小さい方が消霧の時間が短い。

直流電圧印加の場合、印加電圧、電極間隔などについての依存性をまとめると次のようになる。

Ⅰ) 電極間電圧が大きくなると消霧の時間は短くなる。

Ⅱ) 電極間隔が小さくなると消霧の時間は短くなる。

という結果が得られた。

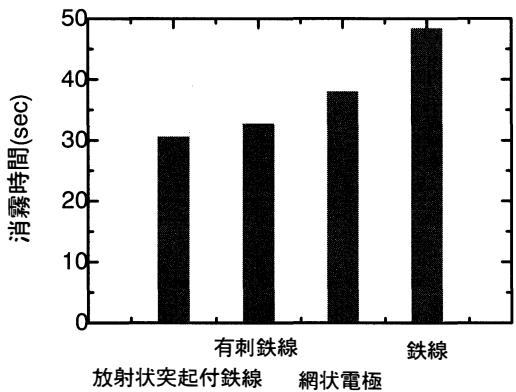


図8 電極形状と消霧時間の関係

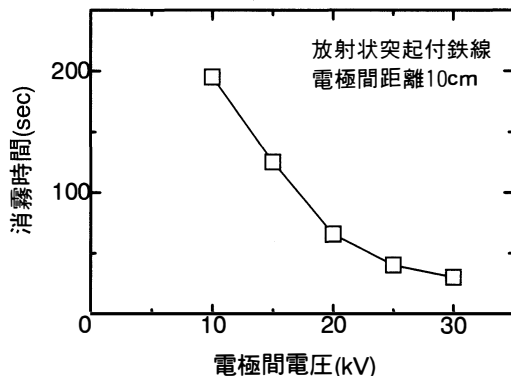


図9 電極間電圧と消霧時間の関係

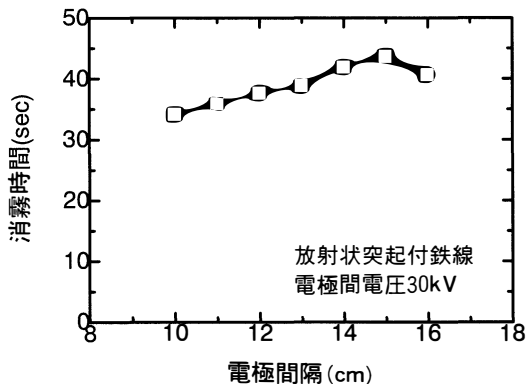


図10 電極間隔と消霧時間の関係

4. 中型装置における交流消霧実験

4.1 実験装置

実験装置は中型装置における消霧実験と同じものを用いている。ここで交流高電圧を印加するために交流電源を用いているが、この電源の特性上対地電圧を片側の電極だけに印加させることができないので、両電極に電圧が印加している。直流実験において、放射状突起付鉄線が一番消霧の効果が大きかったので、電極は放射状突起付鉄線を用いている。なお、交流電圧は実効値で示す。

4.2 実験手順

実験手順も中型装置における消霧実験と同様であり、ドライフォガーを用いて霧を発生させている。交流高電圧においてもまた電圧出力は瞬時に出力している。

4.3 実験パラメータ

今回の実験においては、Ⅰ) 電極間電圧、Ⅱ) 電極間距離、の2点を実験パラメータとした。

Ⅰ) 電極間電圧 25kV, 30kV, 35kV, 40kVの4点を設定して実験を行った。

Ⅱ) 電極間距離 10cm, 12cm, 14cm, 16cmの4点を設定して実験を行った。

4.4 実験結果

図11に電極間電圧と消霧時間の関係を示す。電極間電圧に対して消霧時間は減少している。

図12に電極間隔と消霧時間の関係を示す。電極間隔と消霧時間の関係は電極間隔が大きくなるに従い消霧時間は大きくなっている。

交流電圧印加の場合、印加電圧、電極間隔などについての依存性をまとめると次のようになる。

Ⅰ) 電極間電圧が大きくなると消霧の時間は短くなる。

Ⅱ) 電極間隔が小さくなると消霧の時間は短くなる。

という結果が得られた。

5. 中型装置における交流と直流の比較

図13に電極間電圧と消霧時間の関係の交流と直流の比較を表す。このように直流も交流も消霧時間の違いはあるものの、印加電圧が大きくなると消霧時間が短くなるという傾向にあるのは同様である。交流電圧印加の方では電源の関係上印加電圧が40kVまでしか行えなかったが、さらに印加電圧を上げていくと直流電圧印加と同様な傾向になるのではないかと思われる。次に数値的に比較してみると、条件として電極は放射状突起付鉄線、電極間隔は10cm、印加電圧は30kVとしたとき、消霧時間は交流電圧印加の時185.5秒であり直流電圧印加の時では30.5秒であった。従って、より低い電圧で消霧を行うには直流電圧印加の方が効率がよく、明らかに交流電圧印加と直流電圧印加では、直流電圧印加の方がかなり消霧の時間が短いことがわかる。

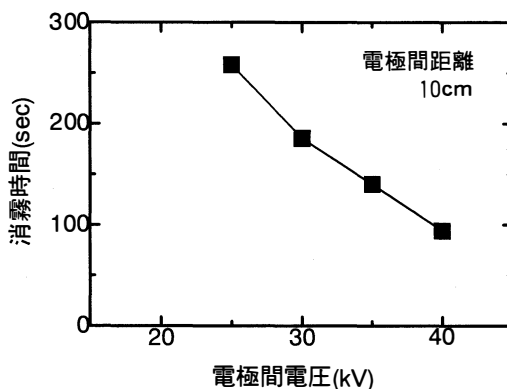


図11 電極間電圧と消霧時間の関係

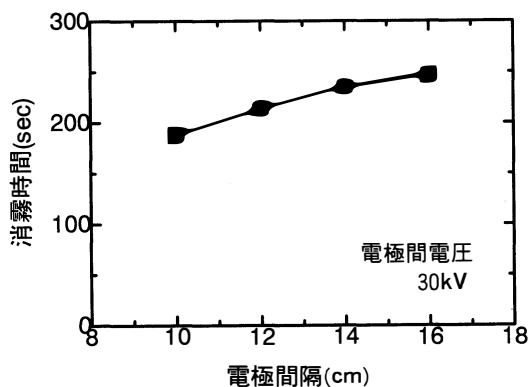


図12 電極間隔と消霧時間の関係

図14に電極間隔と消霧時間の関係の交流と直流の比較を表す。この電極間隔の変化と消霧時間の関係も、直流電圧印加と交流電圧印加の両方で、電極間隔が大きくなると消霧の時間が大きくなるという同じような傾向が見られた。数値的に比較してみると、条件として電極は放射状突起付鉄線、電極間隔は16cm、印加電圧は30kVとしたとき、消霧時間は交流電圧印加の時247秒であるが直流電圧印加の時では40.75秒であった。交流電圧印加の時の消霧時間は直流電圧印加の時の約6倍である。

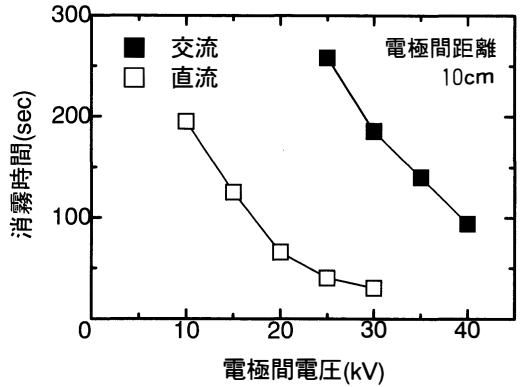


図13 電極間電圧と消霧時間の関係

6. まとめ

以上の実験結果より以下のことが分かった。

- 1) 霧の中に高電圧を印加する場合、交流電圧印加や直流電圧印加のどちらの場合でも、霧を消すことができる。
- 2) 交流電圧印加の場合よりも、直流電圧印加の方が消霧の効果が大きい。
- 3) 消霧の効果は、局部電界が強くなりまたその箇所が多くなるほどそれに応じて大きくなる。

また、現在使用している放射状突起付鉄線は消霧の効果が一番よいが、構造が複雑になるのでより簡単な構造でよりよい消霧の効果が得られる電極を作り出すことが今後の課題である。

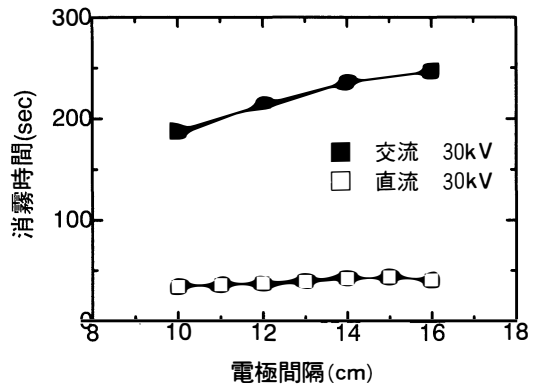


図14 電極間隔と消霧時間の関係

Basic experiments on electric quenching of fog II

Atsushi Masuta, Makoto Kawamura, Iwao Kitamura, Nagayasu Ikeda

In the present motorization life, the dense fogs on the highways bring the heavy traffic obstacle. It is important and urgent to solve this fog problem. The basic experiments on electric quenching of fog are carried on. Two kinds of the fog are used in these experiments. One is the fog made by putting dryice into water, the other is the fog made from apparatus dryfogger with water and compressed air. In these experiments, The fog quenching characteristics are examined depending on an applied voltage, the distance of both electrodes, the mesh size of the electrode's net and the figure of the electrodes. It is also examined which form of the applied voltage is effective, direct current (DC) voltage or alternative (AC) one. It is found that the quenching time in the case of the application of DC voltage is shorter than that of AC one, and the local electric field plays the important role in the quenching process.

〔英文和訳〕

電氣的消霧に関する基礎実験Ⅱ

増田 敦志, 河村 誠, 北村 岩雄, 池田 長康

現在の自動車社会において、高速道路に発生した濃霧は深刻な交通障害を引き起すことになる。この霧の問題を解決することは重要かつ緊急の課題である。この実験では2種類の霧を用いた。一つはドライアイスを用いた霧であり、もう一つは霧発生装置を用いて作った霧である。この実験では電極間電圧、電極間隔、電極網目の大きさ、電極形状を変化させて、消霧特性を調べた。さらに直流電圧、交流電圧どちらが効果的であるかも調べた。この実験から交流電圧印加より直流電圧印加の方が効果がよいこと、および局部電界が消霧過程において非常に重要な役割を果たしていることなどがわかった。

X線回折で4ピークを示す強誘電性液晶セルの層構造

浅野 純太, 岡田 裕之, 女川 博義,*宮下 和雄

1. はじめに

表面安定化強誘電性液晶 (Surface Stabilized Ferroelectric Liquid Crystal, 略称SSFLC) の原理が Clark と Lagerwall によって提唱されて以来,¹⁾この液晶の物性および応用に関する研究が多くの研究グループによってなされてきた。²⁻²⁷⁾SSFLCは自発分極を有しているため、ネマチック液晶に比べてはるかに速い応答速度が実現できる。メモリー性によりディスプレイの単純マトリクス駆動も可能であり、コストの低減や大画面化が可能であるといった利点を持っている。しかし、SSFLCの層構造は、温度、応力、強電界などによって壊れ易い。したがって強誘電性液晶の実用化を目指すためには、様々な角度からの層構造の解析が必要となってくる。層構造解析の結果としては、Riekerらによるシェブロン構造の発見以来、¹⁰⁾液晶材料、配向処理、電界印加処理の工夫によりチルト、^{13,15,16,19,20)}及びブックシェルフ^{18,21)}等の構造が見いだされている。また、層構造の歪みに伴う欠陥としてもジグザグ欠陥、¹²⁾ストライプ欠陥、^{23,28,29,30)}マウンテン欠陥、²⁷⁾などが報告されている。我々は、液晶材料の自発分極、及び配向膜の持つプレチルト角が層構造に及ぼす影響を中心に研究を進めてきた。³¹⁾今回、X線回折により従来報告されていない4ピークを示すセルを見出したのでその詳細を報告する。

2. 実験

実験には、混合液晶 TM-C106 (Chisso, チルト角 31° , 自発分極 $33\text{nC}/\text{cm}^2(25^\circ\text{C})$, $S_c^*(69.1^\circ\text{C})$ $S_A(84.1^\circ\text{C})$ $N^*(89.2^\circ\text{C})$ I_{so}) を用いた。配向剤は、典型的ネマチック液晶である ZLI-1132 (Merck) に対し、 14° の高プレチルト角を与える PSI-A2401 (Chisso) を用いた。サンプルのセル厚は $2\ \mu\text{m}$ で、ラビング方向は平行方向の組み合わせとした。液晶材料は、等方相状態 (100°C 以上) に加熱してセルに導入し、 $0.33^\circ\text{C}/\text{分}$ の冷却速度で徐冷した。

液晶の層構造の解析にはX線回折法を用いた。その原理を図1に示す。実際の測定は、RiekerらのCell-Rotation法に従った。¹⁰⁾X線測定システムはRINT-1100 (Rigaku: 60kV , 50mA) を用いた。ブラッグ角 $2\theta_B$ は液晶材料によって決まる値であり、 3.4° に固定した。セルの回転角 α に対し層傾斜角 δ_0 を $\delta_0 = \pi/2 - (\alpha - \theta_B)$ によって求めた。

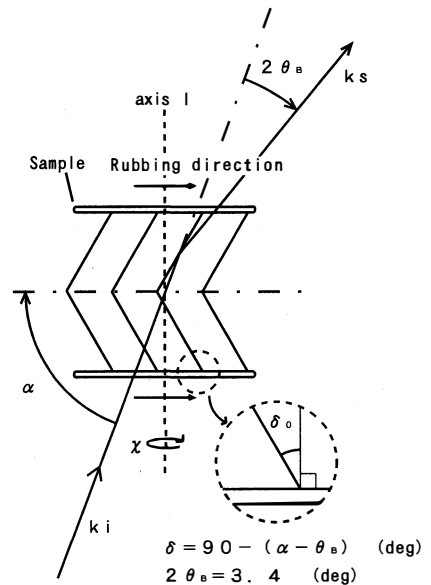


図1 X線回折測定システム

*富山工業高等専門学校

層構造を3次的にとらえるため、セル面に垂直な軸1を中心にセルの回転を行ない、各回転角 χ において“ α 回転”を行うことで具体的な層の方向を考えた。この回転を以降“ χ 回転”と呼ぶことにする。この操作によって出てくるピークによると、層傾斜角は緩やかに変化する。しかし、実際の層傾斜角との対応については不明であり、我々はこれを“見かけの層傾斜角”と呼んでおり、それを $\delta = \pi/2 - (\alpha - \theta_B)$ として考えた。

実験には、今回見出された(4つのピークを示す)セルに対し、同一の条件でかつ同時に作製したシェブロン構造(2つのピークを示す)のセルを用いた。以降それぞれを2ピークセル、4ピークセルと呼ぶことにする。

3. 結果と考察

α 回転の結果($\chi = 0$)を図2に示す。4ピークセルでは、2ピークセルと同位置に大きなピークを示し、残り2つのピークが層傾斜角を大きくとる位置に重なって現れているのが分かる。 χ 回転の結果を図3(a), (b)に示す。2ピークセルの場合、図3(a)から分かるように左右の χ 回転に対して対称に、ピーク強度が減少し、かつ位置が緩やかに変化している。4ピークセルの場合、図3(b)のようにピーク強度は回転角が増すに連れ緩やかに変化している。ピークの位置は、特に小さい方のピークが、 χ 回転に対して $\pm 15^\circ$ でピークがいったん消え、さらに回転するとまた現れた。

図3の結果を考察するために、ピーク位置の変化に注目し、それを回転角 χ に対して見かけの層傾斜角としてプロットした。図4(a)は2ピークセル、(b)は4ピークセルのそれぞれ低角側の α より求めた結果を示す。2ピークセルの場合、見かけの層傾斜角は緩やかに連続して変化している。4ピークセルの場合、ピーク位置は3つの曲線に分かれて変化した。この2つの比較より、4ピークセルは、3つの層法線方向を持つドメインが混在した状態であると考えられる。

このことを視覚的に確認するために、偏光顕微鏡観察を行った。写真を図5(a)~(c)に示す。偏光板をクロスニコルに配置し、ラビング方向をアナライザに平行に置く。明らかに3つの領域が確認された。図5(a), (b)はクロスニコル下で暗となることより、液晶分子が各々ラビング方向から 12° と 7° ずれ、双極子の向きが上向き、または下向きの均一配向状態と考えられる。また(c)はアナライザをクロスニコル配置から 6° ずらした方向で暗となるツイスト状態であった。この写真は、電界無印加時のものであるが、電界を印加した際も領域に変化は見られず3つの領域に分かれたままであった。また、分子挙動による消光位にはわずかな変化(数度程度)が見られたが、コーン角に対応する動きは見られなかった。以上より、層法線方向の確定はできなかった。さらに、3種類のドメイン境界には顕著な欠陥(例えばジグザグ欠陥や、ストライプ欠陥等)は見られなかった。

この3種類のドメインがセル作製時に現れる様子を知るため、4ピークセルの温度に対する変化を

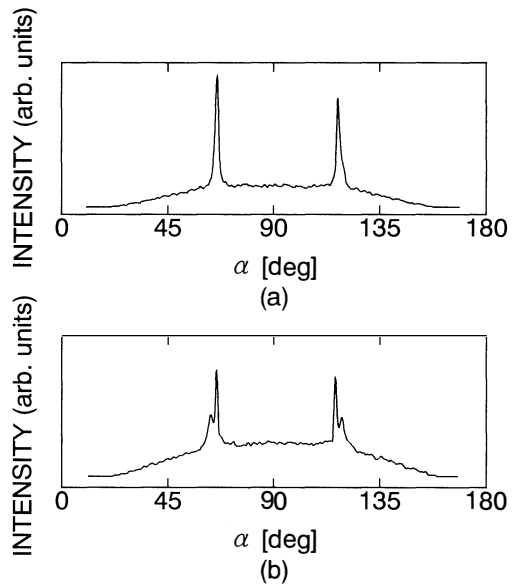
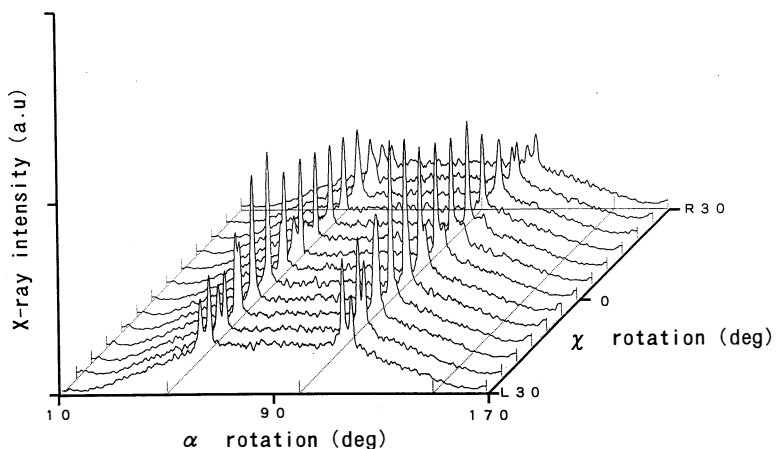
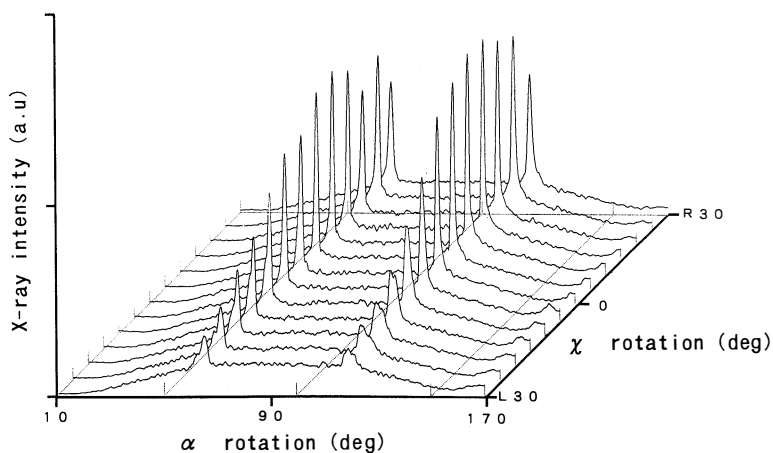


図2 X線回折測定結果
(a) 2ピークセル. (b) 4ピークセル.

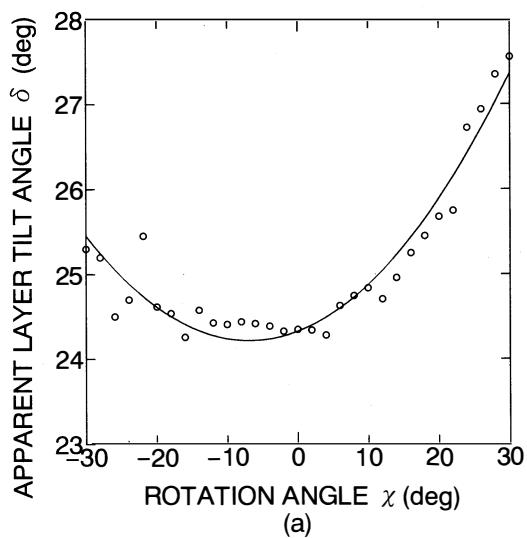


(b)

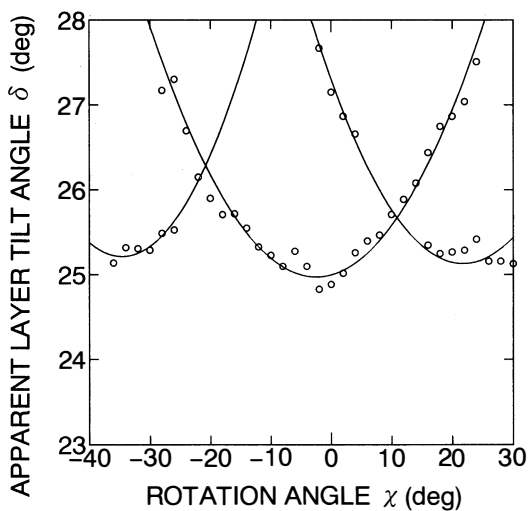


(a)

図3 X線回折面内回転測定結果 (a) 2ピークセル. (b) 4ピークセル

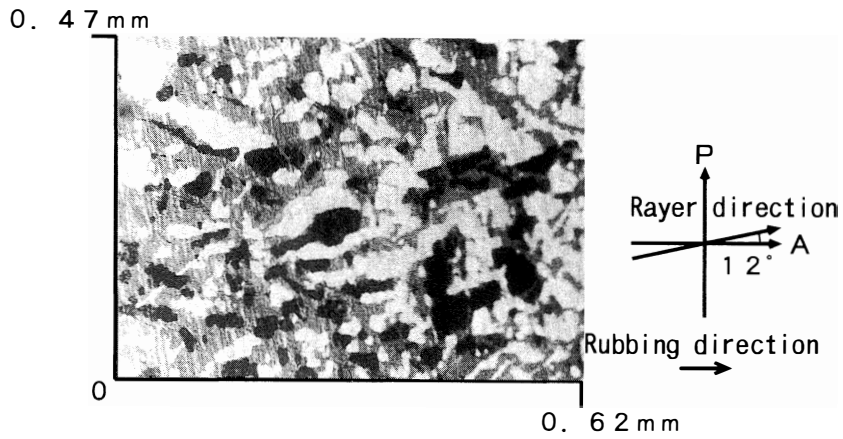


(a)

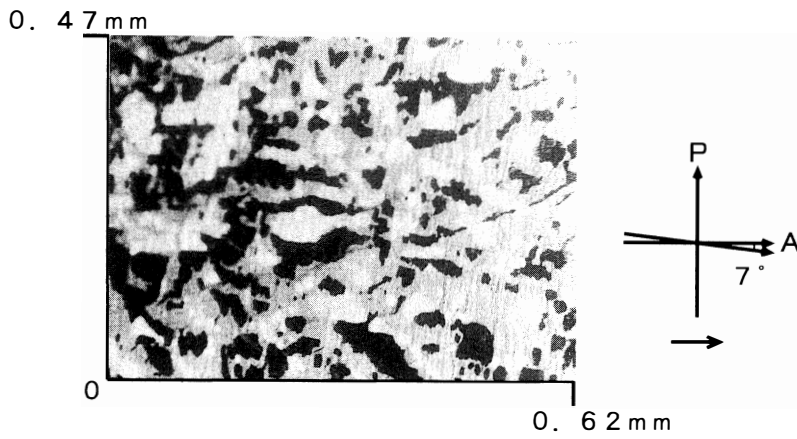


(b)

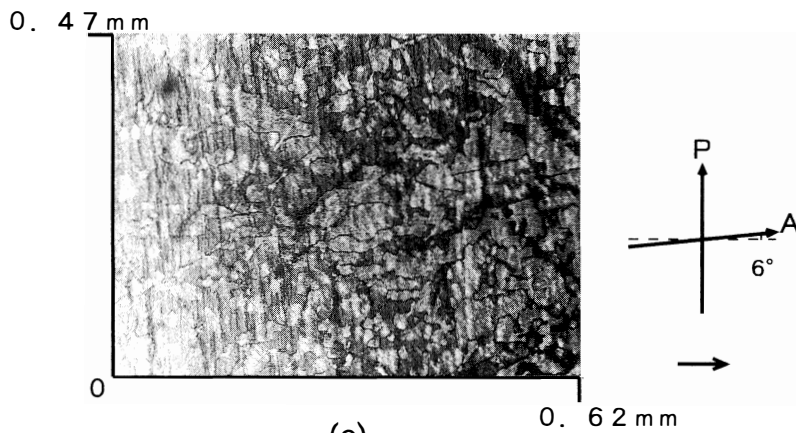
図4 見かけの層傾斜角の面内回転による変化 (a) 2ピークセル. (b) 4ピークセル



(a)



(b)



(c)

図5 4ピークセルの顕微鏡写真 (a)反時計回りに 12° 回転 (クロスニコル). (b)時計回りに 7° 回転 (クロスニコル). (c)反時計回りに 6° 回転 (アナライザー反時計回りに 6° 回転)

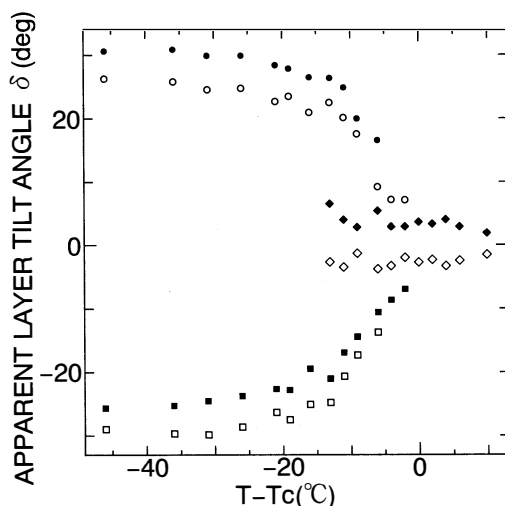


図6 4ピークセルの見かけの層傾斜角の温度依存性

0. 4 7 mm

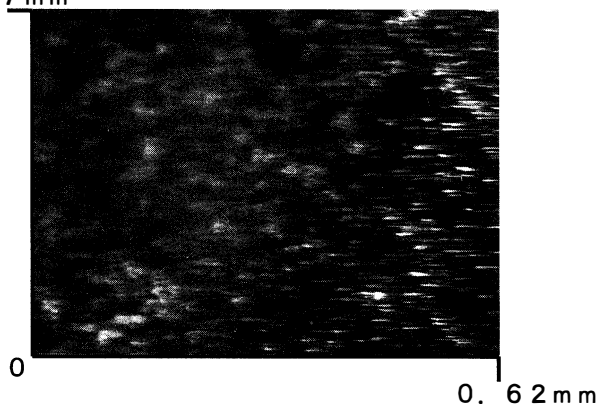


図7 4ピークセルの S_A 相状態

調べてみた。その結果は、図6に示してあるとおりで、 S_c^* 相において4つあったピークは、 S_A 相に入ると層傾斜角が $2 \sim 3^\circ$ の二つのピークとなった。顕微鏡観察においてもドメインは1種類であった。 S_A 相での写真を図7に示しておく。以上より、層方向が違う3種類のドメインを持つのはセルの徐冷過程で S_c^* 相に入ってからであり、 S_A 層の段階ではドメインは1種類であることが解る。

4. 結 論

我々は、4ピークを持つSSFLCセルの層構造を解析した。それは、層方向の違う3種類のドメインが混在したセルであった。そのドメインは、 S_A 相の段階では確認されず、 S_c^* 相に入ってから分かれることが解った。応用の観点からは、今回のような構造が生ずる理由、及びドメイン境界での微細構造の究明が課題である。

液晶材料、配向剤を提供いただいたチソン石油化学㈱、及びメルク社に感謝いたします。

参考文献

- 1) N.A.Clark and S.T.Lagerwall: Appl. Phys. Lett., 36, 899 (1980).
- 2) M.A.Handschy, N.A.Clark and S.T.Lagerwall: Phys. Rev. Lett., 51, 471 (1983).
- 3) H.Takezoe, K.Kondoh, K.Miyasato, S.Abe, T.Tsuchiya, A.Fukuda and F.Kuze: Ferroelectrics, 58 p.50 (1984).
- 4) J.S.Patel, T.M.Leslie and J.W.Goodby: Ferroelectrics, 59, 137 (1984).
- 5) K.Flatischer, K.Sharp, S.T.Lagerwall, and B.Stebler: Mol. Cryst. Liq. Cryst., 131,21 (1985).
- 6) K.Ishikawa, T.Uemura, H.Takezoe and A.Fukuda: Jpn. J. Appl. Phys. 24, L230 (1985).
- 7) T.Shingu, T.Tsuchiya, Y.Ohuchi, H.Takezoe and A.Fukuda: Jpn. J. Appl. Phys., 25, L206 (1986).
- 8) T.Hatano, K.Yamamoto, H.Takezoe and A.Fukuda: Jpn. J. Appl. Phys. 25, 1762 (1986).
- 9) Y.Ohuchi, H.Takano, H.Takezoe and A.Fukuda: Jpn. J. Appl. Phys. 26, L21 (1987).
- 10) N.A.Clark and S.T.Lagerwall: Proc. 6th Int. Display Research Conf. Tokyo (1986), 456.
- 11) T.P.Rieker, N.A.Clark, G.S.Smith, D.S.Parmar, E.B.Shirota and C.R.Safinya: Phys. Rev. Lett. 59, 2658 (1987).
- 12) Y.Ohuchi, H.Takano, H.Takezoe and A.Fukuda: Jpn. J. Appl. Phys. 27, 1 (1988).
- 13) Y.Ohuchi, J.Lee, H.Takezoe A.Fukuda, K.Kondoh, T.Kitamura and A.Mukoh: Jpn. J. Appl. Phys. 27, L725 (1988).
- 14) Y.Ohuchi, H.Takezoe A.Fukuda, K.Kondoh, T.Kitamura and A.Mukoh: Jpn. J. Appl. Phys. 27, L733 (1988).
- 15) Y.Ohuchi, J.Lee, H.Takezoe A.Fukuda, K.Kondoh, T.Kitamura and A.Mukoh: Jpn. J. Appl. Phys. 27, L1993 (1988).
- 16) Y.Yamada, N.Yamamoto, T.Inoue, H.Orihara and Y.Ishibashi: Jpn. J. Appl. Phys. 28, 50 (1989).
- 17) N.Yamamoto, Y.Yamada, K.Mori, H.Orihara and Y.Ishibashi: Jpn. J. Appl. Phys. 28, 524 (1989).
- 18) Y.Sato, T.Tanaka, H.Kobayashi, K.Aoki, H.Takeshita, Y.Ohuchi, H.Takezoe and A.Fukuda: Jpn. J. Appl. Phys. 28, L483 (1989).
- 19) H.Orihara, A.Suzuki, Y.Ishibashi, K.Gouhara, Y.Yamada and N.Yamamoto: Jpn. J. Appl. Phys. 28, L676 (1989).
- 20) M.kuwahara, S.Daikuro, H.Onnagawa, K.Miyasita: Proc. 9th Int. Display Reseach Conf. Kyoto (1989), 360.
- 21) Y.Takanishi, Y.Ohuchi, H.Takezoe, A.Fukuda, A.Mochizuki and M.Nakatsuka: Jpn. J. Appl. Phys. 29, L984 (1990).
- 22) J.Kanbe, H.Inoue, A.Mizutome, Y.Hanyuu, K.Katagiri and S.Yoshihara: Ferroelectrics, 114, 3 (1991).
- 23) R.F.Shao, P.C.Willis and N.A.Clark: Ferroelectrics, 121, 127 (1991).
- 24) T.P.Rieker, N.A.Clark and C.R.Safinya: Ferroelectrics, 113, 245 (1991).
- 25) S.Kondoh and T.Akahana: Jpn. J. Appl. Phys. 30, L1659 (1991).
- 26) P.C.Willis, N.A.Clark and C.R.Safinya: Liq. Cryst., 11, 581 (1992).
- 27) Z.Zhuang, A.G.Rappaport and N.A.Clark: Liq. Cryst., 15, 417 (1993).
- 28) V.P.Vorfiusev, Yu.P.Panarin, S.A.Pikin and V.G.Chigrinov: Liq. Cryst. 14, 1055 (1993).

- 29) N.Itoh, M.Koden, S.Miyoshi, T.Wada and T.Akahane: Jpn. J. Appl. Phys. 33, L241 (1994).
- 30) J.pavel and M.Glogarova: Liq. Cryst. 9, 87 (1991).
- 31) H.Okada, N.Ninomiya, K.Murashiro, H.Onnagawa and K.Miyashita: J. SID, 1/3, 277 (1991).

Layer Structure of Ferroelectric Liquid Crystal Phase in the cells with Four X-Ray Diffraction Peaks

Junta Asano, Hiroyuki Okada, Hiroyoshi Onnagawa, *Kazuo Miyashita.
*Toyama National College of Technology

We investigated the layer structure of ferroelectric liquid crystals cells which showed four peaks by X-ray diffraction analysis. We confirmed that the liquid crystal layer is made from three types of domains with polarization microscope. To confirm the formation process of three types of domains, we researched temperature dependence of apparent layer tilt angle and confirmed that three types of domains are formed in S_c^* phase.

〔英文和訳〕

X線回折で4ピークを示す強誘電性液晶セルの層構造

浅野 純太, 岡田 裕之, 女川 博義, *宮下 和雄.
*富山工業高等専門学校

強誘電性 $S_m C^*$ 液晶セルの層構造の X 線回折測定において 4 つのピークを示すセルについて実験検討した。本セルでは、顕微鏡観察によって種類の領域が確認された。ドメイン形成プロセスを知るため、温度に対する見かけの層傾斜角の変化を調べ、 S_c^* 相で 3 種類の領域が形成されることを確認した。

反強誘電性液晶セルにおける表面処理と液晶の分子配列

—二方向ラビング—

寺坂 公孝，森田 克則，岡田 裕之，女川 博義

上下基板で異なるラビング方向処理をした反強誘電性液晶（Antiferroelectric Liquid Crystal）の電気光学特性及びX線構造回折結果について検討した。上下基板のラビング方向のなす角（以後オフ角： ϕ off と称する）を平行配向処理セルにおける消光位のラビング方向と偏光子の偏向方向とのなす角の2倍に設定すると、コントラスト比が最大になった。また、最適条件下でのセルのX線構造回折結果よりシェブロン構造に加えてブックシェルフ構造に対応するピークが観察された。

1. はじめに

反強誘電性液晶は、三安定、高耐衝撃性、無焼き付き等の特徴を有する材料として注目されているが、強誘電性液晶と比較して高コントラスト比の実現が難しい。今回我々は反強誘電性液晶のコントラスト比の向上を目指し、上下基板のラビング方向をずらしたオフ配向制御を試みコントラスト比向上を確認した。

2. オフ配向の背景と考え方

従来、強誘電性液晶では大黒ら⁵⁾により、ラビング方向を平行からアンチ平行までずらした時のコントラストについて検討されている。また、クロスラビングにおいて相転移間にツイスト状態が発現せず、2つのユニフォーム状態が安定化される⁶⁾ことが報告されている。

反強誘電性液晶による片側配向処理では、平行配向処理と比較して良好なコントラスト比が得られるが、構造の非対称性に基づく不安定性が懸念されている。平行配向処理では上下双方からの配向処理により構造的に安定であるがコントラスト比が低い。そこで、平行配向と片側配向の両方の長所を同時に実現できないかと考えた。ここで、反強誘電性液晶セル（CS-4000）の平行配向写真図1に示されているように、6°程度ずらした三種類のほぼユニフォーム配向し

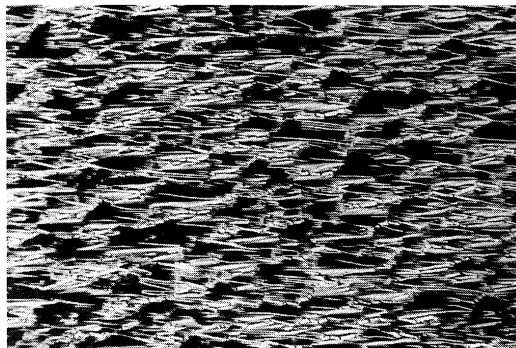


図1 CS-4000の平行配向写真

たドメインが観察される。このことから一つのラビング方向に対し、三方向に何らかの規制力（例えばプレチルト）が働くと仮定する。上下基板のラビング方向を平行から 2θ である 12° だけずらすと、生成されるドメインの方向が一つに抑制できる可能性があり、このことによりモノドメイン化が期待できる。

本手法をドメイン（単一領域）のずれに対応した分だけ角度をずらすことにより、“オフ配向”と呼び角度 2θ をオフ角と呼ぶこととする。以下にその検討結果について示す。

3. 実 験

コントラスト比の測定では室温で反強誘電性を示す CS-4000 (チッソ, Cryst(-10°)) S_{CA}^* (82.4°) S_{C}^* (83.9°) S_A (100.7°) I_{SO}) 及び R-MHPOBC (チッソ, Cryst(65.5°)) S_{CA}^* (118.5°) S_{C}^* (122.0°) S_A (149.8°) I_{SO}) を使用し、セル厚 $2\mu\text{m}$ のポリアクリロニトリル (PAN) 配向膜によるセルを試作した。液晶セルを偏光顕微鏡、クロスニコル下電圧無印加状態で暗となるよう設定し、電界誘起層変形以下の三角波電圧 (CS-4000 で 40V , R-MHPOBC で 60V) で、印加時の透過率の最大と最小の比をコントラスト比と定義した。層傾斜角 δ は垂直基板方向からのずれ角とした。また X 線発生装置は RINT (理学電機) を使用した。X 線回折測定では液晶 CS-4000 によるセル厚 $2\mu\text{m}$ ガラス厚 $60\mu\text{m}$ の PAN 配向膜を用いた。ディテクターを θ_B に固定しセルを回転角 α ($10^\circ \sim 170^\circ$) で回転させた。これによりセルで回折した X 線が検出される。ここで θ_B は液晶固有のブラッグ角であり、使用した液晶 CS-4000 の $2\theta_B$ は 3.4° である。

4. 結果, 考察

オフ角 12° の顕微鏡観察写真を図 2 に示す。平行配向セルでみられた三方向のドメインはオフ配向では少なく、細長く伸びた欠陥はあるが良好な配向が得られた。反強誘電性液晶 CS-4000 でオフ角を変化させた時のコントラスト比を図 3 に示す。平行状態 (0°) からオフ角を大きくしていくと、平行状態のドメインのずれの角度の 2 倍程度の 12° でピークを示した後、次第に減少していった。MHPOBC で行った同様の実験結果を図 4 に示す。コントラスト比はオフ角 6° 付近でピークを示した後、それ以上のオフ角により減少した。また、オフ角を 160° 以上とアンチ平行状態と近くなるにつれ、再度良くなった。

CS-4000 のオフ角 12° のセルについての X 線回折結果を図 5 に示す。平行配向や片側配向のものは、他機関報告⁷⁾にあるように、室温ではシェブロン構造に対応する二つのピークが現れた。オフ角 12° ではブックシェルフ構造に対応する第三のピークが観察された。面内回転による X 線回折のピーク位置変化を図 6 に示す。傾斜角 $\delta = \pm 15^\circ$ 付近のピーク δ_1 , δ_3 は面内回転 12° 付近で極大値をとり、傾斜角 $\delta = 0^\circ$ 付近のピーク δ_2 は面内回転角 5° 付近で極大値をとった。これより層

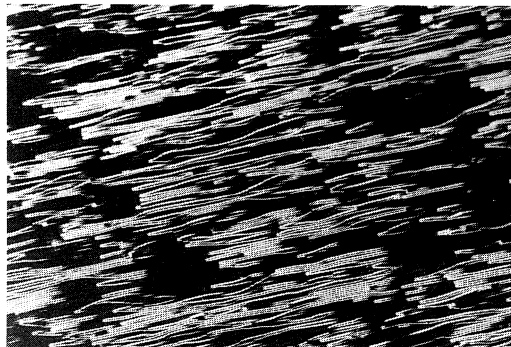


図 2 CS-4000 のオフ角 12° の配向写真

の方向が異なる，少なくとも二つ以上の領域が存在するものと考えられる。

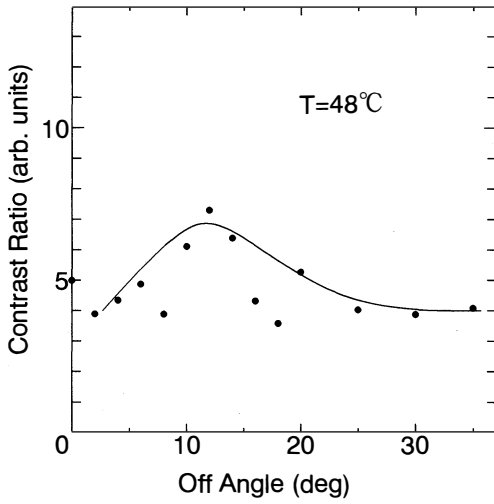


図3 CS-4000のコントラスト比のオフ角依存性

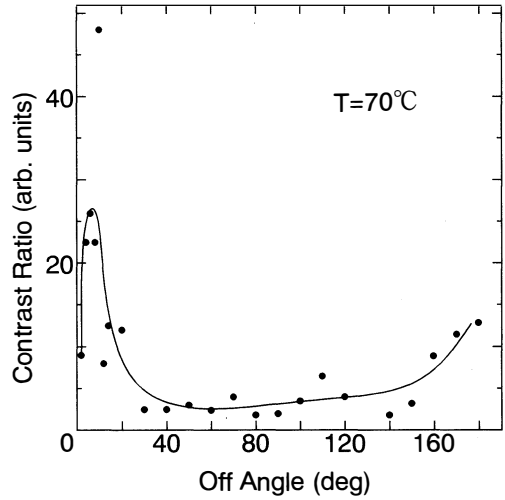


図4 R-MHPOBCのコントラスト比のオフ角依存性

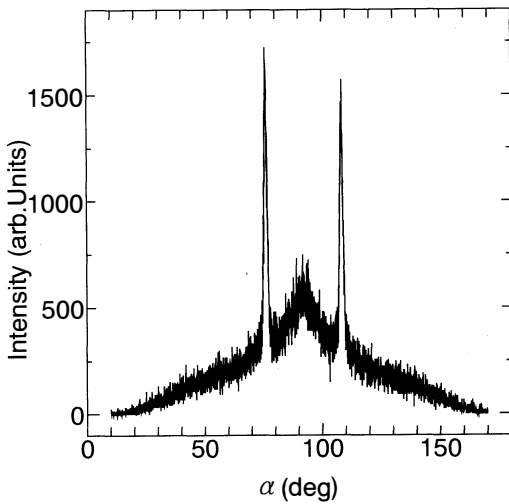


図5 CS-4000のオフ角12°のX線回折結果

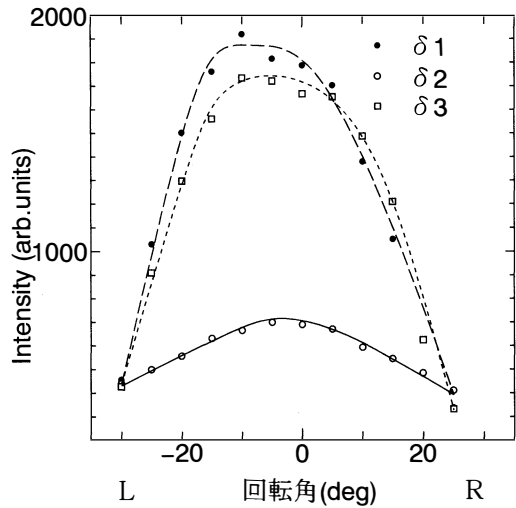


図6 CS-4000の $\delta_1 \sim \delta_3$ のX線強度の面内回転角依存性

5. ま と め

今回反強誘電性液晶のコントラスト比改善の一手法として，上下基板のラビング方向をずらすオフ配向を検討した。試作セルの諸特性は必ずしも十分なものとはいえないが，高コントラスト比と安定性を両立できた。

謝 辞

液晶材料を提供いただいたチッソ石油化学㈱に深謝いたします。

参 考 文 献

- 1) A.D.L.Chandani, T.Hagiwara, Y.Suzuki, Y.Ouchi, H.Takezoe and A.Fukuda: Jpn. J. Appl. Phys., 27 L729 (1988).
- 2) M.Johno, K.Itoh, J.Lee, Y.Ouchi, H.Takezoe, A.Fukuda and T.Kitazume: Jpn. J. Appl. Phys., 29, L107 (1990).
- 3) Y.Yamada, N.Yamamoto, K.Mori, K.Nakamura, T.Hagiwara, Y.Suzuki, I.Kawamura, H.Orihara and Y.Ishibashi: Jpn. J. Appl. Phys., 29, 1757 (1990).
- 4) N.Yamamoto, Y.Yamada, N.Kosyobu, K.Mori, K.Nakamura, H.Orihara, Y.Ishibashi, Y.Suzuki and I.Kawamura: Jpn. J. Appl. Phys., 31, 3186 (1992).
- 5) 大黒 清吾：富山大学卒業論文（1987）.
- 6) Y.Hanyu, K.Nakamura, Y.Hotta, S.Yoshihara and J.Kanbe: SID International Symposium Digest of Technical Papers., 24, 71 (1993).
- 7) T.P.Rieker, N.A.Clark, G.S.Smith, D.S.Parmer, E.B.Sirota and C.R.Safinfa: Phys. Rev. Lett., 59 2658 (1987).

第20回液晶討論会1994年10月発表

Molecular alignment in the antiferroelectric liquid crystal cells with non-parallel combinations of rubbing directions – Bidirectional Rubbing Method –

**Kimitaka Terasaka, Katunori Morita, Hiroyuki Okada and Hiroyoshi Onnagawa
Department of Electronics and Computer Science, Toyama University
3190 Gofuku, Toyama 930**

Electro-optical characteristics have been investigated in antiferroelectric liquid crystal cells with non-parallel combination of the rubbed walls. The highest contrast ratio was observed in the cells of which the off-angle, defined as the angle between the rubbing direction of upper and lower substrates, has been set at twice the angle between rubbing and extinction directions of the cells of which rubbed directions are made parallel. From the X-ray diffraction analysis of the cell made in the optimum off-angle condition, additional diffraction peak corresponding to bookshelf structure was observed in the conventional chevron patterns.

〔英文和訳〕

反強誘電性液晶セルにおける表面処理と液晶の分子配列 —二方向ラビング—

寺坂 公孝, 森田 克則, 岡田 裕之, 女川 博義

上下基板で異なるラビング方向処理をした反強誘電性液晶 (Antiferroelectric Liquid Crystal) の電気光学特性及びX線構造回折結果について検討した。上下基板のラビング方向のなす角 (以後オフ角: ϕ_{off} と称する) を平行配向処理セルにおける消光位のラビング方向と偏光子の偏向方向とのなす角の2倍に設定すると, コントラスト比が最大になった。また, 最適条件下でのセルのX線構造回折結果よりシェvron構造に加えてブックシェルフ構造に対応するピークが観察された。

リンをドーブした硫酸グリシン単結晶の作製とその強誘電的特性

吉尾 雅一, 中谷 訓幸

1. 結 言

硫酸グリシン (TGS : $(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3 \cdot \text{H}_2\text{SO}_4$) は、最も良く知られた強誘電体のひとつであり、赤外線検出器などへの応用が行われている。TGS単結晶は、水溶液から比較的容易に作製される。キュリー点は約49℃である。この結晶は、キュリー点以上の常誘電相では、単斜晶系の点群 $2/m$ に属し、対称中心を持っている。キュリー点以下の強誘電相では、 b 軸に平行に自発分極 P_s が生じ、鏡映面が失われて点群は2となる。

赤外線検出器におけるTGS単結晶の性能を改善するために、これまで多くの不純物をドーブしたTGS単結晶が研究されてきた。例えば、L- α -アラニン¹⁾をドーブしたTGS (LATGS)は、結晶中に内部バイアス電場 E_b が発生することがわかっている。¹⁾ また、サルコシンをドーブする(SarTGS)ことでも、 E_b が発生すると報告されている。²⁾ L- α -アラニンやサルコシンは、グリシンと同じアミノ酸の一種であり、分子構造がよく似ている。そのため結晶中のグリシン分子の一部がそれらに置き換わり、分極反転を阻害し、内部バイアス電場が発生すると考えられている。

TGS結晶の性能をさらに改善する目的で、硫酸の一部をリン酸に置き換えたTGSPやLATGSP結晶についての報告もなされている。^{3~5)} この場合、TGS結晶中の SO_4^{2-} 四面体の一部が PO_4^{3-} 四面体に置き換わると考えられるが、その効果についてあまりよくわかっていない。そこで我々は、TGSにリンをドーブしたTGSP単結晶を作製し、その強誘電的特性を調べたので、その結果を報告する。

2. 単 結 晶

2.1 単結晶の作製

TGSP単結晶は、水溶液徐冷法によってキュリー温度以下で作製した。グリシンとともに母液に溶かしこむ H_2SO_4 の一部を H_3PO_4 に置き換えることによって、リン濃度の調整を行った。今回の実験ではリン濃度が10, 20, 30, 40, 50mol%の5種類の母液から作製した。それぞれの溶液から得られた結晶をTGSP(10), TGSP(20), TGSP(30), TGSP(40), TGSP(50)と表示することにする。

まず、各母液から少量を取り分け、そこから自然冷却によって析出した微小結晶(2~4 mm)を、種結晶とした。次に、恒温水槽中の容器に母液を入れ、水槽中の温度を飽和温度に設定する。飽和温度は、母液中に試しの種結晶をつるして、結晶の溶け具合や成長具合を観察することで調整した。

最後に、四つのプロペラの先にナイロン糸で種結晶をつるし、母液中に静かに投入する。プロペラは、容器中の母液の濃度を均一にするためにゆっくりと回転させた(10rotation/min)。徐冷は、0.02~0.2℃/dayの割合で行った。約50日で、5~12gの結晶が成長した。

なお、後で記述するように、結晶中のリン濃度は、母液濃度と比べて極めて低い。したがって溶質の析出による結晶成長が進行するにつれ、母液のリン濃度は次第に高くなる。結晶成長の開始時に母液中にとけ込んでいる溶質の量と、析出した結晶の量から算出すると、結晶成長終了時の母液濃度の相対的な上昇は、10%程度である。

2.2 結晶形

得られた結晶の形は、いずれも $+b$ 側と $-b$ 側が対称で、点群 $2/m$ の対称性を示している。母液濃度の低いTGSP(10)やTGSP(20)は、純粋なTGSとほとんど同じような結晶形を示すが、母液濃度が高くなると、結晶形に次第に変化が現れる。

Fig. 1に、純粋なTGS, TGSP(30), およびTGSP(50)の結晶形を示す。リン濃度の大きい結晶ほど(010)面(b 軸に垂直な面)が広く現れることがわかる。これは(010)成長領域にリンがドーピングされやすく、それが結晶の(010)方向の成長を阻害し、その結果、他の面よりも相対的に成長が遅れたものと考えられる。逆に $(\bar{1}11)$, (101), (100)面は、リン濃度が高いものほど小さくなった。

結晶形の変化を定量的に調べるため、結晶の c 軸方向の大きさ((001)面と $(00\bar{1})$ 面との距離)と b 軸方向の大きさとの比を測定した。これは結晶の c 軸方向と b 軸方向の平均成長速度の比 v_c/v_b を示す量

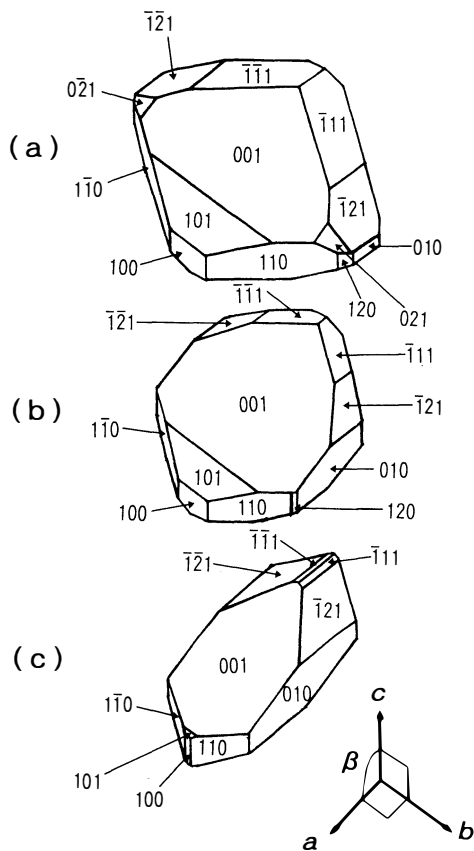


Fig. 1. General crystal form of (a) pure TGS, (b) TGSP(30), and (c) TGSP(50).

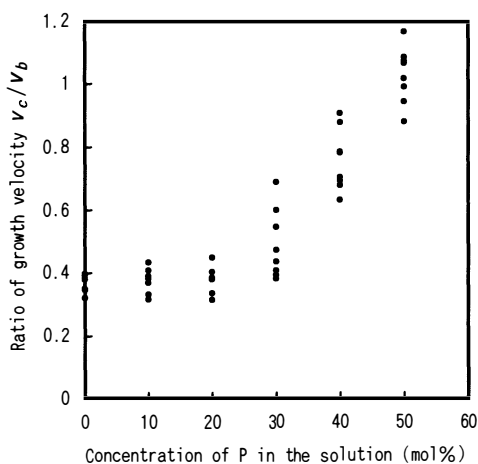


Fig. 2. Ratio of growth velocity v_c/v_b as a function of concentration of P in the solution.

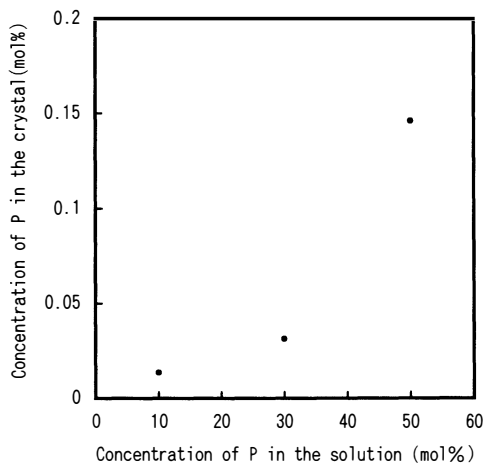


Fig. 3. Concentration of P in the crystal vs. its concentration in the solution.

である。各濃度ごとに8つの結晶を調べた結果が Fig. 2 に示してある。多少のバラツキはあるが、0~20mol%まではそれほど変化は見られないが、30mol%からは徐々に値が大きくなり、50mol%のとき、 v_c/v_b の平均値は1以上になった。このことから、(010)方向の成長が遅れているということがわかる。

2.3 結晶中のリン濃度

実際に作製された結晶には、どの程度の割合でリンがドーブされているかを調べるため、TGSP(10)、TGSP(30)、TGSP(50)について、化学分析を行った。

リン分の分析は、モリブデンブルー法で発色させ、吸光度を測定して行った。

結果を Fig. 3 に示す。母液濃度の高いものほどリンが多く含まれるが、結晶中へはごくわずかしかがドーブされていないことがわかる。結晶中の濃度は、母液濃度の数百分の一以下である。

2.4 格子定数

リンのドーブによる格子定数の変化を調べるため、純粋なTGSとTGSP(50)の、粉末法によるX線回折を行った。その結果、両者の回折ピークはほぼ完全に一致し、文献に報告されているような格子定数の変化^{3,5)}はまったく見られなかった。

3. 強誘電特性

3.1 履歴曲線

作製した結晶を、 b 軸に平行な棒状に切りだし、それを b 軸に垂直なへき開によって厚さ約1mm、面積約0.2cm²の板状にする。 b 軸に垂直な両面に金を真空蒸着して電極とした。その試料をソーヤ・タワー回路にセットし、50Hz、三角波の電場を与えながら P - E 履歴曲線を観察する。

Fig. 4に、得られた履歴曲線の例を示す。(a)は、純粋なTGSの履歴曲線である。印加電場の振幅 $E_0=300$ kV/mで抗電場 E_c は59kV/m、自発分極 P_s は0.0292 C/m²である。(b)は、TGSP(30)の履歴曲線である。 $E_0=300$ kV/mで、 E_c は150kV/mであった。さらに、(c)のTGSP(40)は、 $E_0=300$ kV/mでは完全に反転せず、 $E_0=500$ kV/mまで印加すると、 E_c は240kV/mもの値を得た。このようにリンのドーブによって E_c は非常に大きくなることがわかった。その一方で、 P_s はあまり変化はみられず、測定精度を考慮すれば、純粋なTGSとの違いは確認できなかった。また内部バイアス電場 E_b は、いずれの場合もほとんど0であった。このことは、いずれの結晶も多分域構造を示すことから

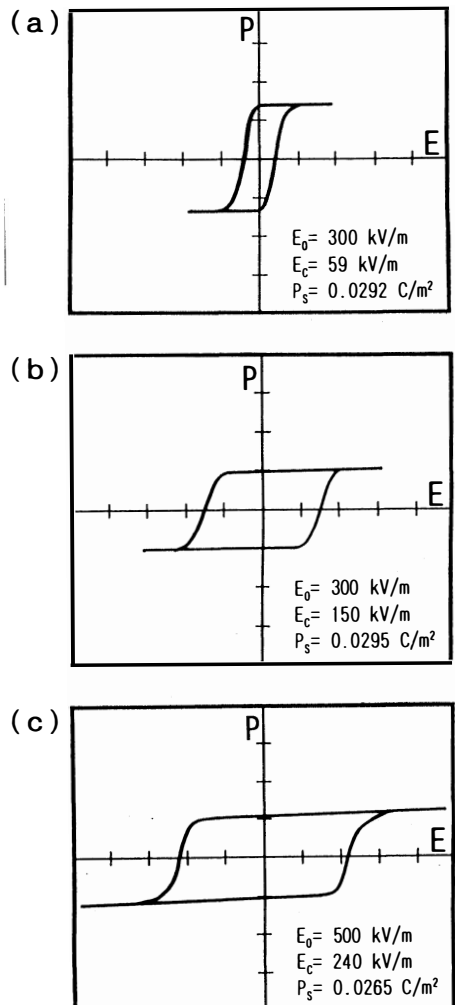


Fig. 4. Hysteresis loop of (a) pure TGS, (b) TGSP(30), and (c) TGSP(40).

も確認された。

Fig. 5は、各濃度のいくつかの試料について、抗電場を測定したものである。母液のリン濃度が高いものほど抗電場が大きくなった。特にTGSP(50)では、抗電場が急激に大きくなり、最大で約700kV/mもの値を得た。また、リン濃度が高くなるにつれバラツキが出るが、これは次に示すようにリン濃度の高いものほど、各成長領域の抗電場の差が大きいためである。

3.2 抗電場の分布

抗電場 E_c の分布は、板状に切り出した結晶に、直径約1mmの微小水銀電極を用いて履歴曲線を観察することで測定できる。Fig. 6に、TGSP(30)単結晶の種結晶の+b側から切り出した、厚さ約1mmの板状試料内の抗電場の分布を示す。抗電場は純粋なTGSにおける40~60kV/mよりも全体的に大きい値を示している。そして断面の中心部に、特に大きい抗電場が集中している。この部分は、(010)成長領域であり、先に述べたようにリンが最も多く含まれていると考えられる領域である。逆に、(101)領域、(001)領域では、最も小さい値を示した。

このような抗電場の分布は、他の濃度の母液から作製した結晶中でも同じように確認された。

4. ま と め

- (1) TGSP結晶中のリン濃度は極めて低く、母液濃度の数百分の一である。
- (2) TGSP結晶中では、 SO_4^{2-} 四面体の一部が PO_4^{3-} 四面体と置き換わっているものと考えられる。一般に、結晶中の PO_4^{3-} 四面体は、 SO_4^{2-} 四面体よりいくぶん大きいと言われている。⁶⁾しかし、TGSP中のリン濃度が極めて低いため、結晶格子にあまり大きな影響は与えていないものと考えられる。したがって容易に検出できるほどの格子定数の変化は無いであろう。
- (3) リンのドーブは結晶形に明白な影響を与える。特に母液濃度が30mol%以上では、(010)面が非常に発達してくる。これは(010)成長領域にリンがドーブされやすく、それによってb軸方向の成長

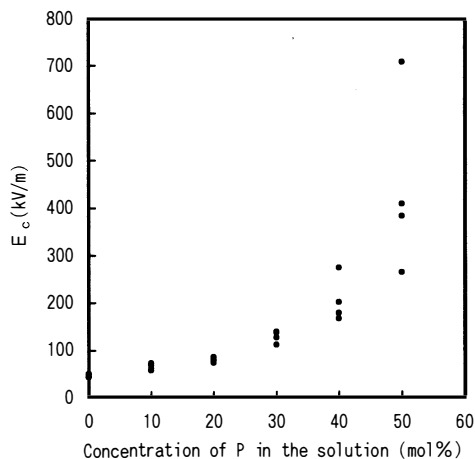


Fig. 5. Dependence of the coercive field E_c on the concentration of P in the solution.

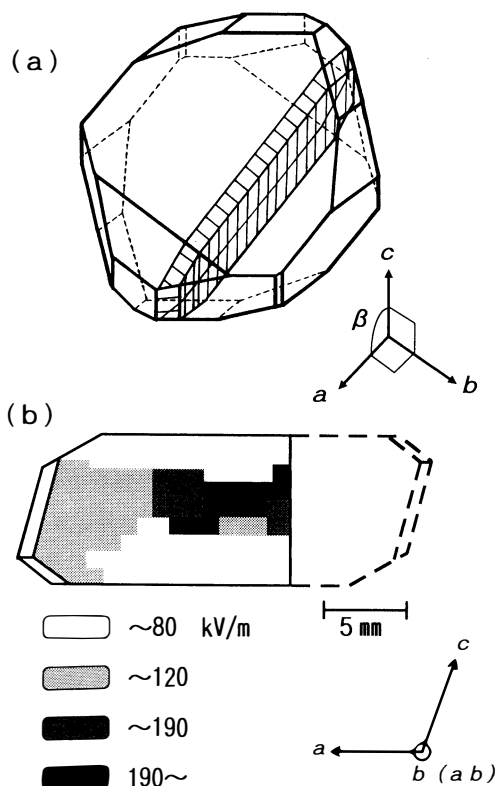


Fig. 6. (a) Crystal plate cut from TGSP(30). (b) Distribution of coercive field E_c in the plate.

速度が相対的に低下するためである。

- (4) しかし、結晶全体の形は、点群 $2/m$ の対称性を示している。このことは、次に示すようにリンのドーピングでは内部バイアス電場が発生しないため、結晶が多分域状態を示すことに対応している。
- (5) P - E 履歴曲線の観測では、内部バイアス電場 $E_b = 0$ であり、自発分極 P_s にはあまり変化は見られない。しかし、抗電場 E_a はリンのドーピングとともに、急激に大きくなることがわかった。また、同一結晶内でも(010)領域の E_a が非常に大きいことが判明した。これは、(3)で述べた事とともに、リンは(010)領域内に多く入り込むことを示している。
- (6) リンのドーピングによって結晶中に入り込む過剰電荷と、結晶格子に発生するひずみが、グリシン分子の反転を妨げ、分域壁の移動を阻害していると考えられる。したがってリン濃度が高くなるにつれ E_a が大きくなるのであろう。

なお、TGSP結晶における誘電率の温度依存、キュリー温度 T_c 、分域構造の経時変化、スイッチング特性に関する測定等を現在実施中である。

謝 辞

リンの化学分析をしていただいた燐化学工業株式会社、ならびに本研究を進めるにあたり協力をいただいた卒業生の五十嵐明君、折田純哉君に謝意を表します。

参考文献

- 1) E.T. Keve: Philips Tech. Rev. **35** (1974) 247.
- 2) N. Nakatani: Jpn. J. Appl. Phys. **32** (1993) 4268.
- 3) Y. Kim and G.Park: Ferroelectrics **146** (1993) 99.
- 4) G. Ravi, S. Anbukumar and P. Ramasamy: J. Cryst. Growth **133** (1993) 212.
- 5) G. Ravi, S. Anbukumar and P. Ramasamy: Mater. Chem. Phys. **37** (1994) 180.
- 6) *International Table for X-Ray Crystallography*, eds. N.F.M. Henry and K. Lonsdale (The Kynoch Press, Birmingham, 1969) vol. 3, p. 271.

Crystal Growth of Phosphorus-Doped Triglycine Sulfate and its Ferroelectric Properties

Masakazu Yoshio and Noriyuki Nakatani

Single crystals of phosphorus-doped triglycine sulfate (TGSP) have been grown from aqueous solution by slow-cooling method. The concentration of phosphorus in the crystal is several hundreds times lower than in the solution. The general crystal form is affected by the doping. The (010) surfaces develop notably in the crystal grown from highly concentrated solution. The ferroelectric properties were investigated by the examination of P - E hysteresis loop. Although the spontaneous polarization P_s is hardly affected by the doping, the coercive field E_c becomes considerably intenser with doping, especially in the (010) growth region. In this region, PO_4^{3-} tetrahedron substituted for SO_4^{2-} tetrahedron will reduce the rate of crystal growth and impede the polarization reversal.

〔英文和訳〕

リンをドーピングした硫酸グリシン単結晶の作製とその強誘電的特性

吉尾 雅一, 中谷 訓幸

リンをドーピングした硫酸グリシン (TGSP) 単結晶を水溶液徐冷法によって作製した。結晶中のリン濃度は、溶液中の濃度の数百分の一である。結晶形はドーピングによって変わる。高濃度の溶液から作製した結晶では(010)面が特に発達する。 P - E 履歴曲線を観察することによって、強誘電的特性を調べた。自発分極 P_s はドーピングによってほとんど影響を受けないが、抗電場 E_c はドーピングによって、特に(010)成長領域で目立って大きくなる。この領域では、 SO_4^{2-} 四面体と置き換わった PO_4^{3-} 四面体が、結晶成長速度を低下させ、分極反転を阻害しているのであろう。

V形多気筒機関の起振モーメントとバンク角

桐 昭弘, 横田 喜数, 伊藤 紀男

1. 緒 言

直列多気筒の往復運動機関は、気筒数が増えるとクランク軸も長くなり、剛性上の問題を生じる。機関の構造をV形にして気筒の配列を二重にすれば、機関がコンパクトになると同時に、剛性強度上からも有利な構造となる。特に、自動車用エンジンにおいては小形軽量化が重要な命題となっていることから、各種のV形機関が開発されている。最近では、V形機関も多気筒化が進み、機関の高トルク化、高馬力化、そしてダイナミックな運動性能に対するドライバーのニーズなどによって、ますますその傾向を強めている。

本報告では、これまで本研究室が取り組んできた往復運動機関の動力学¹⁾やV形機関の起振モーメントに関する研究^{2,3)}に関連して、V形機関に発生する起振モーメントの低減法と、それによって得られる最適なバンク角の決定法についてまとめたので報告する。

2. 起振モーメントの消滅法

2.1 単気筒機関の起振力

多気筒機関に働く起振力は、各気筒に働く起振力の和として求められる。各気筒に働く起振力はクランクの回転位相差によって異なる。そこで、ここではまず、単気筒機関の動力学について述べる。

図1は、直列多気筒機関の中の一気筒を示す。図1(a)はクランク軸を含む断面図、図1(b)はクランク軸に直角な断面図である。機関中央のクランク軸上の点を原点Oとし、クランク軸をz軸、z軸を含む水平面にy軸、それらに垂直にx軸をとる。ピストンの運動方向はx軸と一致する。ピストンピン、およびクランクピンの

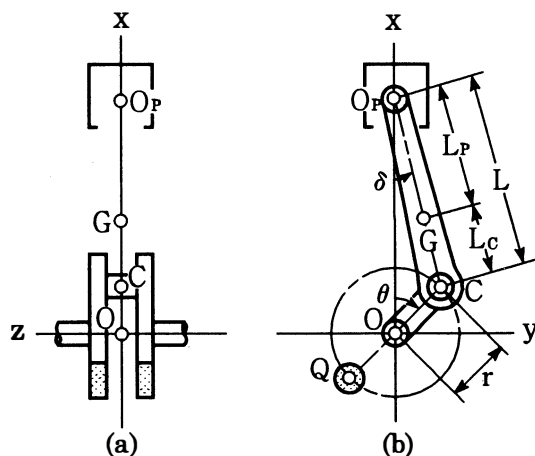


図1 往復機関の座標系

中心を O_p , C, コンロッドの重心をG, クランク半径を r , コンロッドの長さを L とし, $\overline{GC}=L_c$, $\overline{GO_p}=L_p$ とする。ピストン, およびコンロッドの質量を m_p , m_r , クランクの回転角を θ , コンロッドがピストンの運動方向となす角を δ とし, $r/L=\lambda$, $L_p/L=c_p$ とおく。角度の符号はx軸を基準として, z軸の右回りを正とする。またここでは, クランク軸に対してクランクピンCと対称な位置Qにあ

あらかじめバランス用おもり $m_r(L_p/L)$ を付加し、y 軸方向の起振力を消滅させる。このとき、x 軸方向に生じる慣性力 $F_x(\theta)$ は、 $\dot{\theta} = \omega$ とすると、次式で表される。

$$F(\theta) = m_{rec} r \{ \dot{\theta} G(\theta) + \omega^2 F(\theta) \} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} G(\theta) &= \sin(\theta - \delta) / \cos \delta \\ F(\theta) &= \cos \theta + \lambda \cos 2\theta / \cos \delta + \lambda^3 \sin^2 2\theta / 4 \cos^3 \delta \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$m_{rec} = m_p + (1 - c_p) m_r \quad \dots\dots\dots (3)$$

$G(\theta)$ 、 $F(\theta)$ を級数展開した式で表すと、次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} G(\theta) &= \sin \theta + \sum_{n=0}^{\infty} 2n A_{2n} \sin 2n \theta \\ F(\theta) &= \cos \theta + \sum_{n=0}^{\infty} (2n)^2 A_{2n} \cos 2n \theta \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 A_{2n} は次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} A_2 &= \frac{\lambda}{4} + \frac{\lambda^3}{16} + \frac{15\lambda^5}{512} + \dots\dots\dots \\ A_4 &= -\frac{\lambda^3}{64} - \frac{3\lambda^5}{256} - \dots\dots\dots \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (5)$$

なお、本報告では、 λ^3 以上の項が機関に与える影響はきわめて小さいと考え、 $G(\theta)$ 、 $F(\theta)$ を次式のように表すことにする。

$$\left. \begin{aligned} G(\theta) &= \sin \theta + \frac{\lambda}{2} \sin 2\theta \\ F(\theta) &= \cos \theta + \lambda \cos 2\theta \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

2. 2 V形多気筒機関の起振モーメント

直列 n 気筒機関について考える。z 軸の正側から気筒に番号を付し、第 1 番の気筒に生じる起振力を $F_{z1}(\theta)$ 、第 2 番の起振力を $F_{z2}(\theta)$ 、 \dots 、第 n 番の起振力を $F_{zn}(\theta)$ とする。各気筒と機関中心 O との距離をそれぞれ z_1 、 z_2 、 \dots 、 z_n とすると、この機関に生じる起振力の総和 $F_z(\theta)$ 、およびピッチングモーメント M_{y0} は、次式で表される。

$$F_z(\theta) = \sum_{i=0}^n F_{zi}(\theta) \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$M_{y0} = \sum_{i=0}^n F_{zi}(\theta) \cdot z_i \quad \dots\dots\dots (8)$$

次に、V形多気筒機関について考える。図 2 は、図 1 と同じ座標系を用いて、二つの直列形機関 R_1 、 R_2 が V 形を構成する図である。 R_1 、 R_2 のピストンの運動方向を X_1 、 X_2 軸とし、それらが x 軸となす角を、 α_1 、 α_2 とする。このとき、V形機関のバンク角は、次式で表される。

$$\alpha_0 = \alpha_2 - \alpha_1 \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここで、各直列形機関 R_1 、 R_2 の X_1 、 X_2 軸方向の起振力の総和を $F_{x1}(\theta)$ 、 $F_{x2}(\theta)$ とすると、この V 形機関の起振力の総和 $F_x(\theta)$ 、 $F_y(\theta)$ は次のように求められる。

$$F_x(\theta) = F_{x1}(\theta)\cos\alpha_1 + F_{x2}(\theta)\cos\alpha_2 \quad \dots (10)$$

$$F_y(\theta) = F_{x1}(\theta)\sin\alpha_1 + F_{x2}(\theta)\sin\alpha_2 \quad \dots (11)$$

また、直列形機関 R_1 、 R_2 に生じるピッチングモーメントをそれぞれ M_{y01} 、 M_{y02} とすると、このV形機関に生じる起振モーメント M_y 、 M_x は、次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} M_y &= M_{y01}\cos\alpha_1 + M_{y02}\cos\alpha_2 \\ M_x &= -(M_{y01}\sin\alpha_1 + M_{y02}\sin\alpha_2) \end{aligned} \right\} \dots (12)$$

一般に、各直列形機関 R_1 、 R_2 の中心を O_1 、 O_2 とすると、これら二つの機関で構成されるV形機関の中心 O は O_1 、 O_2 とは一致しない。すなわち、二つの直列形機関の中心は $\overline{O_1O_2} = s_0$ のズレを生じる。このズレによって原点 O のまわりにモーメントが発生し、その大きさは点 O_1 、 O_2 に作用する起振力の x 、 y 成分の差 $\Delta F_x(\theta)$ 、 $\Delta F_y(\theta)$ によって決定される。 $\Delta F_x(\theta)$ 、 $\Delta F_y(\theta)$ は次式で得られる。

$$\left. \begin{aligned} \Delta F_x(\theta) &= F_{x1}(\theta)\cos\alpha_1 - F_{x2}(\theta)\cos\alpha_2 \\ \Delta F_y(\theta) &= F_{x1}(\theta)\sin\alpha_1 - F_{x2}(\theta)\sin\alpha_2 \end{aligned} \right\} \dots (13)$$

したがって、V形機関の中心 O に作用する起振モーメントは、厳密な式で表すと次式のようにになる。

$$M_y = M_{y01}\cos\alpha_1 + M_{y02}\cos\alpha_2 + \Delta F_x(\theta) \cdot \frac{s_0}{2} \quad \dots (14)$$

$$M_x = - \left(M_{y01}\sin\alpha_1 + M_{y02}\sin\alpha_2 \right) + \Delta F_y(\theta) \cdot \frac{s_0}{2} \quad \dots (15)$$

しかし、本論文では $\Delta F_x(\theta)$ 、 $\Delta F_y(\theta)$ は微小と考え、機関中心のズレによるモーメントの影響は無視することにする。また以後においては、起振モーメント M_y 、 M_x を無次元化して M_y^* 、 M_x^* と表し、これらも起振モーメントと同様に扱うことにする。

各直列形機関に発生する n 次の無次元化された起振モーメントを $(M_{y01^*})_n$ 、 $(M_{y02^*})_n$ とすると、それらは一般に、次のように表される。

$$(M_{y01^*})_n = B_n \cos(n\theta + \phi_n) \quad \dots (16)$$

$$(M_{y02^*})_n = C_n \cos(n\theta + \psi_n) \quad \dots (17)$$

ただし、 $B_n > 0$ 、 $C_n > 0$ とする。これより、それぞれの機関に発生する起振モーメント M_{y01^*} 、 M_{y02^*} は、次のように表すことができる。

$$\left. \begin{aligned} M_{y01^*} &= \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos(n\theta + \phi_n) \\ M_{y02^*} &= \sum_{n=1}^{\infty} C_n \cos(n\theta + \psi_n) \end{aligned} \right\} \dots (18)$$

直列形機関 R_1 、 R_2 を α_1 、 α_2 傾けてV形機関を構成させれば、V形機関に発生する起振モーメントの n 次成分は、次式のように表される。

$$\begin{aligned} (M_y^*)_n &= (M_{y01^*})_n \cos\alpha_1 + (M_{y02^*})_n \cos\alpha_2 \\ &= B_n \cos(n\theta + \phi_n) \cos\alpha_1 + C_n \cos(n\theta + \psi_n) \cos\alpha_2 \\ &= D_n \cos(n\theta + \beta_n) \quad \dots (19) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (M_x^*)_n &= - \{ (M_{y01^*})_n \sin\alpha_1 + (M_{y02^*})_n \sin\alpha_2 \} \\ &= - \{ B_n \cos(n\theta + \phi_n) \sin\alpha_1 + C_n \cos(n\theta + \psi_n) \sin\alpha_2 \} \\ &= E_n \sin(n\theta + \gamma_n) \quad \dots (20) \end{aligned}$$

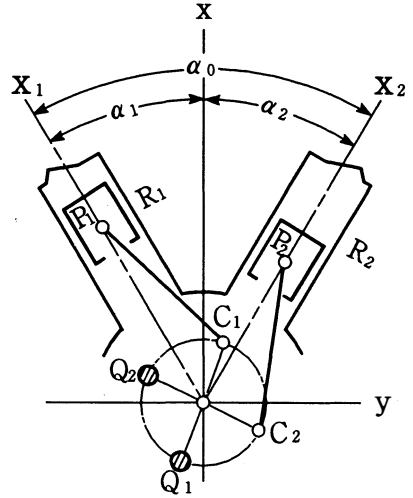


図2 V形機関の構成とバンク角

ここに,

$$\left. \begin{aligned} D_n &= \sqrt{(B_n \cos \phi_n \cos \alpha_1 + C_n \cos \phi_n \cos \alpha_2)^2 + (B_n \sin \phi_n \cos \alpha_1 + C_n \sin \phi_n \cos \alpha_2)^2} \\ E_n &= \sqrt{(B_n \cos \phi_n \sin \alpha_1 + C_n \cos \phi_n \sin \alpha_2)^2 + (B_n \sin \phi_n \sin \alpha_1 + C_n \sin \phi_n \sin \alpha_2)^2} \end{aligned} \right\} \dots (21)$$

$$\left. \begin{aligned} \tan \beta_n &= \frac{B_n \sin \phi_n \cos \alpha_1 + C_n \sin \phi_n \cos \alpha_2}{B_n \cos \phi_n \cos \alpha_1 + C_n \cos \phi_n \cos \alpha_2} \\ \tan \gamma_n &= \frac{-(B_n \cos \phi_n \sin \alpha_1 + C_n \cos \phi_n \sin \alpha_2)}{B_n \sin \phi_n \sin \alpha_1 + C_n \sin \phi_n \sin \alpha_2} \end{aligned} \right\} \dots (22)$$

したがって、V形機関に働く起振モーメント M_y^* , M_x^* は、次のように表される。

$$M_y^* = \sum_{n=1}^{\infty} D_n \cos(n\theta + \beta_n) \dots (23)$$

$$M_x^* = \sum_{n=1}^{\infty} E_n \sin(n\theta + \gamma_n) \dots (24)$$

2. 3 起振モーメントの消滅可能条件

式(23), (24)で表される起振モーメント M_y^* , M_x^* の n 次成分は、次の二式のうちのいずれかを満足すれば、バランサを設置することにより消滅させることができる。

$$\beta_n = \gamma_n \dots (25)$$

$$\beta_n = \gamma_n \pm 180^\circ \dots (26)$$

まず、式(25)の条件式より、 $\beta_n = \gamma_n = \phi_0$ とすると、式(23), (24)の n 次の起振モーメント $(M_y^*)_n$, $(M_x^*)_n$ は、次のように表される。

$$\left. \begin{aligned} (M_y^*)_n &= D_n \cos(n\theta + \phi_0) \\ (M_x^*)_n &= E_n \sin(n\theta + \phi_0) \end{aligned} \right\} \dots (27)$$

次に、式(26)の条件式より、 $\beta_n = \gamma_n \pm 180^\circ = \phi_0$ とすると、同様に $(M_y^*)_n$, $(M_x^*)_n$ は、次のように表される。

$$\left. \begin{aligned} (M_y^*)_n &= D_n \cos(n\theta + \phi_0) \\ (M_x^*)_n &= -E_n \sin(n\theta + \phi_0) \end{aligned} \right\} \dots (28)$$

ここで、式(27), (28)を、次のようにまとめて書き表すことにする。

$$\left. \begin{aligned} (M_y^*)_n &= D \cos(n\theta + \phi_0) \\ (M_x^*)_n &= E \sin(n\theta + \phi_0) \end{aligned} \right\} \dots (29)$$

ただし、 $\beta_n = \gamma_n$ のとき、 $D_n = D$, $E_n = E$ であり、 $\beta_n = \gamma_n \pm 180^\circ$ のとき、 $D_n = D$, $E_n = -E$ である。式(29)はすりこぎ運動²⁾を表すことになるから、次式のように表せる。

$$\left. \begin{aligned} (M_y^*)_n &= a \cos(n\theta + \phi_0) + b \cos(n\theta + \phi_0) \\ (M_x^*)_n &= a \sin(n\theta + \phi_0) + b \sin(n\theta + \phi_0) \end{aligned} \right\} \dots (30)$$

ここに、 $D = a + b$, $E = a - b$ である。したがって、式(30)で表せる起振モーメントが発生した場合は、以下に示すようなモーメント $(M_{y,za}^*)_n$, $(M_{y,zb}^*)_n$ を生じさせる二つのバランサを設置することにより、起振モーメントを消滅可能となる。

$$\left. \begin{aligned} (M_{y_a}^*)_n &= a \cos(n\theta + \phi_0 \pm 180^\circ) \\ (M_{z_a}^*)_n &= a \sin(n\theta + \phi_0 \pm 180^\circ) \end{aligned} \right\} \dots (31)$$

$$\left. \begin{aligned} (M_{yb}^*)_n &= b \cos(n\theta + \phi_0 \pm 180^\circ) \\ (M_{xb}^*)_n &= -b \sin(n\theta + \phi_0 \pm 180^\circ) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (32)$$

なお、 $D_n = E_n$ が成立するときには、次に示すように、バランスは一つでよいことになる。

2. 3. 1 $D_n = E_n = D$, かつ $\beta_n = \gamma_n = \phi_0$ のとき

この場合、V形機関に生じるn次の起振モーメント $(M_y^*)_n$, $(M_x^*)_n$ は、次式のようになる。

$$\left. \begin{aligned} (M_y^*)_n &= D \cos(n\theta + \phi_0) \\ (M_x^*)_n &= D \sin(n\theta + \phi_0) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (33)$$

これは逆転形のすりこぎ運動であるから、次に示すモーメントを発生させる逆転バランスを設置することにより、起振モーメントは消滅可能となる。

$$\left. \begin{aligned} (M_{yb}^*)_n &= D \cos(n\theta + \phi_0 \pm 180^\circ) \\ (M_{xb}^*)_n &= D \sin(n\theta + \phi_0 \pm 180^\circ) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (34)$$

2. 3. 2 $D_n = E_n = D$, かつ $\beta_n = \gamma_n \pm 180^\circ = \phi_0$ のとき

この場合、V形機関に生じるモーメント $(M_y^*)_n$, $(M_x^*)_n$ は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} (M_y^*)_n &= D \cos(n\theta + \phi_0) \\ (M_x^*)_n &= -D \sin(n\theta + \phi_0) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (35)$$

これは正転形のすりこぎ運動であるから、次に示すモーメントを発生させる正転バランスを設置することにより、起振モーメントは消滅可能となる。

$$\left. \begin{aligned} (M_{yb}^*)_n &= D \cos(n\theta + \phi_0 \pm 180^\circ) \\ (M_{xb}^*)_n &= -D \sin(n\theta + \phi_0 \pm 180^\circ) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (36)$$

3. 最適バンク角の決定法

V形多気筒機関において問題となるのは1次、2次の起振モーメントである。1次成分はクランクシャフトにバランスウェイトを取り付ければ消滅可能であるが、2次以上の成分を消滅させるためには、機関の構造が複雑になり、機関重量やフリクションの増加などデメリットの生じるバランスシャフトを設置しなければならない。ここでは、2次成分の起振モーメントをできる限り小さくした場合において、1次成分を消滅させるために必要なバンク角について追究する。

V形機関に生じる1次の起振モーメントは、式(23)、(24)より次式となる。

$$\left. \begin{aligned} (M_y^*)_1 &= D_1 \cos(\theta + \beta_1) \\ (M_x^*)_1 &= E_1 \sin(\theta + \gamma_1) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (37)$$

上式が正転形のすりこぎ運動となるための条件は次の通りである。

$$D_1 = E_1 \dots\dots\dots (38)$$

$$\beta_1 = \gamma_1 \pm 180^\circ \dots\dots\dots (39)$$

この条件を式(37)に代入すると、次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} (M_y^*)_1 &= F_1 \cos(\theta + \phi_1) \\ (M_x^*)_1 &= -F_1 \sin(\theta + \phi_1) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (40)$$

ただし $F_1 = D_1 = E_1$, $\phi_1 = \beta_1 = \gamma_1 \pm 180^\circ$ とおく。

また、ここではV形のバンク角をx軸に対して均等に傾けることにすれば、 α_1 , α_2 , α_0 の間には、次の関係がある。

$$\alpha_1 = \frac{\alpha_0}{2}, \quad \alpha_2 = -\frac{\alpha_0}{2}$$

このとき、式(21)より、次式を得る。

$$\begin{aligned} & \left(B_1 \cos \phi_1 \cos \frac{\alpha_0}{2} + C_1 \cos \psi_1 \cos \frac{\alpha_0}{2} \right)^2 + \left(B_1 \sin \phi_1 \cos \frac{\alpha_0}{2} + C_1 \sin \psi_1 \cos \frac{\alpha_0}{2} \right)^2 \\ &= \left(B_1 \cos \phi_1 \sin \frac{\alpha_0}{2} - C_1 \cos \psi_1 \sin \frac{\alpha_0}{2} \right)^2 + \left(B_1 \sin \phi_1 \sin \frac{\alpha_0}{2} - C_1 \sin \psi_1 \sin \frac{\alpha_0}{2} \right)^2 \cdots \quad (41) \end{aligned}$$

式(41)の左辺、右辺は次のように整理できる。

$$\left. \begin{aligned} \text{左辺} &= \cos^2 \frac{\alpha_0}{2} \{ B_1^2 + C_1^2 + 2B_1 C_1 \cos(\phi_1 - \psi_1) \} \\ \text{右辺} &= \sin^2 \frac{\alpha_0}{2} \{ B_1^2 + C_1^2 - 2B_1 C_1 \cos(\phi_1 - \psi_1) \} \end{aligned} \right\} \cdots \quad (42)$$

これより、次のような関係式が得られる。

$$\begin{aligned} \cos^2 \frac{\alpha_0}{2} \{ B_1^2 + C_1^2 + 2B_1 C_1 \cos(\phi_1 - \psi_1) \} &= \sin^2 \frac{\alpha_0}{2} \{ B_1^2 + C_1^2 - 2B_1 C_1 \cos(\phi_1 - \psi_1) \} \\ (B_1^2 + C_1^2) \left(\cos^2 \frac{\alpha_0}{2} - \sin^2 \frac{\alpha_0}{2} \right) &= -2B_1 C_1 \left(\cos^2 \frac{\alpha_0}{2} + \sin^2 \frac{\alpha_0}{2} \right) \cos(\phi_1 - \psi_1) \\ \cos \alpha_0 &= -\frac{2B_1 C_1}{B_1^2 + C_1^2} \cos(\phi_1 - \psi_1) \cdots \quad (43) \end{aligned}$$

次に、式(39)の条件を満足するためには、次の2式が成立しなければならない。

$$\cos \beta_1 = \cos(\gamma_1 \pm 180^\circ) \cdots \quad (44)$$

$$\sin \beta_1 = \sin(\gamma_1 \pm 180^\circ) \cdots \quad (45)$$

まず、式(44)より、 $\cos \beta_1 = -\cos \gamma_1$

さらに、次の関係がある。

$$\left. \begin{aligned} \cos \beta_1 &= \frac{\cos \frac{\alpha_0}{2} (B_1 \cos \phi_1 + C_1 \cos \psi_1)}{F_1} \\ \cos \gamma_1 &= \frac{\sin \frac{\alpha_0}{2} (B_1 \sin \phi_1 - C_1 \sin \psi_1)}{F_1} \end{aligned} \right\} \cdots \quad (46)$$

したがって、次式を得る。

$$\begin{aligned} \cos \frac{\alpha_0}{2} (B_1 \cos \phi_1 + C_1 \cos \psi_1) &= -\sin \frac{\alpha_0}{2} (B_1 \sin \phi_1 - C_1 \sin \psi_1) \\ \tan \frac{\alpha_0}{2} &= -\frac{B_1 \cos \phi_1 + C_1 \cos \psi_1}{B_1 \sin \phi_1 - C_1 \sin \psi_1} \cdots \quad (47) \end{aligned}$$

また、式(45)より $\sin \beta_1 = -\sin \gamma_1$

同様に、次の関係がある。

$$\left. \begin{aligned} \sin \beta_1 &= \frac{\cos \frac{\alpha_0}{2} (B_1 \sin \phi_1 + C_1 \sin \psi_1)}{F_1} \\ \sin \gamma_1 &= \frac{\sin \frac{\alpha_0}{2} (-B_1 \cos \phi_1 + C_1 \cos \psi_1)}{F_1} \end{aligned} \right\} \cdots \quad (48)$$

したがって、次式を得る。

$$\cos \frac{\alpha_0}{2} (B_1 \sin \phi_1 + C_1 \sin \psi_1) = -\sin \frac{\alpha_0}{2} (-B_1 \cos \phi_1 + C_1 \cos \psi_1)$$

$$\tan \frac{\alpha_0}{2} = \frac{B_1 \sin \phi_1 + C_1 \sin \psi_1}{-B_1 \cos \phi_1 + C_1 \cos \psi_1} \quad \dots \dots \dots (49)$$

ここで、式(47)、(49)より、次式を得る。

$$\frac{B_1 \cos \phi_1 + C_1 \cos \psi_1}{B_1 \sin \phi_1 - C_1 \sin \psi_1} = \frac{B_1 \sin \phi_1 + C_1 \sin \psi_1}{-B_1 \cos \phi_1 + C_1 \cos \psi_1}$$

$$B_1^2 = C_1^2 \quad \dots \dots \dots (50)$$

$B_1 > 0$ 、 $C_1 > 0$ であるから、式(50)より、次式を得る。

$$B_1 = C_1 \quad \dots \dots \dots (51)$$

上式より、 α_0 に関して、次式を得る。

$$\cos \alpha_0 = -\cos(\phi_1 - \psi_1) \quad \dots \dots \dots (52)$$

したがって、 α_0 は次のようになる。

$$\alpha_0 = \pm \{(\phi_1 - \psi_1) + 180^\circ\} \quad \dots \dots \dots (53)$$

しかし、このままでは α_0 は土の二つの値を持つ。そこで、これを式(47)、(49)に代入して得られる次の2式を満足する α_0 が最終的なバンク角となる。

$$\tan \frac{\alpha_0}{2} = -\frac{\cos \phi_1 + \cos \psi_1}{\sin \phi_1 - \sin \psi_1} \quad \dots \dots \dots (54)$$

$$\tan \frac{\alpha_0}{2} = -\frac{\sin \phi_1 + \sin \psi_1}{-\cos \phi_1 + \cos \psi_1} \quad \dots \dots \dots (55)$$

よって、式(53)、(54)、(55)より最適バンク角が求められることになる。また、V形機関に生じる1次起振モーメントを消滅させるためには、組み合わせる二組の直列形機関のピッチングモーメントの振幅は等しくなければならない。

4. 結 言

これまでのV形往復運動機関の動力学的解析手法は、機関の気筒数に応じたバンク角が設定され、それに基づいた解析がなされてきた。そのため、バンク角の種類が限定され、バンク角に対する柔軟性の乏しいものであった。

本研究では、まず機関に発生するn次の起振モーメントに関し、それを消滅させるための実用的なバランス設置条件と、それに最適な機関のバンク角の関係について明らかにし、V形機関において最も問題となる1次の起振モーメントについて具体的な関係式を示した。

終わりに、本研究を遂行するに当り、ご指導いただいた元富山大学教授 高橋幸一氏（ハイポイド高橋技研所長）に謝意を表します。

参考文献

- 1) 高橋, 伊藤, 日本機械学会論文集, **55-512**, C(1989), 925.
- 2) 伊藤, 高橋, 日本機械学会論文集, **59-563**, C(1993), 2026.
- 3) 高橋, 伊藤, 日本機械学会論文集, **60-576**, C(1994), 2699.

Exciting Moment and Bank Angle of V-type Multi-Cylinder Engine.

Akihiro KIRI, Yoshinori YOKOTA, Norio ITO

Recently, automobile engines have developed V-type construction for the purpose of compact and light-weight. But the exciting forces and exciting moments occur even if the engine was constructed V-type. The traditional analytical method of many vibration problems of these engines enabled estimation of exciting moments and so on after the bank angle was decided. This paper presents a reduction method of exciting moments and deciding method of the most suitable bank angle of V-type engine. Particularly, as the concrete example the relationship between the reduction of 1st-order exciting moment that cause some troubles and the bank angle is investigated.

〔英文和訳〕

V形多気筒機関の起振モーメントとバンク角

桐 昭弘, 横田 喜数, 伊藤 紀男

近年、自動車用エンジンはコンパクト化や軽量化のためにV形化が進められている。しかし、V形化されたとしても起振力や起振モーメントの発生は避けられない。このようなエンジンの動力学的な解析法は、これまではあらかじめバンク角を設定して、そのバンク角に対する起振モーメントなどの評価を行ってきた。この論文では、V形機関に発生する起振モーメントの一般的な削減法と最適なバンク角の決定法に関して述べる。特に、この種のエンジンで問題となる1次の起振モーメントの削減法について具体的に述べる。

パソコンを用いたハイポイドギヤの設計・製図システム

桐 昭弘, 伊藤 紀男

1. 緒 言

ハイポイドギヤは、食違い軸の間に動力や回転を伝達する円錐形の歯車対である。両軸間にはオフセットを有するため、かさ歯車に比較してピニオンを大きく設計することができ、高強度、高かみあい率、高減速比が得られるという特徴をもっている。しかしながら、その理論的な背景が非常に複雑なため、開発されてから約70年を経過した現在でも、その設計法は確立されているとは言い難い。

これまでのハイポイドギヤの設計法は、歯切り機械メーカーによって計算シートが与えられ、それに従って計算を行ない、必要な設計諸元、および段取り計算値を求めるといったものであった。しかし、その計算内容の詳細や設計諸元の精度の位置付けが明らかにされていないため、ユーザ側の細かい設計変更に対しては自由度をもたないという不便さがあった。そのため精密な歯車対を手軽に得ることが困難となっている。

そこで本報告では、ハイポイドギヤの設計基本式を直接連立させて諸元を求めるといった設計法を確立し、それらの諸元を用いてハイポイドギヤのレイアウト図をパソコンを利用して自動製図するシステムの開発を行った。また、従来の計算法では、ハイポイドギヤが等高歯であるか、勾配歯であるか、あるいは軸角が 90° であるか、 90° でないか、すなわちアンギュラハイポイドギヤであるか、そうでないかなどに対して、それぞれ独自の設計法があった。本設計・製図システムでは、これまでの研究室での研究成果^{1)~5)}を踏まえて、それらが自由に選択できるようなシステムに拡張し、ハイポイドギヤの設計・製図システムの効率化を図った。

2. ハイポイドギヤの設計システム

2.1 ピッチ円錐の計算法

図1は、自動車用最終減速装置に用いられているハイポイドギヤとその軸の位置関係を示す。ここでは、ハイポイドギヤの設計の基本となるピッチ面の接触円錐、すなわちピッチ円錐に関する計算法について述べる。

図2は、ハイポイドギヤのピッチ円錐を示す。考察点Pにおけるピニオン、ギヤのピッチ円錐の円錐距離、ピッチ角、ねじれ角を組にして (A_1, γ, ψ_1) 、 (A_2, Γ, ψ_2) とおき、これらをピッチ円錐三要素と定める。これら三要素を用いて、ハイポイドギヤの基本関係式を示す。点Pにおけるピニオン、ギヤの

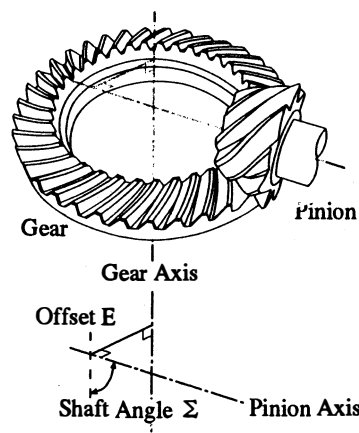


図1 ハイポイドギヤとその軸関係

ピッチ円半径をそれぞれ R_1, R_2 で表せば、次のような関係が得られる。

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= A_1 \sin \gamma \\ R_2 &= A_2 \sin \Gamma \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ピニオン、ギヤの歯数を n, N とすると、次の関係式がある。

$$\frac{R_1 \cos \phi_1}{n} = \frac{R_2 \cos \phi_2}{N} \dots\dots\dots (2)$$

軸角 Σ については、次の関係式が成立する。

$$\begin{aligned} \cos \Sigma &= -\sin \gamma \sin \Gamma \\ &\quad + \cos \gamma \cos \Gamma \cos(\phi_1 - \phi_2) \dots\dots (3) \end{aligned}$$

オフセット E についても、次の関係式がある。

$$E = \frac{(R_1 \cos \Gamma + R_2 \cos \gamma) \sin(\phi_1 - \phi_2)}{\sin \Sigma} \dots\dots\dots (4)$$

また、ギヤの外径を D 、歯幅を F とすれば、考察点 P におけるギヤのピッチ円半径 R_2 は、次式で表される。

$$R_2 = \frac{D - F \sin \Gamma}{2} \dots\dots\dots (5)$$

次に、 $\nu_1 \sim \nu_4$ を次のように定めれば、ハイポイドギヤの限界圧力角 ϕ_0 、および限界曲率半径 ρ_0^* は、次のように表される。

$$\nu_1 = \frac{\cos \gamma \tan \phi_1}{R_1} + \frac{\cos \Gamma \tan \phi_2}{R_2} \dots\dots\dots (6)$$

$$\nu_2 = \frac{\sin \gamma \sec \phi_1}{R_1} - \frac{\sin \Gamma \sec \phi_2}{R_2} \dots\dots\dots (7)$$

$$\nu_3 = \frac{\cos \gamma}{R_1} + \frac{\cos \Gamma}{R_2} \dots\dots\dots (8)$$

$$\nu_4 = \frac{\sin \Gamma \sin \phi_1}{R_2} - \frac{\sin \gamma \sin \phi_2}{R_1} \dots\dots\dots (9)$$

$$\tan \phi_0 = \frac{-\nu_4 \sec(\phi_1 - \phi_2)}{\nu_3} \dots\dots\dots (10)$$

$$\begin{aligned} \rho_0^* (-\nu_1 \sin \phi_0 + \nu_2 \cos \phi_0) \\ = \tan \phi_1 - \tan \phi_2 \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

以上の(2)~(11)の10式に対し、未知数は $R_1, \gamma, \phi_1, R_2, \Gamma, \phi_2, \nu_1, \nu_2, \nu_3, \nu_4, \phi_0, \rho_0^*$ の12個である。これらの連立方程式を解くためには、2個の未知数を定める必要がある。一般的には、ピニオンねじれ角 ϕ_1 がギヤねじれ角 ϕ_2 、あるいは限界曲率半径 ρ_0^* を仮定する。ここでは、 ϕ_1 と ρ_0^* を与えた場合について考察する。 r_c はカッタ半径である。

$$\phi_1 = \phi_{10} \text{ (定数値)} \dots\dots\dots (12)$$

$$\rho_0^* = r_c \dots\dots\dots (13)$$

一方、同一の歯車装置の中に異なる歯数比の歯車対を組み込む必要が生じる場合がある。このときギヤの組立距離を一定とする設計法が考えられる。図2で、点 P よりピニオン、ギヤの両軸に下ろした垂線の足と両軸の共通垂線までの距離を X_p, X_c で表せば、次の式が得られる。

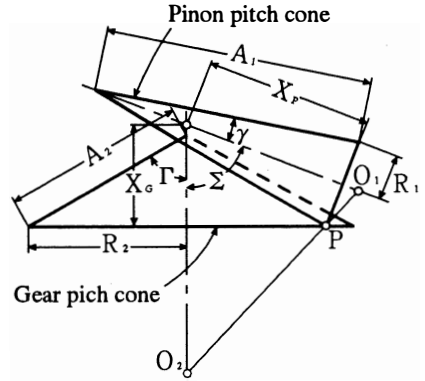


図2 ハイポイドギヤのピッチ円錐

$$X_P = \frac{(R_1 \sec \gamma + R_2 \sec \Gamma) (\sin \gamma + \sin \Gamma \cos \Sigma)}{\sin^2 \Sigma} - R_1 \tan \gamma \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$X_G = \frac{(R_1 \sec \gamma + R_2 \sec \Gamma) (\sin \Gamma + \sin \gamma \cos \Sigma)}{\sin^2 \Sigma} - R_2 \tan \Gamma \quad \dots\dots\dots (15)$$

実用上 X_P には多少の自由度があるが、 X_G はほぼ一定と考える。したがって、第1の設計法としては、式(2)～(12)までの連立方程式を基本とするものと、第2の設計法としては、式(2)～(11)に式(15)を加えた連立方程式を基本とするものが考えられる。

2. 2 連立方程式の解法

連立方程式を解くために、行列計算を用いた逐次近似法 (Newton法) を用いる。まず、未知数によって各式を偏微分し、第零次近似値を与えて第一次修正値を計算する。この操作を繰り返し、解が収束するまで計算を行う。第零次近似値は、次の各式によって与えるものとする。

$$\left. \begin{aligned} \cot \Gamma &= \frac{n/N + \cos \Sigma}{\sin \Sigma} \\ R_2 &= \frac{D - F \sin \Gamma}{2} \\ \cot \gamma' &= \frac{N/n + \cos \Sigma}{\sin \Sigma} \\ \sin \varepsilon_0 &= \frac{E \sin \Sigma}{R_2 \cos \gamma'} \\ \phi_2' &= \phi_{10} - \varepsilon_0 \\ R_1 &= \frac{n}{N} \frac{R_2 \cos \phi_2'}{\cos \phi_{10}} \\ \tan^2 \gamma &= \frac{1}{\tan^2 \Gamma} \left\{ 1 - \frac{E^2}{(R_1 \cos \Gamma + R_2 \cos \gamma')^2} \right\} \\ \sin \varepsilon_1 &= \frac{E \sin \Sigma}{R_1 \cos \Gamma + R_2 \cos \gamma} \\ \phi_2 &= \phi_{10} - \varepsilon_1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

次に、製図上必要な歯の勾配に関する諸元を求める。歯直角モジュール m_n は、次式で与えられる。

$$m_n = \frac{2R_2 \cos \phi_2}{N} \quad \dots\dots\dots (17)$$

P点における歯末のたけを a_s 、ギヤの転位係数を x 、ギヤの歯元角を δ_1 、歯末の低歯係数を k とすれば、有効歯たけは $2km_n$ であり、次の式が得られる。

$$\begin{aligned} a_s &= (k-x)m_n \\ \tan \delta_1 &= \frac{2km_n - a_s}{A_2} \quad \dots\dots\dots (18) \end{aligned}$$

これらの式によって得られた数値を第零次近似値として各式に代入する。いま、各変数の微小量を $dR_1, d\gamma, d\phi_1, dR_2, d\Gamma, d\phi_2, d\nu_1, d\nu_2, d\nu_3, d\nu_4, d\phi_0$ とし、式(2)～(15)を次のように展開する。

$$\begin{aligned} B_1 &= \frac{N}{n} R_1 \cos \phi_1 - R_2 \cos \phi_2 \\ -dB_1 &= -dR_1 \frac{N}{n} \cos \phi_1 + d\phi_1 \frac{N}{n} R_1 \sin \phi_1 + dR_2 \cos \phi_2 - d\phi_2 R_2 \sin \phi_2 \quad \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_2 &= \cos \Sigma - (-\sin \gamma \sin \Gamma + \cos \gamma \cos \Gamma \cos \varepsilon') \\
 -dB_2 &= -d\gamma (\cos \gamma \sin \Gamma + \sin \gamma \cos \Gamma \cos \varepsilon') - (d\phi_1 - d\phi_2) \sin \varepsilon' \cos \gamma \cos \Gamma \\
 &\quad - d\Gamma (\sin \gamma \cos \Gamma + \cos \gamma \sin \Gamma \cos \varepsilon') \dots\dots\dots (20)
 \end{aligned}$$

$$\varepsilon' = \phi_1 - \phi_2 \dots\dots\dots (21)$$

$$\begin{aligned}
 B_3 &= \nu_1 - \frac{\cos \gamma \tan \phi_1}{R_1} - \frac{\cos \Gamma \tan \phi_2}{R_2} \\
 -dB_3 &= -dR_1 \frac{\cos \gamma \tan \phi_1}{R_1^2} - d\gamma \frac{\sin \gamma \tan \phi_1}{R_1} + d\phi_1 \frac{\cos \gamma \sec^2 \phi_1}{R_1} \\
 &\quad - dR_2 \frac{\cos \Gamma \tan \phi_2}{R_2^2} - d\Gamma \frac{\sin \Gamma \tan \phi_2}{R_2} + d\phi_2 \frac{\cos \Gamma \sec^2 \phi_2}{R_2} - d\nu_1 \dots\dots (22)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_4 &= \nu_2 - \frac{\sin \gamma \sec \phi_1}{R_1} + \frac{\sin \Gamma \sec \phi_2}{R_2} \\
 -dB_4 &= -dR_1 \frac{\sin \gamma}{R_1^2 \cos \phi_1} + d\gamma \frac{\cos \gamma}{R_1 \cos \phi_1} + d\phi_1 \frac{\sin \gamma \sin \phi_1}{R_1 \cos^2 \phi_1} + dR_2 \frac{\sin \Gamma}{R_2^2 \cos \phi_2} \\
 &\quad - d\Gamma \frac{\cos \Gamma}{R_2 \cos \phi_2} - d\phi_2 \frac{\sin \Gamma \sin \phi_2}{R_2 \cos^2 \phi_2} - d\nu_2 \dots\dots\dots (23)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_5 &= \nu_3 - \frac{\cos \gamma}{R_1} - \frac{\cos \Gamma}{R_2} \\
 -dB_5 &= -dR_1 \frac{\cos \gamma}{R_1^2} - d\gamma \frac{\sin \gamma}{R_1} - dR_2 \frac{\cos \Gamma}{R_2^2} - d\Gamma \frac{\sin \Gamma}{R_2} - d\nu_3 \dots\dots\dots (24)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_6 &= \nu_4 + \frac{\sin \gamma \sin \phi_2}{R_1} - \frac{\sin \Gamma \sin \phi_1}{R_2} \\
 -dB_6 &= dR_1 \frac{\sin \gamma \sin \phi_2}{R_1^2} - d\gamma \frac{\cos \gamma \sin \phi_2}{R_1} + d\phi_1 \frac{\cos \phi_1 \sin \Gamma}{R_2} - dR_2 \frac{\sin \Gamma \sin \phi_1}{R_2^2} \\
 &\quad + d\Gamma \frac{\cos \Gamma \sin \phi_1}{R_2} - d\phi_2 \frac{\cos \phi_2 \sin \gamma}{R_1} - d\nu_4 \dots\dots\dots (25)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_7 &= -\nu_4 - \nu_3 \tan \phi_0 \cos \varepsilon' \\
 -dB_7 &= (-d\phi_1 + d\phi_2) \nu_3 \tan \phi_0 \sin \varepsilon' + d\nu_3 \tan \phi_0 \cos \varepsilon' + d\nu_4 \\
 &\quad + d\phi_0 \nu_3 \cos \varepsilon' \sec^2 \phi_0 \dots\dots\dots (26)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_8 &= \tan \phi_1 - \tan \phi_2 - \rho_0^* (-\nu_1 \sin \phi_0 + \nu_2 \cos \phi_0) \\
 -dB_8 &= -d\phi_1 \sec^2 \phi_1 + d\phi_2 \sec^2 \phi_2 - d\nu_1 \rho_0^* \sin \phi_0 + d\nu_2 \rho_0^* \cos \phi_0 \\
 &\quad - d\phi_0 \rho_0^* (\nu_1 \cos \phi_0 + \nu_2 \sin \phi_0) \dots\dots\dots (27)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_9 &= E \sin \Sigma - \sin \varepsilon' (R_1 \cos \Gamma + R_2 \cos \gamma) \\
 -dB_9 &= dR_1 \sin \varepsilon' \cos \Gamma - d\gamma \sin \varepsilon' R_2 \sin \gamma + (d\phi_1 - d\phi_2) (R_1 \cos \Gamma + R_2 \cos \gamma) \cos \varepsilon' \\
 &\quad + dR_2 \cos \gamma \sin \varepsilon' - d\Gamma R_1 \sin \Gamma \sin \varepsilon' \dots\dots\dots (28)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_{10} &= R_2 - \frac{D - F \sin \Gamma}{2} \\
 -dB_{10} &= -dR_2 - d\Gamma \cos \Gamma \frac{F}{2} \dots\dots\dots (29)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_{11} &= \phi_1 - \phi_{10} \\
 -dB_{11} &= -d\phi_1 \dots\dots\dots (30A)
 \end{aligned}$$

式(12)の代わりに式(15)を用いる場合は、同一歯車装置に歯数比の異なるハイポイドギヤを組み込むことができ、この場合の B_{11} は、次のようになる。

$$\begin{aligned}
 B_{11} &= X_2 \sin^2 \Sigma + R_2 \tan \Gamma \sin^2 \Sigma - \ell_1 \ell_2 \\
 -dB_{11} &= dR_1 \ell_1 \sec \gamma + d\gamma (R_1 \ell_2 \tan \gamma \sec \gamma + \ell_1 \cos \gamma \cos \Sigma) \\
 &\quad + dR_2 (\ell_2 \sec \Gamma - \tan \Gamma \sin^2 \Sigma) \\
 &\quad + d\Gamma (R_2 \ell_2 \sin \Gamma \sec^2 \Gamma + \ell_1 \cos \Gamma - R_2 \sin^2 \Sigma \sec^2 \Gamma) \dots\dots\dots (30B)
 \end{aligned}$$

ここに

$$\begin{aligned}
 \ell_1 &= R_1 \sec \gamma + R_2 \sec \Gamma \\
 \ell_2 &= \sin \Gamma + \sin \gamma \sin \Sigma
 \end{aligned}$$

いま $i, j = 1 \sim 11$ とし、 $(B_i) = B_1 \sim B_{11}$ を列ベクトル B 、 $dR_1, d\gamma, d\phi_1, dR_2, d\Gamma, d\phi_2, d\nu_1, d\nu_2, d\nu_3, d\nu_4, d\phi_0$ を、 $(D_i) = D_1 \sim D_{11}$ として列ベクトル D で表す。また、変数による偏微分係数を A_{ij} で表して行列 A とすれば、連立方程式は次式のごとく整理される。

$$\left. \begin{aligned} AD &= B \\ D &= A^{-1}B \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (31)$$

すなわち、次のように表される。

$$\begin{bmatrix} A_{11} & 0 & A_{13} & A_{14} & 0 & A_{16} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A_{22} & A_{23} & 0 & A_{25} & A_{26} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} & A_{34} & A_{35} & A_{36} & A_{37} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ A_{41} & A_{42} & A_{43} & A_{44} & A_{45} & A_{46} & 0 & A_{48} & 0 & 0 & 0 \\ A_{51} & A_{52} & 0 & A_{54} & A_{55} & 0 & 0 & 0 & A_{59} & 0 & 0 \\ A_{61} & A_{62} & A_{63} & A_{64} & A_{65} & A_{66} & 0 & 0 & 0 & A_{610} & 0 \\ 0 & 0 & A_{73} & 0 & 0 & A_{76} & 0 & 0 & A_{79} & A_{710} & A_{711} \\ 0 & 0 & A_{83} & 0 & 0 & A_{86} & A_{87} & A_{88} & 0 & 0 & A_{811} \\ A_{91} & A_{92} & A_{93} & A_{94} & A_{95} & A_{96} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & A_{104} & A_{105} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ A_{111} & A_{112} & A_{113} & A_{114} & A_{115} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \\ B_3 \\ B_4 \\ B_5 \\ B_6 \\ B_7 \\ B_8 \\ B_9 \\ B_{10} \\ B_{11} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} dR_1 \\ d\gamma \\ d\phi_1 \\ dR_2 \\ d\Gamma \\ d\phi_2 \\ d\nu_1 \\ d\nu_2 \\ d\nu_3 \\ d\nu_4 \\ d\phi_0 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (32)$$

各変数ごとに、第1次近似値を $R_1 = R_1 + D_1, \gamma = \gamma + D_2, \dots, \phi_0 = \phi_0 + D_{11}$ と修正し、 $(A_{ij}), (B_i)$ の式に代入して、再び D を求める。一般的には、数回の繰り返し計算で解は収束する。

3. ハイポイドギヤ自動製図システム

3.1 プログラムの構成

本システムのプログラムの作成にあたっては、設計者が手軽に、しかも簡単に扱えるように、できる限り対話形式となるようにした。しかし、対話箇所が多くなれば設計の自由度は高くなるが、それだけプログラムは長くなり、処理時間を要することとなる。そこで本システムでは、各処理工程をそれぞれサブプログラムとして構成し、システムの基本構成をメインプログラムとした。設計条件に応じてサブプログラムを呼出して計算を行なわせ、不必要な計算はスルーさせることとした。

3. 2 使用機器の概要

図3は、本システムの構成を示す。パーソナルコンピュータは横河ヒューレットパッカード社のHP9000 Model 319C+である。表1は、その基本性能を示す。OSのHP BASIC 5.1言語システムは、BASIC本来の単純さにFORTRAN, ALGOL, APLに通常備わっている高い計算能力を加えたシステムである。このシステムの使用でハイパフォーマンスと容易なプログラミングが可能となり、それぞれの利点を最大限利用することが出来る。本報告では、各諸元の算出に用いている連立方程式の計算はマトリックスオプションを使用し、複雑になりがちな計算プログラムの単純化を図った。また、製図用プログラムにおいてもグラフィックスオプションを用いて同様の目的を果たしている。プロッタは同社の7440A(Color pro)で、作図速度は40 cm/s(軸方向)、最大加速度は1.2Gで、位置指定可能な分解能は0.025mmである。しかし、性能上、用紙サイズがA4に限定されているため、プログラム中で製図の縮尺の変更部分を設けて対応した。プリンタは同社の2225AJを使用した。

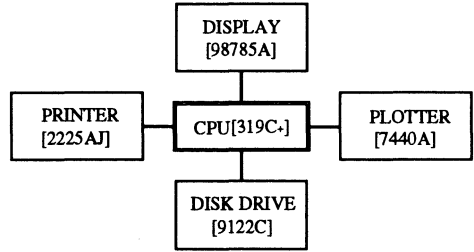


図3 システムの構成

表1 計算機の基本性能

CPU	MC68020 32bit 16.67MHz
RAM	4MByte
CRT	16"Color 1024*768pixel
OS	HP-BASIC 5.1

本システムではハイポイドギヤの基本データであるピニオンの歯数 n 、ギヤの歯数 N 、ギヤのピッチ径 D 、歯幅 F 、カッタの平均圧力角 ϕ_B 、ピニオンのねじれ角 ψ_1 を入力して、カッタ半径 r_c 、軸角 Σ 、オフセット E をパラメータとして扱い、等高歯と勾配歯の選択も与えて設計に自由度を与えた。その他、必要となる諸元については、プログラム中で定数として変数に代入した。

図4は、本システムのフローチャートを示す。

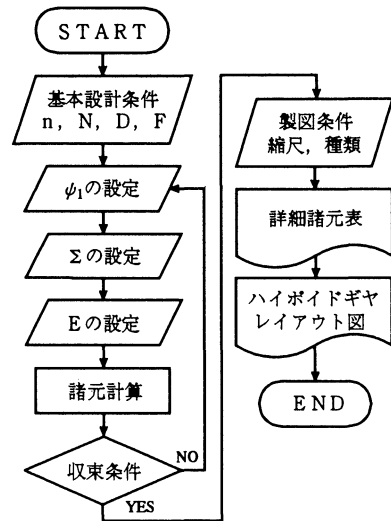


図4 フローチャート

3. 3 製図プログラムの構成

前項の設計サブプログラムで求められたハイポイドギヤの設計諸元のデータを、メインプログラムの文頭に設けたCALL文、サブプログラムの文頭に設けたsub文の間でパス・パラメータリストによって、共通変数を用いてデータの受渡しを行う。これらのデータを用いて製図を行うが、必要となる点の位置は、その都度、データを用いて座標を計算させる。これらの座標にグラフィックスオプションを用いて、直線、円等を描くコマンドで各部分を描かせる。レイアウト図を出力させるためには平面図を描かせた後に、平行移動、回転移動を使って側面図を完成させる。

4. 設計・製図例

具体例を用いて本設計・製図システムの検証を試みる。

表2は、具体例に用いたハイポイドギヤの主要諸元をプリンタにより出力させたものである。表2(a)は通常のハイポイドギヤであり、表2(b)はアンギュラハイポイドギヤ、表2(c)は逆オフセットのハイポイドギヤである。これらはいずれも勾配歯を用いた。

表3は、計算によって求められた設計の詳細諸元をプリンタにより出力させたものである。表3の(a), (b), (c)はそれぞれ表2の(a), (b), (c)に対応している。

図5は、表3の(a), (b), (c)の値を用いて本システムにより、プロッタで出力させたハイポイドギヤのレイアウト図である。本システ

表2 ハイポイドギヤの主要諸元

(a) $\Sigma=90^\circ, E=30\text{mm}$ の場合
Duplex Method for Designing Hypoid Gear Blanks

Combination	n / N	8 / 35
Gear Pitch Diameter	D mm	190
Gear Face Width	F mm	28
Hand of Pinion		Left
Average Pressure Angle	deg.	19
Driver		Pinion
Cutter Diameter	Zrc mm	190.5
Pinion Spiral Angle	deg.	49.6688
Shaft Angle	Sigma deg.	90
Pinion Offset (Bellou Center)	E mm	30

(b) $\Sigma=110^\circ, E=15\text{mm}$ の場合
Duplex Method for Designing Hypoid Gear Blanks

Combination	n / N	8 / 35
Gear Pitch Diameter	D mm	190
Gear Face Width	F mm	28
Hand of Pinion		Left
Average Pressure Angle	deg.	19
Driver		Pinion
Cutter Diameter	Zrc mm	190.5
Pinion Spiral Angle	deg.	42.5635
Shaft Angle	Sigma deg.	110
Pinion Offset (Bellou Center)	E mm	15

(c) $\Sigma=70^\circ, E=-30\text{mm}$ の場合
Duplex Method for Designing Hypoid Gear Blanks

Combination	n / N	8 / 35
Gear Pitch Diameter	D mm	190
Gear Face Width	F mm	28
Hand of Pinion		Left
Average Pressure Angle	deg.	19
Driver		Pinion
Cutter Diameter	Zrc mm	190.5
Pinion Spiral Angle	deg.	21.2477
Shaft Angle	Sigma deg.	70
Pinion Offset (Bellou Center)	E mm	-30

表3 ハイポイドギヤの詳細諸元

(a) $\Sigma=90^\circ, E=30\text{mm}$ の場合
Hypoid Gear Dimensions

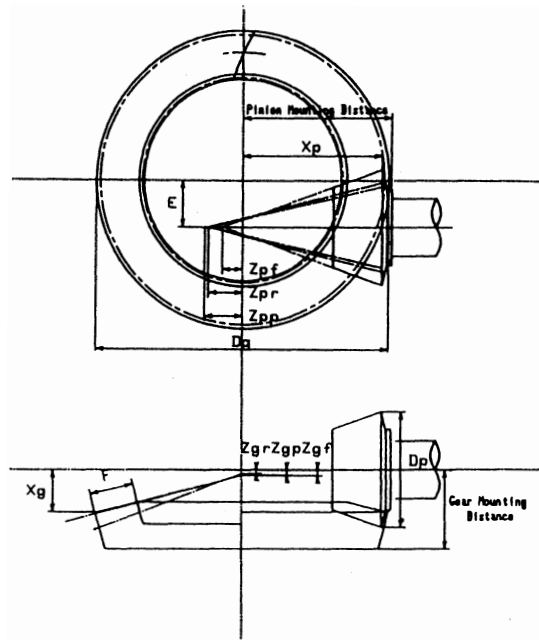
	PINION	GEAR
Pitch Diameter	mm	58.3311
Addendum	mm	8.2415
Dedendum	mm	2.6607
Whole depth	mm	10.9023
Outside Diameter	Dp, Dg mm	74.3303
Pitch Apex Beyond		
Crossing Point	Zpp, Zgp mm	24.8305
Face Apex Beyond		
Crossing Point	Zpf, Zgf mm	13.3749
Root Apex Beyond		
Crossing Point	Zpr, Zgr mm	22.4017
Crown to Crossing Point	Xp, Xg mm	90.8905
Pitch Angle	deg.	13.9169
Face Angle	deg.	19.6185
Root Angle	deg.	12.9164
Spiral Angle	deg.	49.6688
Mean Radius	mm	25.1323
Limit Pressure Angle	deg.	-6.4018
Dedendum Angle	deg.	-1.0587

(b) $\Sigma=110^\circ, E=15\text{mm}$ の場合
Hypoid Gear Dimensions

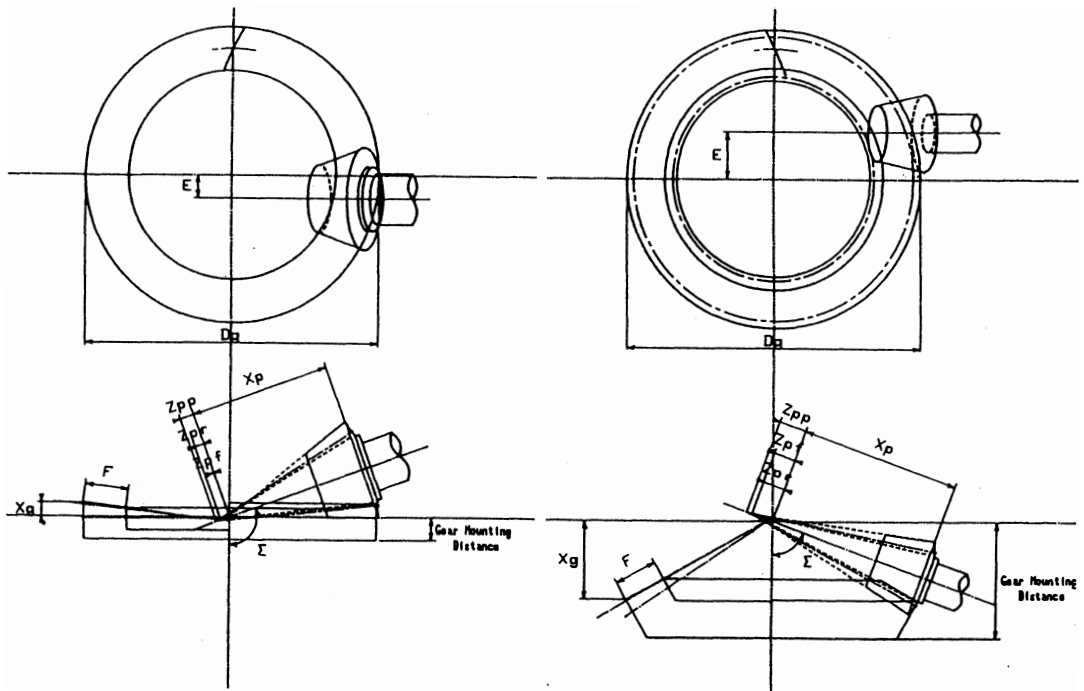
	PINION	GEAR
Pitch Diameter	mm	5.5571
Addendum	mm	8.0796
Dedendum	mm	2.5903
Whole depth	mm	10.6699
Outside Diameter	Dp, Dg mm	66.2389
Pitch Apex Beyond		
Crossing Point	Zpp, Zgp mm	8.9698
Face Apex Beyond		
Crossing Point	Zpf, Zgf mm	-0.9831
Root Apex Beyond		
Crossing Point	Zpr, Zgr mm	5.9975
Crown to Crossing Point	Xp, Xg mm	90.7677
Pitch Angle	deg.	13.9603
Face Angle	deg.	20.0292
Root Angle	deg.	12.9071
Spiral Angle	deg.	42.5635
Mean Radius	mm	21.3547
Limit Pressure Angle	deg.	-3.0612
Dedendum Angle	deg.	-1.0903

(c) $\Sigma=70^\circ, E=-30\text{mm}$ の場合
Hypoid Gear Dimensions

	PINION	GEAR
Pitch Diameter	mm	36.1405
Addendum	mm	6.9199
Dedendum	mm	2.3819
Whole depth	mm	9.3017
Outside Diameter	Dp, Dg mm	49.8336
Pitch Apex Beyond		
Crossing Point	Zpp, Zgp mm	17.9288
Face Apex Beyond		
Crossing Point	Zpf, Zgf mm	14.1354
Root Apex Beyond		
Crossing Point	Zpr, Zgr mm	14.1299
Crown to Crossing Point	Xp, Xg mm	104.1977
Pitch Angle	deg.	8.3489
Face Angle	deg.	11.8908
Root Angle	deg.	7.4801
Spiral Angle	deg.	21.2477
Mean Radius	mm	15.6696
Limit Pressure Angle	deg.	1.8385
Dedendum Angle	deg.	-6.9925



(a) $\Sigma=90^\circ, E=30\text{mm}$ の場合



(b) $\Sigma=110^\circ, E=15\text{mm}$ の場合

(c) $\Sigma=70^\circ, E=-30\text{mm}$ の場合

図5 ハイポイドギヤのレイアウト

ムで作成される製図には、寸法そのものではなく寸法記号を記入することもできるようにした。これは詳細な寸法を図面中表示すると、図面が複雑になり、読み取りにくくなるためである。具体的な数値は別表として表示させる。

今回のプログラムでは、基本諸元の入力からCRTへの出力までの処理時間は約1分、プロッタへの出力には約5分を要した。

5. 結 言

パーソナルコンピュータを用いてハイポイドギヤの自動設計・製図システムの開発を試みた。その結果、以下の結論を得た。

- (1) 設計・製図を自動化することによって、設計・製図時間を大幅に短縮すると同時に、設計が容易にできるように対話形式にしたため、専門知識を持たないオペレーターによっても、簡単に設計・製図が可能となる。
- (2) パーソナルコンピュータを用いているため、現場でも使用が可能となり、なおかつ設計・製図を一貫した作業で行うため、人為的なミスを防ぐことができる。
- (3) 本システムにハイポイドギヤの性能を決定する歯当たりに関するプログラムをリンクさせることにより、設計目標に合ったハイポイドギヤの製作が可能となる。

終わりに、本研究を遂行するに当たり、ご指導いただいた元富山大学教授 高橋幸一氏（ハイポイド高橋技研所長）に謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) 高橋, 伊藤, 日本機械学会論文集, **45-500**, C(1988), 904.
- 2) 高橋, 伊藤, 日本機械学会論文集, **57-544**, C(1991), 3934.
- 3) 高橋, 伊藤, 日本機械学会論文集, **57-544**, C(1991), 3941.
- 4) 伊藤, 高橋, 日本機械学会論文集, **61-582**, C(1995), 373.
- 5) 伊藤, 野村, 日本機械学会論文集, **61-582**, C(1995), 380.

Automatic Designing and Drawing of Hypoid Gear using Personal Computer

Akihiro KIRI, Norio ITO

In this study, we examined if a personal CAD can obtain an automatic, total and full designing and drawing program of a hypoid gear. First, we set up the simultaneous equations formed by some design fundamental equations of a hypoid gear, and solve them by the method of successive approximation. We draw the hypoid gear layout using their gear dimensions. The special merits of this system are able to design and draw the hypoid gear with the equi-depth tooth or the tapered tooth and furthermore an angular hypoid gear that the shaft angle is not 90-degree.

〔英文和訳〕

パソコンを用いたハイポイドギヤの設計・製図システム

桐 昭弘, 伊藤 紀男

本研究では、パソコンを用いてハイポイドギヤの自動設計・製図が可能なシステムの開発を目指した。まず、ハイポイドギヤの設計基本関係式から構成される連立方程式を求め、それらを逐次近似法によって解く。得られた設計諸元を用いてハイポイドギヤのレイアウト図を描く。このシステムの特徴は、等高歯や勾配歯、さらには軸角が 90° でないアンギュラハイポイドギヤの設計・製図にも対応しているということである。

歯車歯面の表示法とその精度に関する研究

桐 昭弘, LIM YEW CHEW, 伊藤 紀男

1. はじめに

一般に、歯車歯面は歯面上の考察点を通る法線とその点における接平面を基準面にして、無限高次の曲面として表示される。しかし、実際の歯車加工においては、歯切り理論が厳密であっても、実際には歯面の接触を二次曲面どうしの接触として考察しているため、歯面表示の精度の違いがそのまま加工上の難しさとなって残ることになる。

本研究は、歯面を二次曲面で表示して接触を論じるのでは不十分であると考え、歯面を従来より高次の曲面で表示して接触を論じ、より精密な歯車の設計、歯切りに応用しようとするものである。本報告では、まず、従来の二次曲面に関する理論について述べ、次に、高次曲面による歯面の表示法について述べる。最後に、具体的な計算例として、歯車歯面として利用される円錐面を取り上げ、その円錐面の表示法と精度の関係について検討を行う。

2. 二次曲面による曲面の表示

一般に、一つの曲面が空間を運動すると、その曲面によって別の曲面が創成面、あるいは包絡面として描かれる。それら二つの曲面は瞬間的に線接触をなす。曲面を二次曲面によって表示する方式については、M.L.Baxterの論文がある¹⁾。その論文では、曲面を次のように定義している。

図1のように、曲面上の点Pを考察点とし、その点における曲面の法線方向にz軸、接平面上にx, y軸をとる。 \bar{n} は曲面の法線ベクトルである。このとき曲面は、次のように表される。

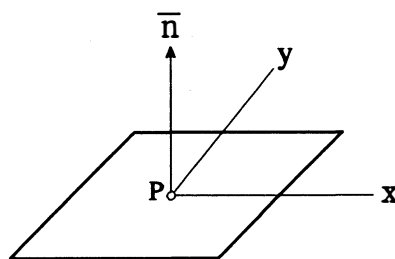


図1 接平面座標

$$z=z(x, y) \dots\dots\dots (1)$$

これを展開して、二次の項までを用いて近似すると、次のように表される。

$$z=\frac{1}{2}ax^2+bxy+\frac{1}{2}cy^2 \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 a, b, c は二次曲面の係数を表す。このとき曲面を s とすると、 s は次の行列で表すことができる。

$$(s) = \begin{bmatrix} a & b \\ b & c \end{bmatrix} \dots\dots\dots (3)$$

ここで、二つの二次曲面を z_1, z_2 とし、その和を z_3 とすると、任意の点 (x, y) における二つの曲面の和は、次のように定義することができる。

$$z_1 = \frac{1}{2} a_1 x^2 + b_1 xy + \frac{1}{2} c_1 y^2 \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$z_2 = \frac{1}{2} a_2 x^2 + b_2 xy + \frac{1}{2} c_2 y^2 \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\begin{aligned} z_3 &= \frac{1}{2} (a_1 + a_2) x^2 + (b_1 + b_2) xy \\ &\quad + \frac{1}{2} (c_1 + c_2) y^2 \\ &= \frac{1}{2} a_3 x^2 + b_3 xy + \frac{1}{2} c_3 y^2 \quad \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

これより、次の関係が得られる。

$$a_3 = a_1 + a_2, \quad b_3 = b_1 + b_2, \quad c_3 = c_1 + c_2 \quad \dots (7)$$

これは行列の定義に一致するので、 z_1, z_2, z_3 の曲面を $(s)_1, (s)_2, (s)_3$ とすると、次のように表すことができる。

$$(s)_3 = (s)_1 + (s)_2 = \begin{bmatrix} a_1 + a_2 & b_1 + b_2 \\ b_1 + b_2 & c_1 + c_2 \end{bmatrix} \quad \dots (8)$$

したがって、式(2)より、任意の二次曲面は、次の三つの基本曲面の和として考えられる。

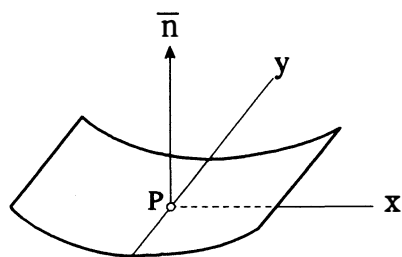
$$z_1 = \frac{1}{2} a x^2, \quad z_2 = b x y, \quad z_3 = \frac{1}{2} c y^2$$

すなわち、次のように表される。

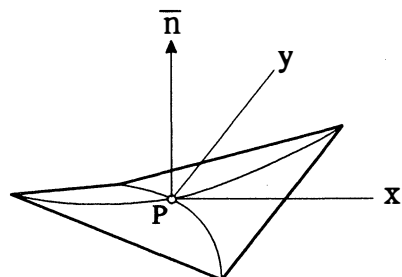
$$\begin{aligned} (s)_1 &= \begin{bmatrix} a & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (s)_2 = \begin{bmatrix} 0 & b \\ b & 0 \end{bmatrix}, \\ (s)_3 &= \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & c \end{bmatrix} \\ (s) &= (s)_1 + (s)_2 + (s)_3 \quad \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

図2は、二次曲面の三つの基本曲面を示したものである。

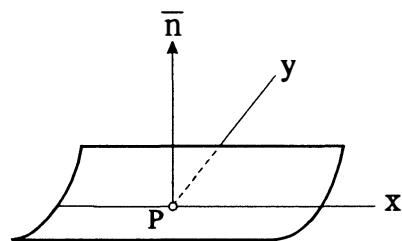
図2(a)、(c)は円筒面を、図2(b)は直線部分をもつねじれ面を表している。



(a) $z_1 = \frac{1}{2} a x^2$



(b) $z_2 = b x y$



(c) $z_3 = \frac{1}{2} c y^2$

図2 二次曲面の基本曲面

3. 高次曲面による曲面の表示

次に、高次曲面による曲面の表示法について述べる。

図3は、ベクトル表示された曲面 x を表す。考察点 P を通る曲面の接平面を yz 平面とし、法線方向を x 軸とする。曲面には互いに直交する二つの主方向があり、それら主方向に沿って s', s'' 座標軸をとれば、 s', s'' 軸は接平面上にある。接平面上の y 軸、 z 軸は、それぞれ s' 軸、 s'' 軸に対して δ なる傾きをもつものとする。 s' 軸方向の原点 P における主曲率半径を ρ' 、 s'' 軸方向の主曲率半径を ρ'' とする。曲面上にあって点 P の近傍の点を Q とし、点 Q から接平面に下した垂線の足を点 Q' とする。 $\overline{QQ'}$ の長さを f 、原点から点 Q' までの長さを r とし、線分 PQ' と z 軸のなす角を θ とする。これより曲面上

には、 $P-x's's''$ 直交座標系， $P-xyz$ 直交座標系，および $P-xr\theta$ 円柱座標系の三つの座標系が得られることになる。

3. 1 $P-x's's''$ 座標系による曲面の表示

P 点の近傍において曲面 x は s' , s'' の関数として，次のように表示することができる。

$$\mathbf{x}(s', s'') = \begin{bmatrix} -f(s', s'') \\ s' \\ s'' \end{bmatrix} \dots\dots (10)$$

ここで， $\mathbf{x}(s', s'')$ の x 軸方向の成分 $-f(s', s'')$ は，曲面 $\mathbf{x}(s', s'')$ の原点 P における単位法線ベクトルを \mathbf{n}_0 とすると，次のように表される。

$$-f(s', s'') = \mathbf{x}(s', s'') \cdot \mathbf{n}_0 \dots\dots\dots (11)$$

右辺の $\mathbf{x}(s', s'')$ の項を展開すると，次のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} -f(s', s'') = & \{ \mathbf{x}(0, 0) + \frac{1}{1!} \left(s' \frac{\partial}{\partial s'} + s'' \frac{\partial}{\partial s''} \right) \mathbf{x}(s', s'') \\ & + \frac{1}{2!} \left(s' \frac{\partial}{\partial s'} + s'' \frac{\partial}{\partial s''} \right)^2 \mathbf{x}(s', s'') + \frac{1}{3!} \left(s' \frac{\partial}{\partial s'} + s'' \frac{\partial}{\partial s''} \right)^3 \mathbf{x}(s', s'') \\ & + \dots\dots\dots \} \cdot \mathbf{n}_0 \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

簡単のために， $\frac{\partial \mathbf{x}(s', s'')}{\partial s'} = \mathbf{x}'_s$ ， $\frac{\partial \mathbf{x}(s', s'')}{\partial s''} = \mathbf{x}''_s$ ， $\dots\dots\dots$ のように表示すると，

式(12)は次のように表される。

$$\begin{aligned} -f(s', s'') = & \{ \mathbf{x}(0, 0) + (s' \mathbf{x}'_s + s'' \mathbf{x}''_s) + \frac{1}{2} (s'^2 \mathbf{x}''_s s' + 2s' s'' \mathbf{x}''_s s' + s''^2 \mathbf{x}''_s s'') \\ & + \frac{1}{6} (s'^3 \mathbf{x}'''_s s' s' + 3s'^2 s'' \mathbf{x}'''_s s' s' + 3s' s''^2 \mathbf{x}'''_s s' s' + s''^3 \mathbf{x}'''_s s' s'') \\ & + \frac{1}{24} (s'^4 \mathbf{x}^{(4)}_s s' s' s' s' + 4s'^3 s'' \mathbf{x}^{(4)}_s s' s' s' s' + 6s'^2 s''^2 \mathbf{x}^{(4)}_s s' s' s' s' + 4s' s''^3 \mathbf{x}^{(4)}_s s' s' s' s' + s''^4 \mathbf{x}^{(4)}_s s' s' s' s'') \\ & + \dots\dots\dots \} \cdot \mathbf{n}_0 \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

ここで，

$$\mathbf{x}(0, 0) \cdot \mathbf{n}_0 = 0, \quad \mathbf{x}'_s \cdot \mathbf{n}_0 = \mathbf{x}''_s \cdot \mathbf{n}_0 = 0, \quad \mathbf{x}'_s s' \cdot \mathbf{n}_0 = 0$$

であり，

$$\begin{aligned} \mathbf{x}'_s s' \cdot \mathbf{n}_0 &= \frac{1}{\rho'}, & \mathbf{x}''_s s'' \cdot \mathbf{n}_0 &= \frac{1}{\rho''} \\ \mathbf{x}'_s s' s' \cdot \mathbf{n}_0 &= G, & \mathbf{x}'_s s'' s'' \cdot \mathbf{n}_0 &= L \\ \mathbf{x}'_s s' s'' \cdot \mathbf{n}_0 &= H, & \mathbf{x}''_s s' s' s' \cdot \mathbf{n}_0 &= M \\ \mathbf{x}'_s s' s' s' \cdot \mathbf{n}_0 &= P, & \mathbf{x}'_s s' s' s'' \cdot \mathbf{n}_0 &= Q \end{aligned}$$

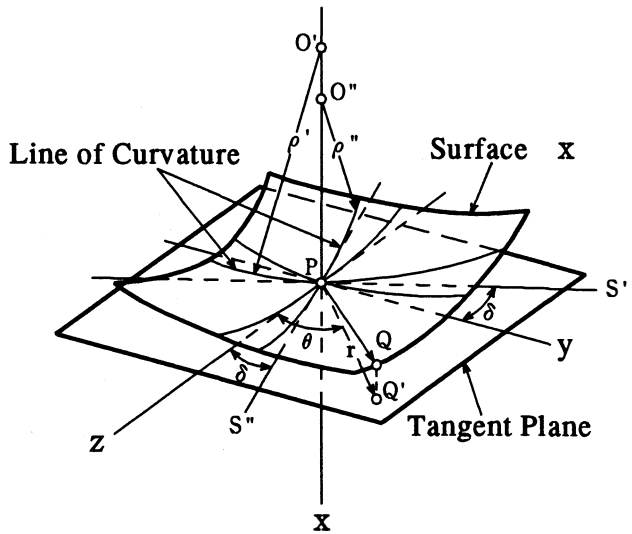


図3 曲面の表示と座標系

$$\begin{aligned} \mathbf{x}'_s \mathbf{s}'_s \mathbf{s}''_s \cdot \mathbf{n}_0 &= T, & \mathbf{x}'_s \mathbf{s}''_s \mathbf{s}''_s \cdot \mathbf{n}_0 &= U \\ \mathbf{x}''_s \mathbf{s}'_s \mathbf{s}''_s \cdot \mathbf{n}_0 &= V \end{aligned}$$

とおくと、 $f(s', s'')$ は四次の項までの式で表示すると、次のようになる。

$$\begin{aligned} f(s', s'') &= \frac{1}{2} \left(\frac{s'^2}{\rho'} + \frac{s''^2}{\rho''} \right) + \frac{1}{6} (Gs'^3 + 3Hs'^2s'' + 3Ls's''^2 + Ms''^3) \\ &+ \frac{1}{24} (Ps'^4 + 4Qs'^3s'' + 6Ts'^2s''^2 + 4Us's''^3 + Vs''^4) \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

3. 2 P-xyz座標系による曲面の表示

式(10)の曲面 $\mathbf{x}(s', s'')$ をP-xyz座標系へ座標変換を行う。図3の接平面上でz軸と s'' 軸、y軸と s' 軸とのなす角は δ であるから、x軸の右まわり方向を正として、次の関係がある。

$$\begin{bmatrix} s' \\ s'' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta & \sin \delta \\ -\sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y \\ z \end{bmatrix} \dots\dots\dots (15)$$

したがって、曲面 $\mathbf{x}(y, z)$ は、次の式で表示される。

$$\mathbf{x}(y, z) = \begin{bmatrix} -f(y, z) \\ y \\ z \end{bmatrix} \dots\dots\dots (16)$$

$$\begin{aligned} f(y, z) &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{(y \cos \delta + z \sin \delta)^2}{\rho'} + \frac{(-y \sin \delta + z \cos \delta)^2}{\rho''} \right\} \\ &+ \frac{1}{6} \{ G(y \cos \delta + z \sin \delta)^3 + 3H(y \cos \delta + z \sin \delta)^2(-y \sin \delta + z \cos \delta) \\ &+ 3L(y \cos \delta + z \sin \delta)(-y \sin \delta + z \cos \delta)^2 + M(-y \sin \delta + z \cos \delta)^3 \} \\ &+ \frac{1}{24} \{ P(y \cos \delta + z \sin \delta)^4 + 4Q(y \cos \delta + z \sin \delta)^3(-y \sin \delta + z \cos \delta) \\ &+ 6T(y \cos \delta + z \sin \delta)^2(-y \sin \delta + z \cos \delta)^2 + 4U(y \cos \delta + z \sin \delta) \\ &\times (-y \sin \delta + z \cos \delta)^3 + V(-y \sin \delta + z \cos \delta)^4 \} \dots\dots\dots (17) \end{aligned}$$

3. 3 P-xrθ円柱座標系による曲面の表示

式(16)の曲面 $\mathbf{x}(y, z)$ を (x, r, θ) の円柱座標系へ座標変換する。 $y = -r \sin \theta$ 、 $z = r \cos \theta$ であるから、次の式が得られる。ただし、 θ はx軸の右まわり方向を正とする。

$$\mathbf{x}(r, \theta) = \begin{bmatrix} -f(r, \theta) \\ -r \sin \theta \\ r \cos \theta \end{bmatrix} \dots\dots\dots (18)$$

$$\begin{aligned} f(r, \theta) &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{(-r \sin \theta \cos \delta + r \cos \theta \sin \delta)^2}{\rho'} + \frac{(r \sin \theta \sin \delta + r \cos \theta \cos \delta)^2}{\rho''} \right\} \\ &+ \frac{1}{6} \{ G(-r \sin \theta \cos \delta + r \cos \theta \sin \delta)^3 \\ &+ 3H(-r \sin \theta \cos \delta + r \cos \theta \sin \delta)^2(r \sin \theta \sin \delta + r \cos \theta \cos \delta) \\ &+ 3L(-r \sin \theta \cos \delta + r \cos \theta \sin \delta)(r \sin \theta \sin \delta + r \cos \theta \cos \delta)^2 \\ &+ M(r \sin \theta \sin \delta + r \cos \theta \cos \delta)^3 \} \\ &+ \frac{1}{24} \{ P(-r \sin \theta \cos \delta + r \cos \theta \sin \delta)^4 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &+4Q(-r\sin\theta\cos\delta+r\cos\theta\sin\delta)^3(r\sin\theta\sin\delta+r\cos\theta\cos\delta) \\
 &+6T(-r\sin\theta\cos\delta+r\cos\theta\sin\delta)^2(r\sin\theta\sin\delta+r\cos\theta\cos\delta)^2 \\
 &+4U(-r\sin\theta\cos\delta+r\cos\theta\sin\delta)(r\sin\theta\sin\delta+r\cos\theta\cos\delta)^3 \\
 &+V(r\sin\theta\sin\delta+r\cos\theta\cos\delta)^4 \dots\dots\dots (19)
 \end{aligned}$$

これを整理すると、 $f(r, \theta)$ は、次のように表すことができる。

$$\begin{aligned}
 f(r, \theta) &= \frac{r^2}{2}V(\theta) + \frac{r^3}{6}Xs(\theta), \\
 V(\theta) &= \frac{\sin^2(\theta - \delta)}{\rho'} + \frac{\cos^2(\theta - \delta)}{\rho''} \\
 Xs(\theta) &= -G\sin^3(\theta - \delta) + 3H\sin^2(\theta - \delta)\cos(\theta - \delta) - 3L\sin(\theta - \delta)\cos^2(\theta - \delta) \\
 &+ M\cos^3(\theta - \delta) + \frac{r}{4}\{P\sin^4(\theta - \delta) - 4Q\sin^3(\theta - \delta)\cos(\theta - \delta) \\
 &+ 6T\sin^2(\theta - \delta)\cos^2(\theta - \delta) - 4U\sin(\theta - \delta)\cos^3(\theta - \delta) + V\cos^4(\theta - \delta) \dots (20)
 \end{aligned}$$

この式を用いると、M.L.Baxter氏による二次曲面 $f_2(r, \theta)$ の表示は、次のように表される。

$$\left. \begin{aligned}
 f_2(r, \theta) &= \frac{r^2}{2}V(\theta) \\
 V(r, \theta) &= \frac{\sin^2(\theta - \delta)}{\rho'} + \frac{\cos^2(\theta - \delta)}{\rho''}
 \end{aligned} \right\} \dots (21)$$

4. 円錐面の表示とその精度の検討

曲面の表示法によって、曲面の精度がどのように変化するかを検討する。ここでは、かさ歯車やハイポイドギヤの歯面として利用される円錐面を例に取り上げて、検討を試みる。

4.1 円錐面の表示

図4のように、円錐面を歯車歯面として、 $x_2(v, u)$ で表示する。円錐半角を ϕ_B 、円錐軸の点Oを通る軸直角断面の半径を r_0 、そのときの円錐上の1点を原点Pとする。P点を通る母線を v 軸、母線を含む接平面上で v 軸に直交する座標軸を u 軸、P点の法線方向を x 軸とする。原点Pにおける u 方向の主曲率半径を ρ_2'' とする。また、点Pを原点として、円錐の半径方向に x' 軸、それに垂直に円錐軸に平行に v' 軸を考える。円錐面上で、点Pの近傍の任意の点をQとし、点Qを通る円錐軸に垂直な断面である円の半径を r とする。図4より、次の式が成立する。

$$u^2 + (r_0 + x')^2 = (r_0 - v' \tan \phi_B)^2 \dots\dots\dots (22)$$

P- xvu 直角座標系とP- $x'v'u$ 直角座標系との間には、次の関係が成立する。

$$\begin{bmatrix} v' \\ x' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(-\phi_B) & -\sin(-\phi_B) \\ \sin(-\phi_B) & \cos(-\phi_B) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v \\ x \end{bmatrix} \dots\dots\dots (23)$$

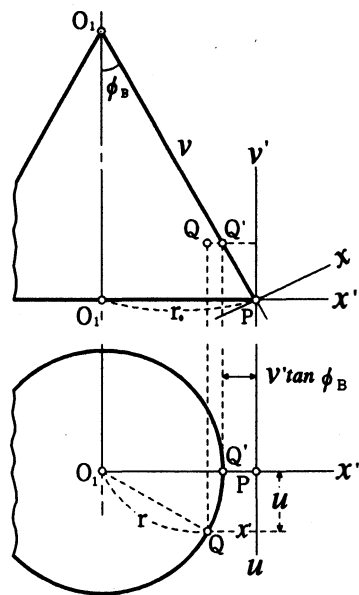


図4 円錐面の座標系

ここで、

$$\left. \begin{aligned} x' - v' \tan \phi_B &= \sec \phi_B (x \cos 2\phi_B - v \sin 2\phi_B) \\ x' + v' \tan \phi_B &= x \sec \phi_B \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (24)$$

であるから、これらを式(22)に代入すると、次式を得る。

$$u^2 + \sec^2 \phi_B \{x^2 \cos 2\phi_B - vx \sin 2\phi_B\} + 2r_0 x \sec \phi_B = 0 \dots\dots\dots (25)$$

これを x で整理し、 x について解くと、次のように求められる。

$$x = \frac{-(2r_0 \cos \phi_B - v \sin 2\phi_B) \pm \sqrt{(2r_0 \cos \phi_B - v \sin 2\phi_B)^2 - 4u^2 \cos^2 \phi_B \cos 2\phi_B}}{2 \cos 2\phi_B} \dots\dots (26)$$

ここで、 $2r_0 \cos \phi_B - v \sin 2\phi_B = a$ とすると、式(26)の右辺の平方根 A は、 v, u がともに微小な値であるから、次のように書き換えることができる。

$$A = a - \frac{2u^2 \cos^2 \phi_B \cos 2\phi_B}{a} - \frac{2u^4 \cos^4 \phi_B \cos^2 \phi_B}{a^3} \dots\dots\dots (27)$$

これより、式(26)を整理し、四次の項まで用いて表すと、次のようになる。

$$x = -\frac{u^2}{2} \frac{1}{r_0 \sec \phi_B - v \tan \phi_B} - \frac{u^4}{8} \frac{1 - \tan^2 \phi_B}{(r_0 \sec \phi_B - v \tan \phi_B)^3} \dots\dots\dots (28)$$

したがって、円錐面 $\mathbf{x}_2(v, u)$ は、次のように表示できる。

$$\mathbf{x}_2(v, u) = \begin{bmatrix} -f(v, u) \\ v \\ u \end{bmatrix} \dots\dots\dots (29)$$

ここに

$$f(v, u) = \frac{u^2}{2} \frac{1}{r_0 \sec \phi_B - v \tan \phi_B} - \frac{u^4}{8} \frac{1 - \tan^2 \phi_B}{(r_0 \sec \phi_B - v \tan \phi_B)^3} \dots\dots\dots (30)$$

4. 2 円錐面の微係数

式(14)より、曲面 $\mathbf{x}(v, u)$ を微分幾何学的に三次式で表示すると、次のようになる。

$$\mathbf{x}(v, u) = \begin{bmatrix} -f(v, u) \\ v \\ u \end{bmatrix} \dots\dots\dots (31)$$

$$f(v, u) = \frac{1}{2} \left(\frac{v^2}{\rho'} + \frac{u^2}{\rho''} \right) + \frac{1}{6} (Gv^3 + 3Hv^2u + 3Lvu^2 + Mu^3) \dots\dots\dots (32)$$

ここで、 $f(v, u)$ の二次および三次の微分係数の原点 P における値を求める。まず、二次の微係数については、次のようになる。

$$\begin{aligned} f_{vv} &= \frac{\partial^2}{\partial v^2} f(v, u) = \frac{\partial}{\partial v} \left\{ \frac{v}{\rho'} + \frac{1}{6} (3Gv^2 + 6Hvu + 3Lu^2) \right\} \\ &= \frac{1}{\rho'} + Gv + Hu \dots\dots\dots (33) \end{aligned}$$

原点 P では、 $v=0, u=0$ であるから、次のようになる。

$$[f_{vv}]_P = \frac{1}{\rho'} \dots\dots\dots (34)$$

同様にして、

$$f_{vu} = \frac{\partial}{\partial u} \frac{\partial}{\partial v} f(v, u) = Hv + Lu \quad \dots\dots\dots (35)$$

$$[f_{vu}]_P = 0 \quad \dots\dots\dots (36)$$

$$f_{uu} = \frac{\partial^2}{\partial u^2} f(v, u) = \frac{1}{\rho''} Lv + Mu \quad \dots\dots\dots (37)$$

$$[f_{uu}]_P = \frac{1}{\rho''} \quad \dots\dots\dots (38)$$

次に、三次の微係数については、次のように求められる。

$$f_{vvv} = \frac{\partial^3}{\partial v^3} f(v, u) = G \quad \dots\dots\dots (39)$$

$$[f_{vvv}]_P = G \quad \dots\dots\dots (40)$$

$$f_{vvu} = \frac{\partial}{\partial u} \frac{\partial^2}{\partial v^2} f(v, u) = H \quad \dots\dots\dots (41)$$

$$[f_{vvu}]_P = H \quad \dots\dots\dots (42)$$

$$f_{vuu} = \frac{\partial}{\partial v} \frac{\partial^2}{\partial u^2} f(v, u) = L \quad \dots\dots\dots (43)$$

$$[f_{vuu}]_P = L \quad \dots\dots\dots (44)$$

$$f_{uuu} = \frac{\partial^3}{\partial u^3} f(v, u) = M \quad \dots\dots\dots (45)$$

$$[f_{uuu}]_P = M \quad \dots\dots\dots (46)$$

曲面 $x(v, u)$ が円錐面の場合について、その円錐面の二次、および三次の微係数を原点 P において求める。式 (29), (30) より、次のように得られる。

$$[f_{vv}]_P = \frac{1}{\rho'} = 0 \quad \dots\dots\dots (47)$$

$$f_{uu} = \frac{\partial^2}{\partial u^2} f(v, u) = \frac{1}{r_0 \sec \phi_B - v \tan \phi_B} \text{ であるから,}$$

$$[f_{uu}]_P = \frac{1}{\rho''} = \frac{\cos \phi_B}{r_0} \quad \dots\dots\dots (48)$$

$$[f_{vv}]_P = G = 0 \quad \dots\dots\dots (49)$$

$$[f_{vvu}]_P = H = 0 \quad \dots\dots\dots (50)$$

$$[f_{uuu}]_P = M = 0 \quad \dots\dots\dots (51)$$

$$f_{vuu} = - \frac{(-\tan \phi_B)}{(r_0 \sec \phi_B - v \tan \phi_B)^2} \text{ であるから,}$$

$$[f_{vuu}]_P = L = \frac{\tan \phi_B}{(r_0 \sec \phi_B)^2} = \frac{\tan \phi_B}{\rho''^2} \quad \dots\dots\dots (52)$$

これらの結果より、 $-f(v, u)$ は、次のように表示される。

$$-f(v, u) = - \left(\frac{u^2}{2\rho''} + \frac{Lv u^2}{2} \right) \quad \dots\dots\dots (53)$$

よって、円錐面を三次式で表示すると、次式を得る。

$$x(v, u) = \begin{bmatrix} - \left(\frac{u^2}{2\rho''} + \frac{Lvu^2}{2} \right) \\ v \\ u \end{bmatrix}$$

ここに,

$$\begin{aligned} \rho'' &= r_0 \sec \phi_B \\ L &= \frac{\tan \phi_B}{(r_0 \sec \phi_B)^2} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (54)$$

式(53)を円柱座標系で表示すると、次のようになる。

$$f_3(r, \theta) = \frac{(r \cos \theta)^2}{2} \frac{\cos \phi_B}{r_0} - \frac{r^3}{2} L \sin \theta \cos^2 \theta \quad \dots\dots\dots (55)$$

これより、二次式で表示した場合は、次のように表示できる。

$$f_2(r, \theta) = \frac{(r \cos \theta)^2}{2} \frac{\cos \phi_B}{r_0} \quad \dots\dots\dots (56)$$

式(26)を円柱座標系で表示したものを $f_c(r, \theta)$ とすると、次のように表される。

$$f_c(r, \theta) = \frac{1}{2 \cos 2\phi_B} \left\{ a - \sqrt{a^2 - 4r^2 \cos^2 \theta \cos^2 \phi_B \cos 2\phi_B} \right\} \quad \dots\dots\dots (57)$$

ここに、 $a = 2r_0 \cos \phi_B + r \sin \theta \sin 2\phi_B$ である。これが円錐面の厳密式となる。

4. 3 精度の検討

前節までに得られた関係式を用いて、円錐面の三次曲面による表示と二次曲面による表示の間の精度を、円錐面の法線方向であるx軸方向の隙間 δf を求めて表すことにする。三次曲面表示の精度を δf_3 、二次曲面表示の精度を δf_2 とすると、それぞれ次の式で求められる。

$$\left. \begin{aligned} \delta f_3 &= f_c(r, \theta) - f_3(r, \theta) \\ \delta f_2 &= f_c(r, \theta) - f_2(r, \theta) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (58)$$

ここで、定数として、原点における円錐半径を $r_0 = 95.25\text{mm}$ 、円錐角を $\phi_B = 20^\circ$ として計算を行う。精度を表す曲線は、 θ の範囲を $0^\circ \sim 180^\circ$ とし、その範囲を 15° 間隔の12分割して表す。また、そのときの r の値は $-20\text{mm} \sim +20\text{mm}$ の範囲で調べることとする。

その結果を、図5～11に示す。図5は $\theta = 0^\circ (180^\circ)$ の場合で、三次曲面、二次曲面ともに全く同じ値となり、 $r = \pm 8\text{mm}$ では $\delta f_{3,2} = 4.3 \times 10^{-4}\text{mm}$ で、約 $0.4\mu\text{m}$ の誤差を生じることとなる。

図6は、 $\theta = 15^\circ (165^\circ)$ の場合を示す。この場合は三次と二次の精度は明らかに違いを示す。三次の式では $r = \pm 8\text{mm}$ のとき、 $\delta f_3 = \text{約} 3.8 \times 10^{-4}\text{mm}$ となる。

図7は、 $\theta = 30^\circ (150^\circ)$ の場合を示す。 θ がこの位置になると、さらに三次曲面の精度の良さがはっきりすることがわかる。三次曲面の式で、 $r = \pm 8\text{mm}$ のとき、 $\delta f_3 = \text{約} 3.0 \times 10^{-4}\text{mm}$ となっている。

図8は、 $\theta = 45^\circ (135^\circ)$ の場合である。 θ がこの位置では、三次曲面の精度の良さが二次曲面のものより、さらに良くなることわかる。三次曲面の式で、 $r = \pm 8$

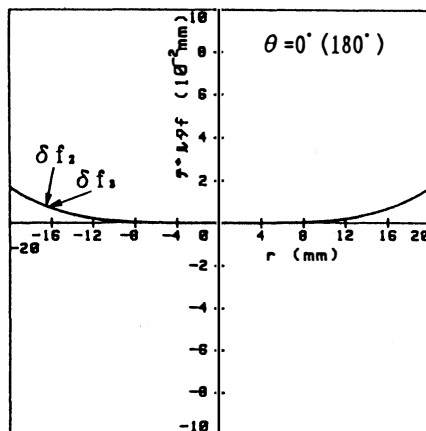


図5 精度の検討 ($\theta = 0^\circ$ の場合)

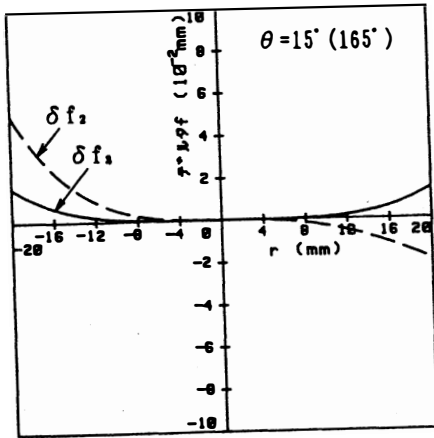


図6 精度の検討 ($\theta = 15^\circ$ の場合)

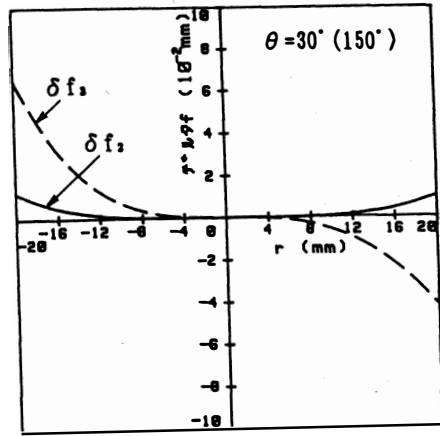


図7 精度の検討 ($\theta = 30^\circ$ の場合)

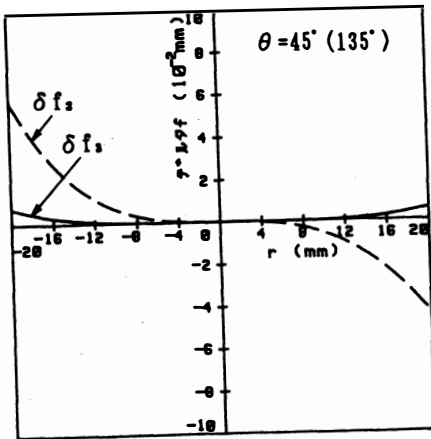


図8 精度の検討 ($\theta = 45^\circ$ の場合)

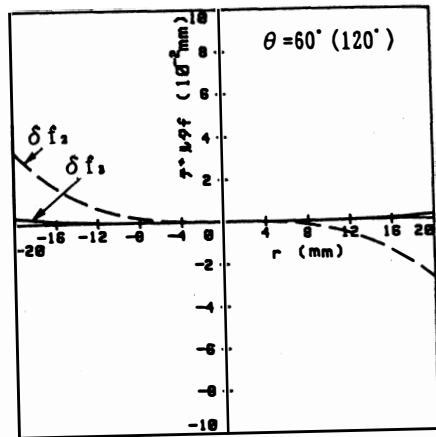


図9 精度の検討 ($\theta = 60^\circ$ の場合)

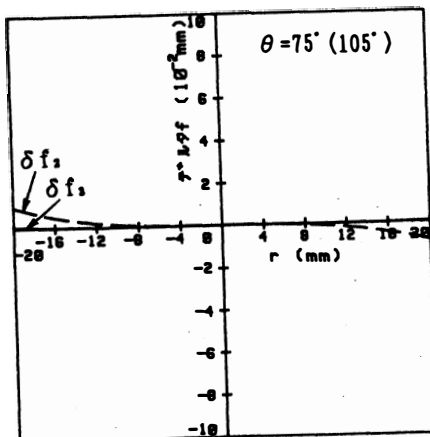


図10 精度の検討 ($\theta = 75^\circ$ の場合)

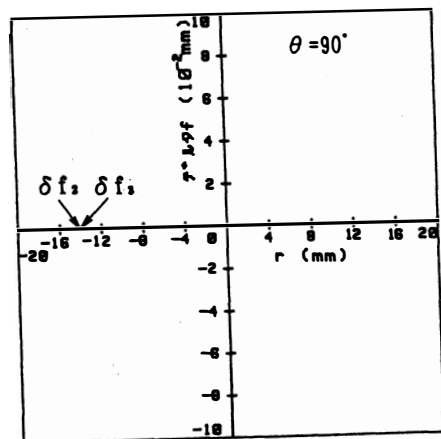


図11 精度の検討 ($\theta = 90^\circ$ の場合)

mm のとき, $\delta f_3 = \text{約} 1.8 \times 10^{-4} \text{mm}$ となっている。

図 9, 10 は, θ が 60° (120°), 75° (105°) の場合である。三次, および二次曲面ともに $\theta = 45^\circ$ の場合に比べ, 精度が良くなっている。

図 11 は, $\theta = 90^\circ$ の場合である。ここでは, 二次曲面, 三次曲面とも $\delta f_{2,3}$ はほとんど 0 に近く, $-20 \text{mm} < r < 20 \text{mm}$ では, $\text{約} -1.3 \times 10^{-9} < \delta f_{2,3} < 1.3 \times 10^{-9} \text{mm}$ となっている。

5. 結 論

歯車曲面を三次曲面で表示した場合と二次曲面で表示した場合の精度に関し, 歯車歯面に利用される円錐面を例に取り上げて検討を試みた。その結果, 円錐面においては, θ のどの方向位置においても, 三次曲面による表示がはるかに精度がよいことがわかる。したがって, まがりばかき歯車やハイポイドキアのように, その品質が歯当たりによって決定されるような歯車においては, 歯車歯面をより高次の曲面で表示することが, 正確な歯当りを求めるためには不可欠なことといえる。したがって, 従来の二次曲面による表示ではなく, 少なくとも三次曲面による表示によって歯面の接触を論じることが必要である。

終わりに, 本研究を遂行するに当たり, ご指導いただいた元富山大学教授 高橋幸一氏 (ハイポイド高橋技研所長) に謝意を表します。

参考文献

- 1) M.L.Baxter, ASME Paper No.61-MD-20(1951).
- 2) K.Takahashi, N.Ito, ASME Paper No.108-MECH-263(1986).

Representation and Accuracy of Gear Tooth Surface

Akihiro KIRI, LIM YEW CHEW, Norio ITO

Generally, a gear tooth surface moving in space generates or envelops another conjugate surface with line contact at any instant between generating member and generated member. These surfaces can treat mathematically by the expression of a infinite series. In the conventional theory for hypoid gears tooth surface are represented by a second-order surface. However, for developing an excellent tooth bearing, this theory is not accurate enough because higher-order surfaces are required. This paper investigates the difference in accuracy between a second-order and a third-order surface, as the case of a cylindrical surface.

〔英文和訳〕

歯車歯面の表示法とその精度に関する研究

桐 昭弘, LIM YEW CHEW, 伊藤 紀男

一般に、空間を運動する一つの歯車歯面は、共役な曲面を創成、あるいは包絡する。その際、創成面と被創成面は、瞬間的に線接触を構成している。これらの曲面は数学的には無限級数によって表示できる。しかし、これまでの歯面の取り扱いには二次曲面によって表されてきた。しかしながら、より優れた歯当たり改善への要求にともない、高次曲面による表示が必要となってきた。本論文では、より高次曲面である三次曲面で歯車歯面を表示した場合の曲面の精度を、従来の二次曲面との比較において論じ、円筒面を具体例としてその精度を検討する。

パルスめっきによる酸性クエン酸浴からの Ni-Mo合金の電着歪みについて

蓮覚寺 聖一, 向畠 眞一郎, 中村 優子, 平田 貴之

1. 緒 言

高耐食性Ni-Mo合金をめっき法で得ようとするとき電着歪みによって電着物表面に亀裂を生じ耐食性を損なう。

近年、新しいめっき技術として、電着応力が低減できるパルスめっき法が注目されている。この手法によれば、交換電流密度の小さい金属に対しては短時間の電流密度（大きな過電圧）を用いることにより結晶粒の微細なめっきが、また交換電流密度の大きい金属に対してはオフタイムのとき濃度分極が減少させられることに基づく平滑めっきが可能となる。したがって、パルスめっきによりピンホールが少なく電着応力の低い電着物が得られる。¹⁾例えば、CrとRe電着物では電着応力（電着歪み）の低減により電着表面の亀裂が減少したと報告されている。²⁾³⁾

本研究では、Ni-Mo合金にパルスめっき法を採用すれば電着応力の低い高耐食性薄膜を得られることが期待できるので、酸性クエン酸浴を用いてパルス電流が合金組成や電着応力（電着歪み）、そして表面形態に及ぼす影響について直流の場合と比較検討した。

2. 実 験

2.1 パルスめっき条件

パルスめっき条件は以下の式で定義される4つの変数によって決定される。

$$I_a = I_p \times T_{on} / (T_{on} + T_{off}) \quad \dots (1)$$

ここで I_a は平均電流密度、 I_p はピーク電流密度、 T_{on} はオンタイム、 T_{off} はオフタイムである。このとき、パルス周波数 f とデューティーサイクル θ は

$$f = 1 / (T_{on} + T_{off}) \quad \dots (2)$$

$$\theta = T_{on} / (T_{on} + T_{off}) \quad \dots (3)$$

と定義されるので(1)式は以下の式で表せる。

$$I_a = I_p \times T_{on} / (T_{on} + T_{off}) = I_p \times T_{on} \times f = I_p \times \theta \quad \dots (4)$$

本実験でのパルスめっき条件はデューティーサイクルを0.5に固定し、ピーク電流密度を5, 10および20A/dm²、パルス周波数を1, 10および20Hzと変化させた。またパルスめっきと直流めっきで得られる電着歪みを比較するため、直流めっきの電流密度はパルスめっきでのピーク電流密度 ($I_p = 5A/dm^2$) と対応する5A/dm²とした。

2.2 めっき液組成および電極の前処理

めっき浴は2回蒸留水に0.01~0.20Mモリブデン酸ナトリウム, 0.36M硫酸ニッケル, および0.30Mクエン酸ナトリウムとなるように溶解させ硫酸でpH3.5に調整し3日間熟成させた後, 浴温度25℃無攪拌で使用した。

めっき基体金属には, アルカリ溶液(水酸化ナトリウム15g, 炭酸ナトリウム40g, リン酸水素ナトリウム30g/dm³) 80℃にて15分, 次に酸溶液(硫酸400ml, 硝酸100ml, 塩酸1ml/dm³)で1分間の洗浄を施した銅板(40×20×0.3mm)を縦型静止状態で用いた。

2.3 電着歪み測定, 電着物分析およびそのX線解析

電着歪みはめっき膜の電着応力が基体基板のたわみとして反映されるので, 試料銅板の片面に歪みゲージ(株式会社東京測器研究所製CY-10)を貼りその面をバリアー(BLH Electronics製SR-4)と絶縁塗布剤(elf atocem(株)製ターコ5980-1A)で完全に被覆し, めっきの進行につれて変化する電着歪みを動歪み計(ミネベア(株)製DSA-10)とアナライジングレコーダー(横河製model 3655)により測定した。⁴⁾

得られた電着物の組成分析は波長分散X線分光法(島津製作所製EPMA-1500)によって行い, その結果からNiを2価, Moを6価として電流効率を算出した。不均一歪みと結晶子サイズはX線回折法(理学電機製RAD-1C)で, 表面観察は走査型電子顕微鏡(島津製作所製EPMA-1500)により行なった。

3. 結果および考察

3.1 パルスめっき条件が電着物組成と電流効率に与える影響

3.1.1 ピーク電流密度が電着物組成に与える影響

一定のパルス周波数($f=10\text{Hz}$)で, ピーク電流密度を変化させた時にめっき浴中のモリブデン酸イオン濃度が電着合金中のMo含有率に及ぼす影響をFig.1に示す。モリブデン酸イオン濃度が高くなるにつれMo含有率は増加した。また増加傾向はピーク電流密度によって異なり, 他のパルス周波数

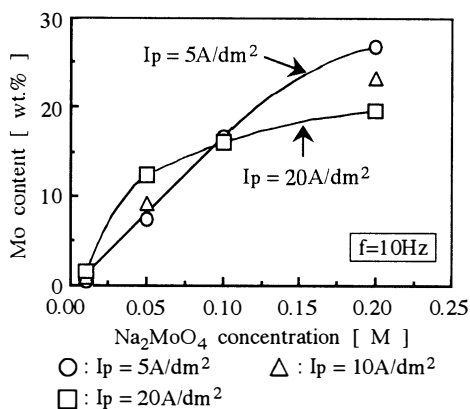


Fig.1 The changes of molybdenum contents with molybdate ion concentration at different peak current densities under the condition of 10Hz pulse frequency.

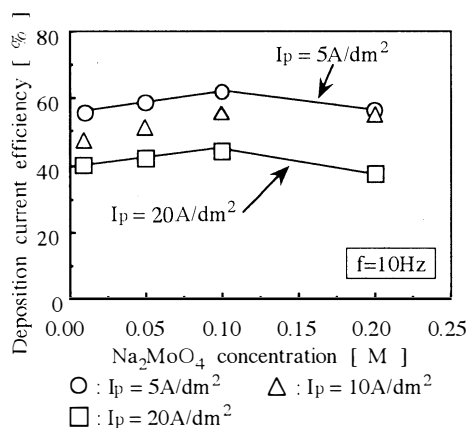


Fig.2 The changes of deposition current efficiency with molybdate ion concentration at different densities under the condition of 10 Hz pulse frequency.

($f = 1, 20\text{Hz}$)でも上述と同様な傾向を示した。これらの傾向は直流めっきで得られた結果と同様であり、ピーク電流密度が電着物組成に与える影響は直流の場合の電着電流密度と組成との関係と同じであった。

Fig. 1での縦軸(Mo含有率)を合金の全析出電流効率に変換したグラフをFig.2に示す。合金の全析出電流効率はモリブデン酸イオン濃度が0.10Mの時に最大となった。いずれのパルス周波数でもモリブデン酸イオン濃度が0.05M~0.10Mで最大を示した。このような最大を生じたのはモリブデン酸イオン濃度が0.05M~0.10M以降ではNiの部分析出電流効率が減少したために生じたと考えられる。

3.1.2 パルス周波数が電着物組成に与える影響

一定のピーク電流密度($I_p=5\text{A}/\text{dm}^2$)で、パルス周波数を変化させた時にめっき浴中のモリブデン酸イオン濃度が合金中のMo含有率に及ぼす影響を直流めっきの場合($I_a=5\text{A}/\text{dm}^2$)とあわせてFig. 3に示す。合金中のMo含有率はモリブデン酸イオン濃度が高くなるにつれ増加し、その増加傾向は直流めっきの場合とほとんど変わらなかった。他のピーク電流密度($I_p=10, 20\text{A}/\text{dm}^2$)でも同様な結果が得られ、直流めっきと比較するとパルス周波数による電着物組成への影響は見られなかった。

Fig. 3での縦軸(Mo含有率)を合金の全析出電流効率に変換したグラフをFig.4に示す。合金の全析出電流効率はパルス周波数を10, 20Hzと変化させた場合、直流めっきの場合よりも向上することがわかった。この向上は他のピーク電流密度($I_p=10, 20\text{A}/\text{dm}^2$)でも見られた。これはパルス周波数が10, 20Hzの時はオンタイムとオフタイムがそれぞれ50, 25msecであり、本実験でのピーク電流値で析出した合金の組成に見合う物質補給が可不足なく行なわれたためだと思われる。すなわち、濃度分極が直流めっきやパルス周波数1Hzの場合に比べて小さくなったために電流効率が向上したと推測される。

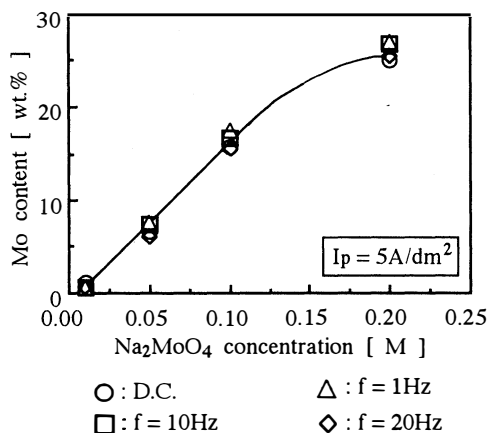


Fig.3 The changes of molybdenum contents with molybdate ion concentration at different pulse frequencies .

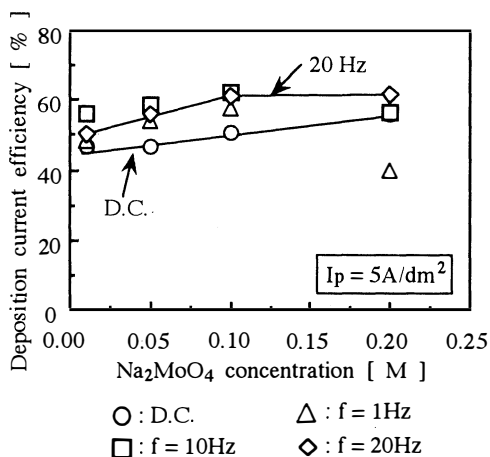


Fig.4 The changes of deposition current efficiency with molybdate ion concentration at different pulse frequencies .

3.2 パルス周波数が電着歪みに与える影響

得られためっき物の電着歪みを歪みゲージ法により測定した。浴組成を0.10Mモリブデン酸ナトリウム-0.36M硫酸ニッケル-0.30Mクエン酸ナトリウム, pH3.5とし、パルスめっきでのピーク電流密度と直流めっきでの電流密度が5 A/dm²の条件下、合金の全析出電流効率と通電量の積、すなわち電着に実際使われた電気量(以後は有効電気量と記す)と歪みの関係をFig. 5に示す。このめっき条

件ではMo含有率はほぼ一定でその変動量は約1～2 wt.%である (Fig. 3)。すなわち、Mo含有率のほぼ同じ電着物については、電着歪み曲線はほぼ同じで、その歪み変化は約1250C/dm²まで直流<1 Hz<10Hz<20Hzの順であった。パルスめっきは直流めっきに比べて電着応力を低下させるとする一般則と一致しなかった。特に、パルス周波数が10Hz、20 Hzの場合では電着歪みは有効電気量の増加とともに直流めっきよりも増した。パルス周波数が1 Hzと直流めっきの場合、それぞれ約1,875、3,750 C/dm²で歪みに最大を生じ、パルス周波数が1 Hzの場合では1,875C/dm²を超える有効電気量では直流めっきに比べて電着歪みが大きく低減した。このような歪みの急激な変化は電着物にクラックが発生したため、基体金属に電着歪みが伝わらなくなり歪みが大きく低減したように測定されたものと考えられる。以上の結果から、歪みゲージ法による電着歪み測定だけからクラックの発生を抑制するめっき条件を決定することには無理があると思われる。言い換えれば表面形態や結晶子自体の歪みを考慮すべきであるのでこの点については次節で述べる。

3.3 パルス周波数が表面形態に与える影響

パルス周波数が表面形態 (SEM像) に与える影響をFig. 6によって示す。直流めっき(a)、パルス周波数1 Hz(b)、10Hz(c)、20Hz(d)の場合をそれぞれ示している。直流めっきの時に比べてパルスめっきでは電着表面が平滑となるがわかった。特に、パルス周波数が10Hz、20Hzの場合での電着物は直流めっきのそれよりも光沢があった。直流めっきでは細かなクラックが、パルス周波数が1 Hzでは大きなクラックが多く発生していたが、パルス周波数が10Hz、20Hzの場合では減少した。

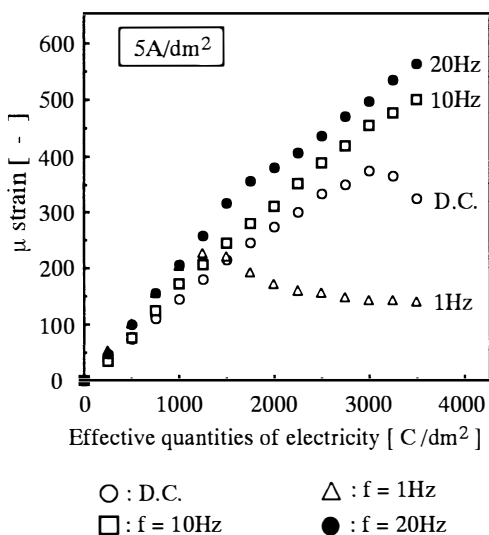
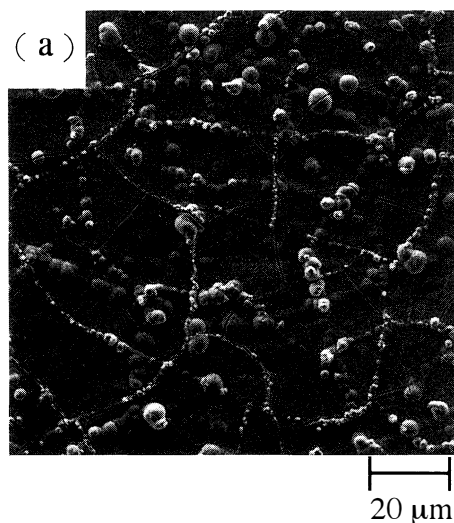
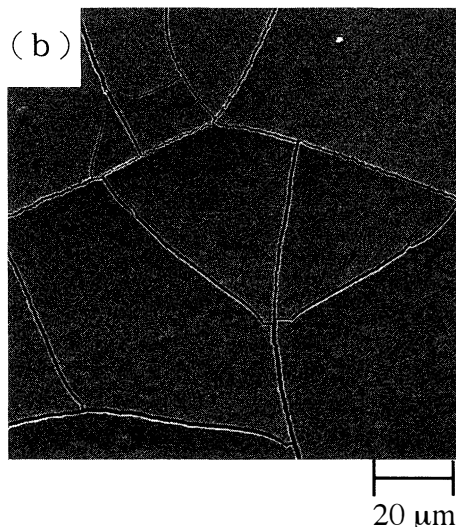


Fig. 5 Influence of the pulse plating on the strains in Ni-Mo alloys deposited from the 0.36M nickel sulfate - 0.30M sodium citrate - 0.10M sodium molybdate bath under the conditions of 5A/dm² and the duty cycle of 0.5 .



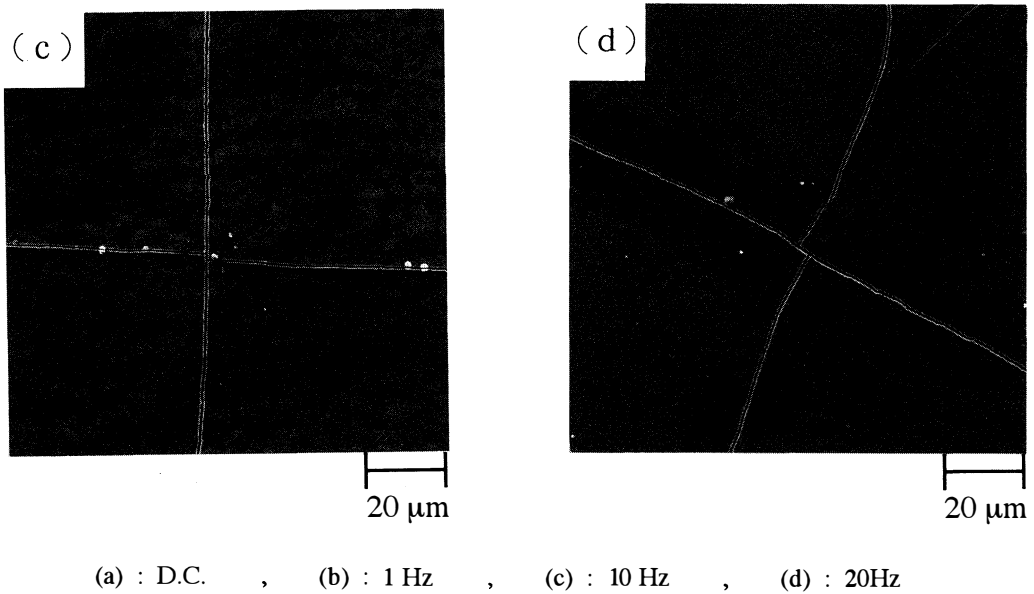


Fig. 6 Influences of the pulse plating on the surface morphologies of Ni-Mo alloys deposited from the 0.36M nickel sulfate - 0.30M sodium citrate - 0.10M sodium molybdate bath at 5A/dm² (4375 coulomb/dm²) under the duty cycle of 0.5 .

3.4 パルス周波数が不均一歪みと結晶子サイズに与える影響

X線回折法とHallの方法により得られた結晶子サイズと不均一歪みの結果をTable. 1に示す。結晶子サイズは直流<1 Hz<10Hz<20Hzの順で、不均一歪みは20Hz<直流<1 Hz<10Hzの順であった。この序列は歪みゲージ法で得られた結果とは異なった。この違いは測定法の違いに基づくものと考えられる。すなわち、X線回折法では結晶性の良い部分が強調されて測定されるのに対して歪みゲージ法では電着物全体の歪みが検出されているために生じたと思われる。

これを明らかにするために、X線回折パターンの半価幅から結晶化度を考慮した。その結果をFig. 7に示す。直流めっき(a)、パルス周波数1 Hz(b)、10 Hz(c)、20Hz(d)の場合をそれぞれ示している。直流めっきの場合に比べて、パルス周波数1 Hz<10Hz<20Hzの順で(1 1 1)面が優先成長しその他の面の回折パターンは大きく広がっていることから、電着物はアモルファス構造になっていることがわかった。特にパルス周波数が20Hzである場合はこのアモルファス化の傾向は著しくなり、(1 1 1)面以外の成長は見られなかった。

Table.1 Influences of the pulse plating on the strains and crystallite sizes

	Plating conditions			
	D.C	1Hz	10Hz	20Hz
strain	0.522	0.648	1.103	0.369
crystallite size ($\times 10^{-2}\mu\text{m}$)	0.948	0.979	1.138	3.600

Ni-Mo alloys deposited from the 0.36M nickel sulfate - 0.30M sodium citrate - 0.10M sodium molybdate bath at 5A/dm² under the duty cycle of 0.5 .

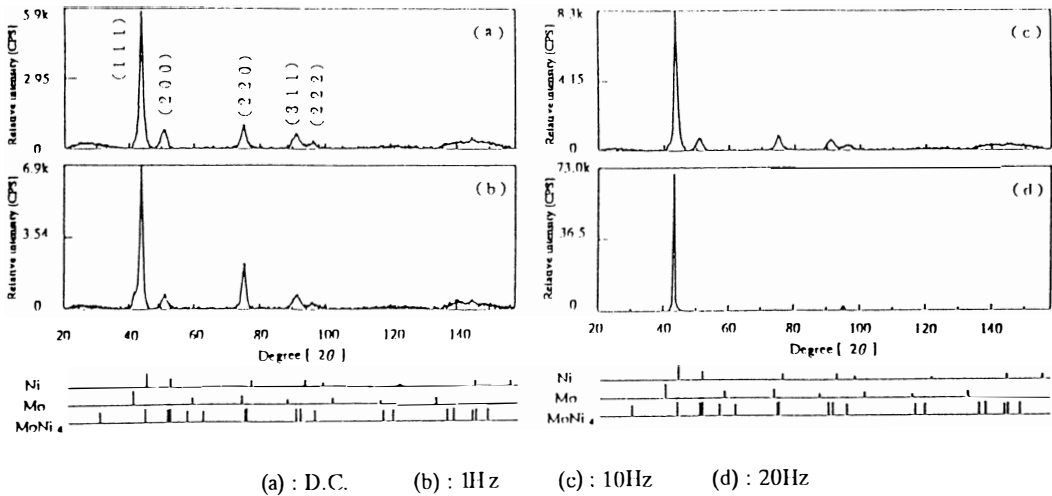


Fig. 7 Influence of the pulse plating on the X-ray diffraction patterns of Ni-Mo alloys deposited from the 0.36M nickel sulfate - 0.30M sodium citrate - 0.10M sodium molybdate bath at 5A/dm² under the duty cycle of 0.5 .

4. 結 論

酸性クエン酸浴からパルスめっきしたNi-Mo合金について検討した結果、次のことが明らかになった。

- 1) 合金中のMo含有率はモリブデン酸イオン濃度とピーク電流密度に依存し、パルス周波数に依存しない。
- 2) パルス周波数が10Hz, 20Hzの場合では直流めっきの場合よりも合金の析出電流効率が向上した。
- 3) 直流めっきの場合に比べ、パルスめっきでは電着表面が平滑になりパルス周波数が10Hzおよび20Hzの場合ではクラックが減少した。
- 4) パルスめっきによって酸性クエン酸浴から得られるNi-Mo合金は直流めっきで得られるそれよりも(111)面が優先成長した電着物であった。

参考文献

- 1) The Electrochemical Society of Japan , "Sentan Denkikagaku", 88 (1994)
- 2) A.Knoedler, American Electroplater's Society Pulse plating Symposium (1979)
- 3) K.Hosokawa, J.C.Piuppe, and N.Ibl, in "Proceedings of Interfinish 80", S.Harwyama, Editor, 58 (1980)
- 4) S. Rengakuji, Y.Nakamura, K.Nishibe, *Denkikagaku*, 58, 349 (1990)

平成7年電気化学協会北陸支部大会発表

Strain in Ni-Mo Alloys Pulse-Plated From An Acidic Citrate Bath

Seichi RENGAKUJI, Sinichirou MUKOBATA, Yuuko NAKAMURA
Takayuki HIRATA

ABSTRACT

The effect of the pulsing current on the composition and strain of Ni-Mo alloys pulse-plated from acidic citrate bath was investigated. The molybdenum content increased with increasing molybdate ion concentration in the bath, and the increasing tendency of molybdenum varied with a peak current density. The molybdenum content was not dependent on a pulse frequency, therefore the strain in deposits was not affect by pulse frequency. Comparing with the cracks in deposits obtained from D.C.-plating, the cracks were reduced by the applying pulse-plating conditions such as the pulse frequencies of 10 and 20Hz. The surface of deposits pulse-plated was smoother than that of D.C.-plated surface.

〔英文和訳〕

パルスめっきによる酸性クエン酸浴からの Ni-Mo合金の電着歪みについて

蓮覚寺 聖一, 向島 眞一郎, 中村 優子, 平田 貴之

酸性クエン浴から電着するNi-Mo合金の組成や電着歪みにパルス電流が及ぼす影響について検討した。Mo含有率はモリブデン酸イオン濃度が高くなるにつれ増加し、その増加傾向はピーク電流密度によって変化した。またMo含有率はパルス周波数に依存しなかった。それゆえ析出物中の電着歪みはパルス周波数によっても影響されなかった。パルス周波数10, 20Hzの条件下でパルスめっきを行なうと析出物のクラックは直流めっきの場合と比較して減少した。また、パルスめっきによって得られた電着物の表面は直流めっきのそれよりも平滑となった。

Ti-15V-3Cr-3Sn-3Al合金におけるPFZの形成に及ぼす熱処理の影響

草開 清志, 高嶋 敏昭, 大岡 耕之*

1 緒 言

Ti-15V-3Cr-3Sn-3Al合金（以後Ti-15-3と記す）は β 型チタン合金で、高比強度、耐食性に加えて、優れた冷間加工性と成形性を持つ特徴がある。この合金は $\alpha \rightleftharpoons \beta$ 変態点以上の温度で固溶化熱処理後急冷して β 単相（BCC）とし、その後 $\alpha + \beta$ 二相域で時効処理を行い、母相中に α 相（HCP）を析出させることで高強度が得られる。本合金の α 相の析出と機械的性質に及ぼす時効条件の影響については詳しく報告されている。^{1)~7)}しかし、時効処理により β 相の結晶粒界近傍に形成される無析出帯⁸⁾（precipitates free zone, 以後PFZと記す）の熱処理条件の影響や形成機構に関しては不明な点が多い。

PFZの形成は時効硬化型合金の一般的挙動の一つと見なされ、多くの合金でその存在が報告⁹⁾されており、成因は粒界近傍での広範囲の溶質原子、あるいは空孔の不均一な分布に起因するものと考えられている。現在、提案されているPFZの形成機構は、粒界近傍における溶質原子または空孔の枯渇により析出物の核生成が困難になり、PFZが形成されるとするモデル、および溶質原子の枯渇に伴う析出物のOstwald成長と関連づけたモデルに分けることができる。⁹⁾しかし、合金によってはいづれの説を用いても十分に説明できない実験結果があり、PFZの形成機構を明白にすることは容易ではない。

本研究では、Ti-15-3に3種類の固溶化熱処理を施し、時効時のPFZの形成に及ぼす熱処理条件の影響を調査し、その形成機構について考察した。

2. 実験方法

2-1 供試材, 熱処理

真空溶製したインゴットに鍛造、熱間圧延を施し、1073Kで3.6ks加熱後、冷間圧延を行い板厚1mmの冷延板とした。これを20mm×15mm×1mmの寸法に切断して試料とした。合金の化学組成をTable 1に示す。

Table 1 Chemical composition of specimen.

(mass%)

Ti	V	Al	Cr	Sn	Fe	O	C	N	H
Bal.	14.63	3.33	2.73	3.03	0.18	0.11	0.009	0.01	0.008

*元富山大学工学部

熱処理は酸化、窒化を防止するために試料を純チタン箔で包み、真空中で行った。すなわち、固溶化熱処理は真空中で1073Kないしは1273Kで1.8ks保持後水冷する一段固溶化熱処理と1273Kで1.8ks保持後1073Kまで炉冷し、1073Kで1.8ks, 3.6ks, 7.2ks保持後水冷する二段固溶化熱処理を採用した。いずれの試料も固溶化熱処理後、523Kから973Kでそれぞれ3.6ksから864ks時効した。

二段固溶化熱処理材は1073K一段固溶化熱処理材と焼き入れ温度が同じであるが、 β 相の結晶粒径は1273K一段固溶化熱処理材と同じである。

2-2 組織観察

熱処理後の試料は厚さが約0.5mmになるまでエメリー紙で片面を研磨した。その後、OPS研磨液を用いたバフ研磨により表面を鏡面に仕上げ、化学腐食を施して光学顕微鏡による組織観察用試料とした。腐食には、3%フッ化水素酸-20%硝酸-77%水混合液を用いた。

熱処理後の試料を厚さ30 μ m程度にした後、3mm ϕ の円板に打ち抜き、ツインジェット電解研磨装置を用いて約233Kで電解研磨(電流密度:0.1A/m², 電圧:60V)して薄膜試料を作製した。電解研磨液には、6%過塩素酸-35%ブタノール-59%メタノール混合液を用いた。得られた薄膜試料は、加速電圧200kVの透過型電子顕微鏡を用いた組織観察用試料とした。

3 結果と考察

3-1 光学顕微鏡組織

各固溶化熱処理材はいずれも均一な等軸晶(β 相)から成り、結晶粒径は1073K一段固溶化熱処理材では40~60 μ mであり、1273K一段固溶化熱処理材では約200 μ mであった。二段固溶化熱処理材は、組成、結晶粒径ともに1273K固溶化熱処理材と大差がなく、しかも、1073Kでの保持時間(1.8-7.2ks)に依存することはなかった。

Fig. 1は1273K一段固溶化熱処理後、573Kで86.4ks:A, 623Kで86.4ks:B, 673Kで86.4ks:C, 823Kで28.8ks時効した試料:Dの光顕組織である。573K時効材:Aでは粒内に均一で微細な α 相が析出し、623K時効材:Bではレンズ状の α 相と不均一で針状の α 相が析出している。673K時効材:C, 823K時効材:Dでは不均一で針状の α 相が析出している。573K時効材:A, 623K時効材:Bでは β 相の結晶粒界近傍でPFZの形成が確認される。

Fig. 2は1073K一段固溶化熱処理後、573Kで864.0ks:A, 623Kで518.4ks:B, 673Kで259.2ks:C, 823Kで28.8ks時効した試料:Dの光顕組織である。 β 相の結晶粒径は1273K一段固溶化熱処理材と比べて小さいが、析出する α 相の形態は1273K一段固溶化熱処理材の時効組織と類似している。

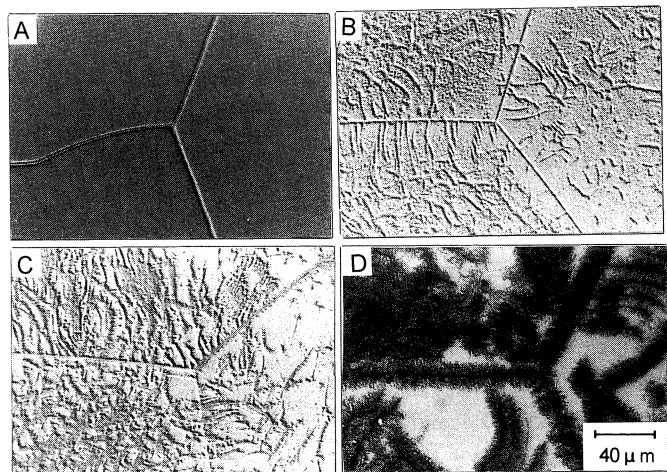


Fig. 1 Optical micrographs of Ti-153 aged at 573K for 86.4ks: A, aged at 623K for 86.4ks: B, aged at 673K for 86.4ks: C, and aged at 823K for 28.8ks: D, after 1-step solution treatment at 1273K.

Fig. 3は二段固溶化熱処理（1073 Kで1.8ks保持）後、573 Kで86.4 ks：A、623 Kで86.4ks：B、673 Kで86.4ks：C、823 Kで28.8ks時効した試料：Dの光顕組織である。573 K時効材：Aでは均一で微細な α 相が析出し、623 K時効材：B、673 K時効材：Cではレンズ状の α 相が緻密に析出している。823 K時効材：Dでは不均一で針状の α 相が析出している。573 K時効材：A、623 K時効材：B、673 K時効材：Cでは β 相の結晶粒界近傍で明瞭なPFZの形成が確認される。

二段固溶化熱処理材は、時効材でも1073 Kの保持時間（1.8–7.2ks）とは無関係に類似した組織が観察された。以後、二段固溶化熱処理材については1073 Kで1.8ks保持したものを用いて考察を行う。

3-2 透過型電子顕微鏡組織

Fig. 4は1273 K一段固溶化熱処理後、573 Kで86.4ks時効した試料の電顕（TEM）組織と下方の結晶の下中央部から得られた制限視野電子回折（SAD）像を示したものである。写真の中央に粒界が存在し、その両側約 $1.5\mu\text{m}$ の幅にわたってPFZが確認できる。粒界の極く近傍で幅が約 $0.5\mu\text{m}$ の粒界析出帯が認められる。SADにより、母相 β 中の微細な析出物は α 相であり、 α 相と β 相との間には丹羽ら⁴⁾も認めている

Burgersの結晶学的方位関係¹⁰⁾— $(110)_\beta // (0001)_\alpha$, $[111]_\beta // [\bar{1}1\bar{2}0]_\alpha$ —が確認された。

他の時効材についても同様な観察を行った。時効温度が異なると α 相の析出形態には相違が認められたが、 α 相と β 相の間には同様な結晶学的方位関係の存在することが確認された。

3-3 時効硬化

Fig. 5は623 K時効材の時効時間と硬さの関係を示したものである。二段固溶化熱処理材の方が硬化が速く、1073 K一段固溶化熱処理材は硬化が遅れる傾向がある。

なお、時効温度が高い場合（723 K以上）には硬化はあまり進行せず、しかも、固溶化熱処理の違いに依らず各時効温度で類似した硬化挙動を示した。この傾向は高温時効材ほど顕著であった。

二段固溶化熱処理後573 Kから723 Kで時効したものは明瞭なPFZが形成されるので、 β 相の結晶

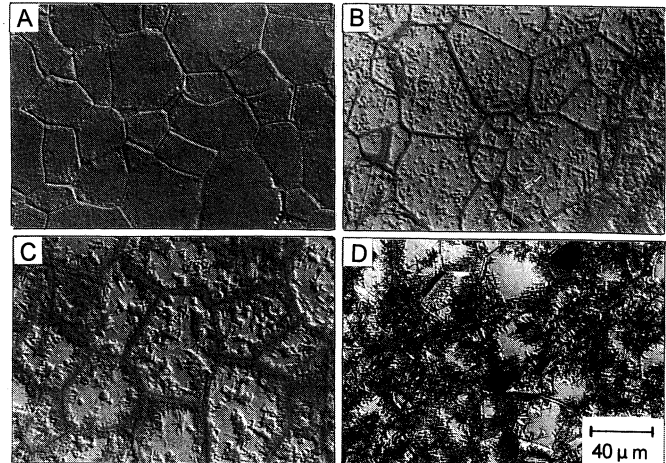


Fig. 2 Optical micrographs of Ti-15-3 aged at 573K for 864.0ks: A, aged at 623K for 518.4ks: B, aged at 673K for 259.2ks:C, and aged at 823K for 28.8ks:D, after 1-step solution treatment at 1073K.

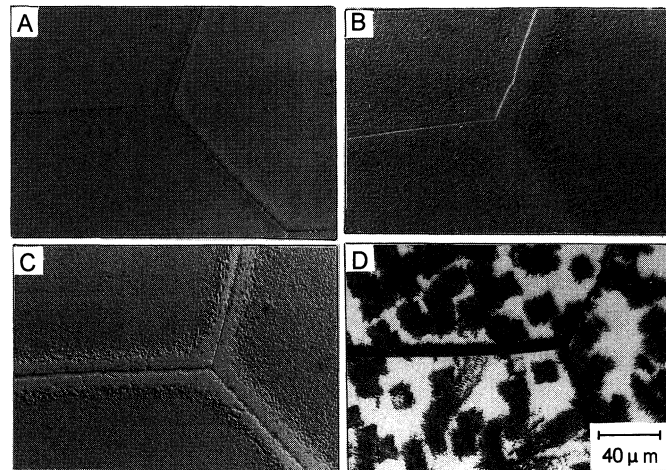


Fig. 3 Optical micrographs of Ti-15-3 aged at 573K for 86.4ks: A, aged at 623K for 86.4ks: B, aged at 673K for 86.4ks:C, and aged at 823K for 28.8ks:D, after 1-step solution treatment.

粒内とPFZに対して別々に時効硬化挙動を調べた。結果の一例をFig. 6に示す。β粒内では時効硬化は速いが、PFZでは析出が遅れて硬化は遅いことを示している。これは藤井ら¹¹⁾の結果と一致している。

3-4 PFZの評価

3-4-1 時効温度の影響 二段固溶化熱処理材と1273K一段固溶化熱処理材の母相βの結晶粒径はほぼ同じである。両者を比較して、固溶化熱処理温度の違いがPFZの形成に及ぼす影響について考察する。Fig. 7は1273K一段固溶化熱処理 (A, C) および二段固溶化熱処理 (B, D) 後それぞれ673Kで28.8ks (A, B), 86.4ks (C, D) 時効処理した試料の光顕組織である。二段固溶化熱処理材は明瞭なPFZを示している。1273K一段固溶化熱処理材では針状のα相が時効時間の経過に伴って成長し、β相の粒界近傍でやや析出の遅れは見られるもののPFZを形成しているとは言い難い。623Kおよび723K時効材でも同様な傾向が確認された。

823Kあるいは973K時効材では固溶化熱処理条件に依らず、それぞれいずれも針状あるいは粗大な棒状のα相が析出し、時効温度で析出物の形態や大きさに相違はあるが、固溶化熱処理条件の違いによる影響は認められなかった。いずれもPFZは観察されなかった。

3-4-2 時効時間の影響 Fig. 8は二段固溶化熱処理後、673Kで28.8ks : A, 43.2ks : B, 86.4ks : C, 259.2ks時効した試料 : Dの光顕組織である。時効時間の経過とともにPFZの幅が減少していることが確認できる。

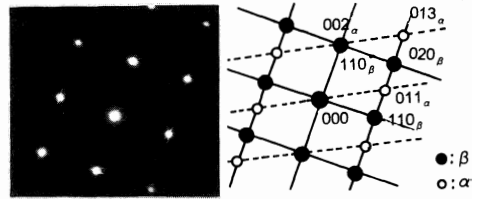
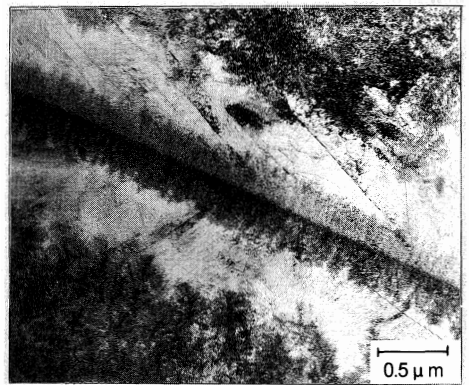


Fig. 4 TEM image and its SAD patterns of Ti-15-3 aged at 573K for 86.4ks after 1-step solution treatment at 1273K. (Beam // $[001]_{\beta}$ // $[\bar{2}110]_{\alpha}$)

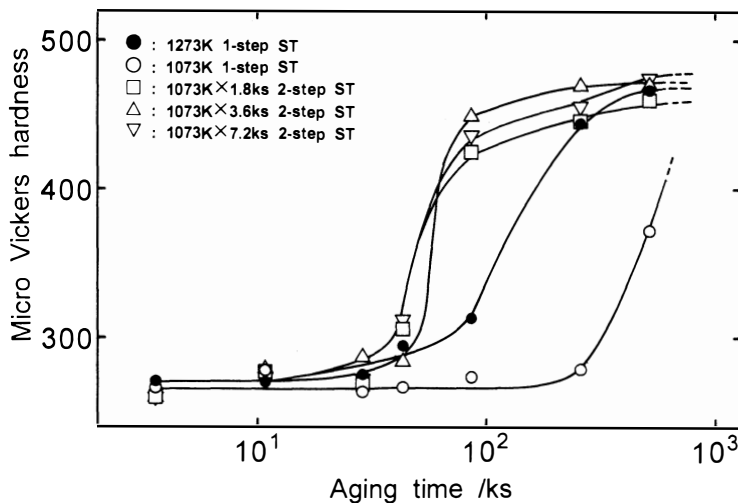


Fig. 5 Variations in micro Vickers hardness of Ti-15-3 aged at 623K with aging time after various solution treatment.

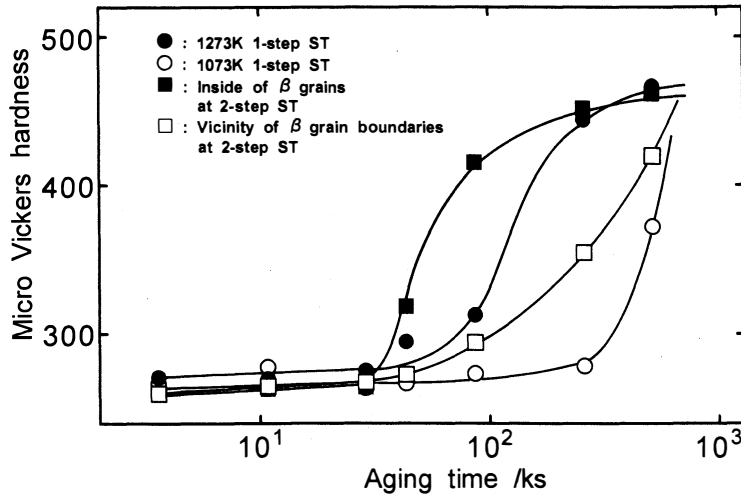


Fig. 6 Variations in micro Vickers hardness of Ti-15-3 aged at 623K with aging time.

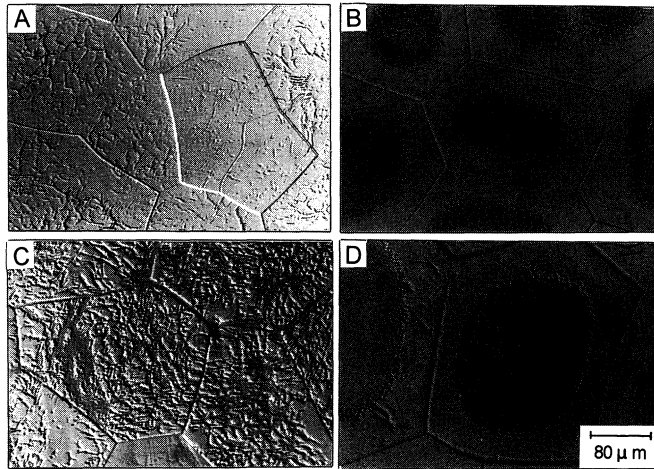


Fig. 7 Optical micrographs of Ti-15-3 aged at 673K for 28.8ks after 1-step solution treatment at 1273K: A, for 28.8ks after 2-step solution treatment: B, for 86.4ks after 1-step solution treatment at 1273K: C, and for 86.4ks after 2-step solution treatment: D.

Fig.9は二段固溶化熱処理後，623K，673K，723Kで時効した試料の時効時間とPFZの幅の関係を示したものである。図中のaはPFZ，bは粒界析出層の幅，また，●○は623K，■□は673K，▲△は723Kの結果を示す。いずれの時効材も時効時間の経過とともにPFZの幅は漸減し，粒界析出層の幅は漸増することを示している。PFZは低温時効ほど幅が広く，長時間時効後もPFZは残存する傾向がある。

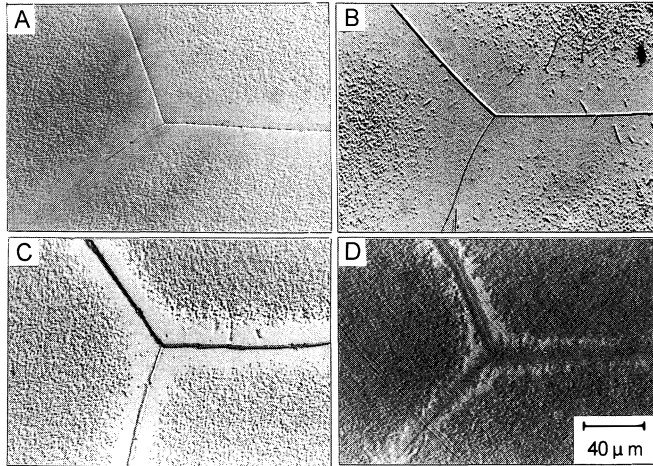


Fig. 8 Optical micrographs of Ti-15-3 aged at 673K for 28.8ks: A, for 43.2ks : B, for 86.4ks : C, for 259.2ks : D, after 2-step solution treatment.

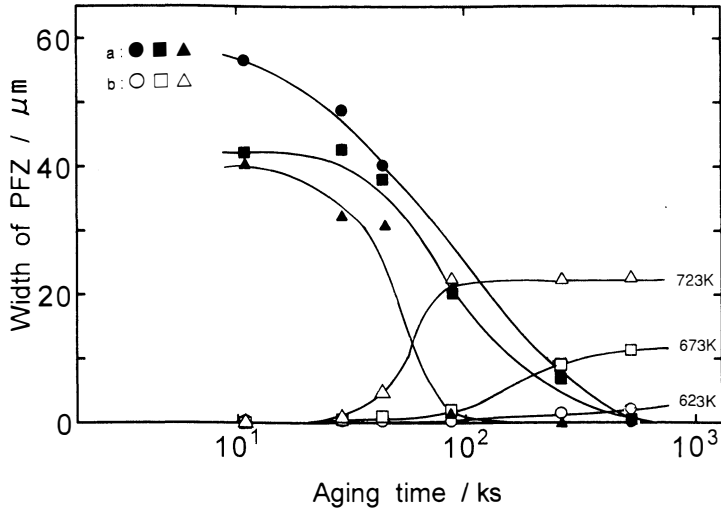


Fig. 9 Variations in width of PFZ with aging time at various aging temperatures.

3-5 PFZの形成機構

上述のように573K~723Kの時効では、固溶化熱処理条件により時効硬化挙動は著しく異なる。PFZの形成に焼き入れ凍結空孔の役割の重要性を指摘する報告^{12)~14)}が数多くあり、凍結空孔の役割に注目する必要がある。本研究においても、空孔のシンクとなり得るβ相粒界ではα相の析出が遅れていることから、焼き入れ凍結空孔の影響があると考えるのが妥当と思われる。

現在、提案されているPFZの形成機構には、粒界近傍において溶質原子または空孔が枯渇しているために析出物の核生成が困難になりPFZが形成されるとする説、および溶質原子の枯渇に伴う析出物のOstwald成長と関連付けた説がある。⁹⁾粒界が空孔のシンクとして働いた場合、過剰空孔が粒界近傍で枯渇し、それに伴い過剰空孔の流れと反対方向へ溶質原子の流れが起こり、溶質原子が偏析することで、PFZが形成されることも考えられる。そこで本研究ではEPMAを用い、粒界近傍の溶質原子

の分布について調査してみた。Fig. 10は二段固溶化熱処理後623Kで86.4ks時効した試料の断面のEPMAによる二次電子像と水平白線部分のTi, V, Al, Cr, Snの特性X線による線分析結果を示したものである。β相粒内はもちろんPFZのあるβ相の粒界近傍においても、溶質元素の枯渇あるいは富化を示唆する現象は認められない。PFZの形成は粒界付近の溶質元素の偏析によるものではないことがわかる。

また、Fig. 8に示したようにα相は時効時間の経過と共に増加し、成長するが、Ostwald成長に類似するような成長は見られない。したがって、本合金におけるPFZの形成の原因は藤井ら¹¹⁾が唱えるように過剰空孔の枯渇にあり、凍結空孔は析出相の核生成サイトの候補であると考えられる。

3-6 β相の結晶粒径の影響

二段固溶化熱処理材は1073K一段固溶化熱処理材と焼き入れ温度は同じであるがβ相の結晶粒径が異なるので、両者を比較することによりPFZの形成に及ぼすβ相の粒径の影響を検討することができる。両合金を623Kで時効すると二段固溶化熱処理材は、β相の粒界近傍にPFZ形成するため粒界近傍の時効硬化は遅く、この領域では1073K一段固溶化熱処理材と類似した挙動を示した。ここでPFZは焼き入れ温度である1073Kで存在した空孔の大部分が冷却中にβ相の粒界に吸収され、粒内に比べ空孔濃度が極端に低くなった場所であると考えられる。二段固溶化熱処理後623Kで86.4ks時効材のPFZの幅は最大約40μmであるから、β相の粒界から片側約20μmの範囲では空孔の枯渇が起こっているものと考えられる。1073K一段固溶化熱処理材のβ相の粒径は約40μmであり、二段固溶化熱処理材のPFZの幅とほぼ同じであることから、1073K一段固溶化熱処理材ではβ相の粒内全域で空孔の枯渇が起きていると考えられる。故に1073K一段固溶化熱処理材では1073Kで存在していた空孔の大部分は焼き入れ時もしくは時効初期の段階でβ相の粒界に消滅したため、粒内全域で析出が遅れたものと考えられる。

3-7 焼き入れ温度の影響

二段固溶化熱処理材は1273K一段固溶化熱処理材とほぼ同じ結晶粒径をしており、転位密度にも差がないと考えられるので、この両者の比較から焼き入れ温度の影響を検討することができる。焼き入れの際にβ相の粒界に空孔の一部が消滅すると考えられるものの、両者の時効硬化挙動の差は1073Kおよび1273Kにおける空孔濃度の差を反映したものと考えられる。例えば、623Kで86.4ks時効させたものは二段固溶化熱処理材では明瞭なPFZが観察されたが、1273K一段固溶化熱処理材ではさほど明瞭なPFZではなかった。これは1273Kにおける空孔濃度は1073Kにおける空孔濃度よりも高いため、1273K一段固溶化熱処理材ではβ相の粒界近傍で空孔の枯渇が起こりながらもβ粒内から空孔が供給されるため、明瞭なPFZが形成されなかったものとする。

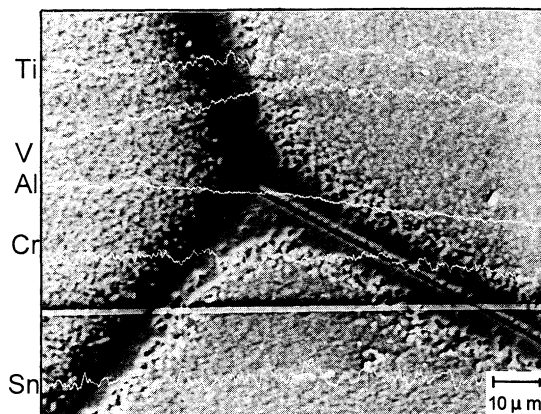


Fig. 10 Reflective electron image of Ti-15-3 aged at 623K for 86.4ks after 2-step solution treatment.

結 言

Ti-15-3に3種類の固溶化熱処理を施し、時効により形成されるPFZに及ぼす各種の熱処理条件の影響を調査し、その形成機構について考察を加えた。本研究で得られた結果を要約すると次のようになる。

- (1) Ti-15-3は固溶化熱処理後、低温で時効処理を行うと、 β 相の結晶粒界近傍にPFZを形成する。凍結空孔濃度が低くなるような条件で固溶化熱処理した試料は、凍結空孔濃度が高い試料に比べ、PFZを形成する時効温度域が広く、明瞭なPFZを形成する。
- (2) 773K以上の時効材では、固溶化熱処理条件に依存せず、時効材の組織や時効硬化挙動は各時効温度で類似している。この時効温度域ではPFZは観察されない。
- (3) PFZは単に析出が遅れている場所であり、PFZは固溶化熱処理したままの硬さである。
- (4) β 相の結晶粒径が小さい固溶化熱処理材は、焼き入れ時もしくは時効初期の段階で凍結空孔が β 相の結晶粒界に吸収され消滅するため、粒内全域で空孔が枯渇し、 α 相の析出が遅れる。

謝 辞

合金試料を提供して戴いた日本ステンレス㈱直江津研究所（現、住友金属工業㈱直江津製造所）に深甚なる謝意を表す。また、御支援を戴いた富山大学工学部新井甲一教授、佐治重興教授に感謝の意を表す。

文 献

- 1) 稲葉輝彦, 飴山 恵, 時実正治: 日本金属学会誌, 54,853(1990)
- 2) E.Breslauer and A.Rosen: Materials Science and Technology, 441(1991)
- 3) 丹羽直毅, 新井 聖, 高取英男, 伊藤邦夫: 鉄と鋼, 77,131(1991)
- 4) 丹羽直毅, 出村泰三, 伊藤邦夫: 鉄と鋼, 76,910(1990)
- 5) 堀谷貴雄, 鈴木洋夫, 岸 輝雄: 鉄と鋼, 76,932(1990)
- 6) 岡田 稔, 西川富雄: 日本金属学会誌, 50,555(1986)
- 7) P.J.Bania, G.A.Lenning and J.A.Hall: Beta Titanium Alloys in the 1980's, Ed. by R.R.Boyer and H.W.Rosenberg, AIME, New York, 209(1984)
- 8) 宮城正和, 新 成夫: 日本金属学会誌, 35,716(1971)
- 9) 藤川辰一郎, 平野賢一: 日本金属学会会報, 10,667,751(1971)
- 10) W.G.Burgers: Physica, 1,561(1934)
- 11) 藤井秀樹, 鈴木洋夫: 日本金属学会誌, 55,1063(1991)
- 12) 飛田守孝, 助台栄一: 日本金属学会誌, 51,979(1987)
- 13) 藤井秀樹, 鈴木洋夫: 日本金属学会誌, 55,1071(1991)
- 14) Chen Hai-Shan: Titanium '80, Science and Technology, Ed. by H.Kimura and O.Izumi, AIME, New York, 131(1980)

日本金属学会北陸信越支部・日本鉄鋼協会北陸支部 平成6年度連合講演会 1994年12月10日

Effect of solution treatments on the formation of PFZ in Ti-15V-3Cr-3Sn-3Al

Kiyoshi Kusabiraki, Toshiaki Takashima and Takayuki Ooka

Effect of the solution treatments on the precipitation of α phase and the formation of precipitates free zone (PFZ) in a β titanium alloy, Ti-15V-3Cr-3Sn-3Al, is studied by optical and transmission electron microscopy. α phase precipitates homogeneously inside the β grain at the aging temperatures between 573 and 723K. However, the precipitation delay and the PFZ are observed in the vicinity of the β grain boundaries. These phenomena are strongly affected by the solution conditions and are considered to be caused by a effect of the excessive vacancies in the β grains.

〔英文和訳〕

Ti-15V-3Cr-3Sn-3Al合金におけるPFZの形成に及ぼす熱処理の影響

草開 清志, 高嶋 敏昭, 大岡 耕之

β チタン合金, Ti-15V-3Cr-3Sn-3Al, 中の α 相の析出と無析出帯 (PFZ) の形成に及ぼす固溶化熱処理の影響を光学顕微鏡法と透過型電子顕微鏡法により研究した。 α 相は573-723Kの時効温度で β 結晶粒の内部に均一に析出する。しかし, β 結晶粒界の近傍では析出の遅れとPFZが観察される。これらの現象は固溶化熱処理条件に強く影響され, β 結晶粒中の過剰空孔の影響によって引き起こされているものと考えられる。



水の密度反転領域におけるベナール対流

山根 岳志, 檜橋 弘樹, 宮澤 優子,
吉田 正道, 宮下 尚

緒 言

近年, 世界のエネルギー情勢から必要とされる将来のエネルギー補充手段の開発及びエネルギー資源の高効率利用に関連して, 簡単で安価な装置で大きな太陽エネルギーの蓄熱能力が得られるソーラーポンド¹⁾や, 昼夜間の電力格差解消のために割安な夜間電力を利用する蓄冷熱システム, 中でも, 特に氷-水の潜熱を利用した氷蓄熱システムが注目を集めている。これらのシステム流体内部では, 密度的に不安定となる垂直温度勾配が加わり, 複数のセル対流を形成する。そのセル対流は, 流体及び環境により様々であり, 蜂の巣状パターンやロール状パターンをとる。このような流動状態を呈する自然対流をベナール対流という。ベナール対流は, ソーラーポンド底面の到達温度や集熱効率, また, 氷蓄冷熱システムにおける蓄冷容量等に大きく影響するため, これらのシステムの精密制御と高効率利用にはベナール対流挙動の把握が必要である。

ところで水は, 4℃付近で密度が最大となるため, 最大密度を含む温度範囲(以後, 密度反転領域と呼ぶ)での自然対流の挙動は, 通常の流体に比べて複雑であることがよく知られており, この密度反転領域を含む水の自然対流についての研究が数多く行われている²⁾。中でも垂直温度勾配を扱ったものとして, 例えば, 柏木等³⁾は, 上部(あるいは下部)冷却面以外は断熱された矩形容器を用い, 密度反転領域を含む水の過冷却を伴う冷却・凍結過程について実験的に報告している。また, Blake等⁴⁾は, 上部冷却, 下部加熱の系の密度反転領域を含む水のベナール対流について解析的に報告している。これらは, 密度反転領域を含む水を上面より冷却, 下面より加熱した場合, 4℃の等温線から上は安定に成層した停滞層, 下は密度不安定となりベナール対流を形成することを報告している。しかしここで, 4℃の等温線より上部の停滞層は熱抵抗として, 水平平行平板間の流体内部の伝熱特性に影響を及ぼすものと考えられるが, この停滞層を有する密度反転領域を含む場合と含まない場合の自然対流の伝熱特性の比較はなされておらず, また, 容器の形状の変化, 上下壁温度の変化による対流セル構造, 及びセル個数へ及ぼす影響に関するデータの蓄積も十分ではない。

以上のような背景から, 本研究では, 0℃の水を底面より加熱したときに生じるベナール対流を対象に実験的研究を行った。感温液晶を用いて流れ場と温度場の可視化実験を行い, 上下壁温度差とセル個数及び形状の変化, さらに容器のアスペクト比の違いが, セル個数へ及ぼす影響について調べた。また, 手製の多点式熱流束計を使用して, 上下壁面を通過する熱流束を測定し, 密度反転領域を含む場合と含まない場合の自然対流の伝熱特性の比較も行った。

1. 実験装置及び方法

実験装置の概略図をFig. 1に示す。テストセクションは、高さ $H=30\text{mm}$ 、幅 $L=30\sim 120\text{mm}$ 、奥行き $W=20\text{mm}$ の矩形容器である。容器のアスペクト比 ($A=H/L$) は幅の長さを変更することにより、 $A=1/4\sim 1$ の範囲で種々変化可能である。テストセクションの上部冷却面、下部加熱面は銅板であり、他の面はアクリル板を使用した。テストセクション壁面の温度は、 0.1mm クロメル・アルメル熱電対を用いて測定した。テストセクションの上面には冷却室、底面には加熱室があり、それぞれ冷却用恒温槽及び、加熱用恒温槽へ接続されている。テストセクション全体は、前面の可視化面(厚さ 40mm アクリル板)を除いて厚さ 60mm の発泡スチロールにより断熱されている。これら実験装置は、テストセクションの上下壁面の平均温度に設定可能な恒温室に設置されている。

本研究では、感温液晶を用いることにより矩形容器内自然対流現象の流れ場及び温度場の同時可視化を行った。感温液晶はB.H.D.Chemical Ltd.製のカイラルネマチック型である。液晶の呈色幅は 2.5C であり、温度が高い順に青、緑、黄、赤と呈色する。ただし、緑色は 4C に相当する。可視化された系内の様子は、露出時間を4秒とし適時写真撮影をした。

本実験で行った容器のアスペクト比 A は、 1 、 $2/3$ 、 $1/2$ 、 $2/5$ 、 $1/3$ 、 $2/7$ 、 $1/4$ の7通りである。

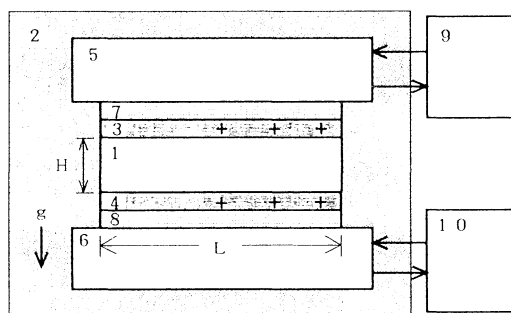
実験では、まず、テストセクション内の初期温度 T_i を 0C に設定する。その後、上部壁面温度 T_c は 0C で一定とし、下部壁面温度 T_h は、 4C に加熱することにより実験を開始する。 T_h は、 4C から 12C まで加熱するが、その変化過程は、セルの個数変化が著しい T_h が $5.6\text{C}\sim 6.0\text{C}$ の間は 0.1C ずつ、それ以外は 0.5C ずつ段階的に加熱を行った。各温度において、系が定常($30\sim 40$ 分程度)に達した後、現象の観察及び写真撮影を行った。

また、熱流束測定は、 $A=1/4$ の時のみ、各温度差で流れが定常に達した時の上下壁面を通過する熱流束を自作の多点式熱流束計により測定した。これは、テストセクションと冷却室、加熱室との間に厚さ 3mm のアクリル板を挟んだ構造になっており、その表裏の温度から、テストセクションの上下壁を通過する熱流束を測定できるようになっている。比較のため、密度反転領域を伴わない場合の熱流束も測定した。なお、その時の実験条件は、 $A=1/4$ 、 $T_i=25\text{C}$ 、 $T_c=25\text{C}$ 、 $T_h=25\sim 37\text{C}$ とした。

2. 実験結果及び考察

2.1 対流セル構造の変化

まず、流れ場と温度場の同時可視化実験結果により得られた、各温度差における流れの変化の様子について説明する。実験結果の例として $A=1/3$ における温度場の可視化写真をFig. 2に示す。Fig. 3は、Fig. 2の各写真と同時刻における流れ場の様子を模式的に示したものである。矢印は流れの様子を示し、細い曲線は 4C の等温線を表す。 ΔT が 4C 以降、 4C の等温線が ΔT の増加に伴い底面と平



- | | |
|-------------------------------------|--------------------|
| 1: Test section | 4: Heating wall |
| 2: Insulation | 5: Cooling chamber |
| 3: Cooling wall | 6: Heating chamber |
| 7,8: Multi-point heat flux meter | |
| 9: Constant temperature bath (cool) | |
| 10: Constant temperature bath (hot) | |
| +: Position of thermocouples | |

Fig. 1 Experimental apparatus

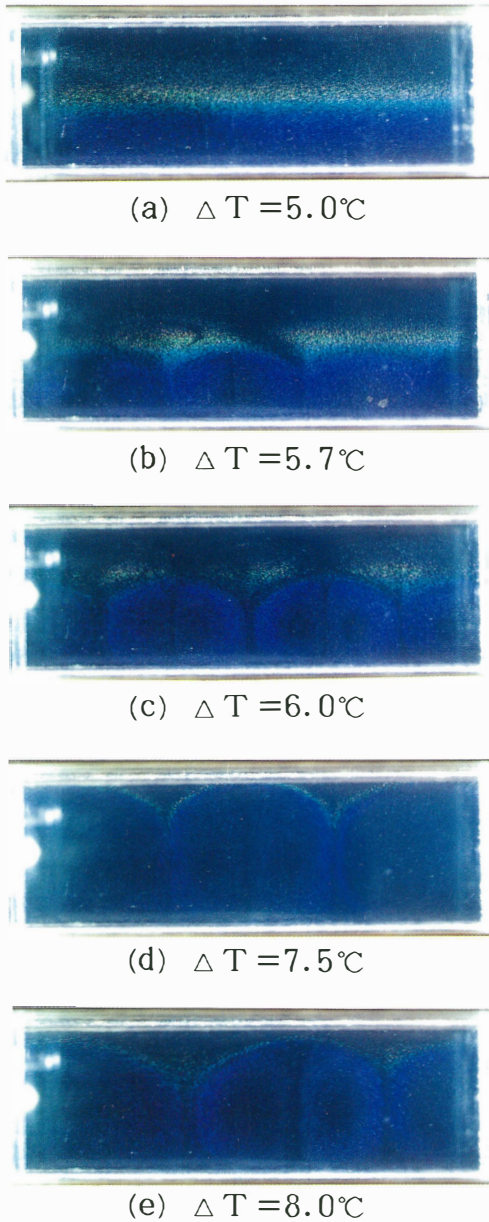


Fig. 2 Visualized convection pattern and temperature field ($A=1/3$)

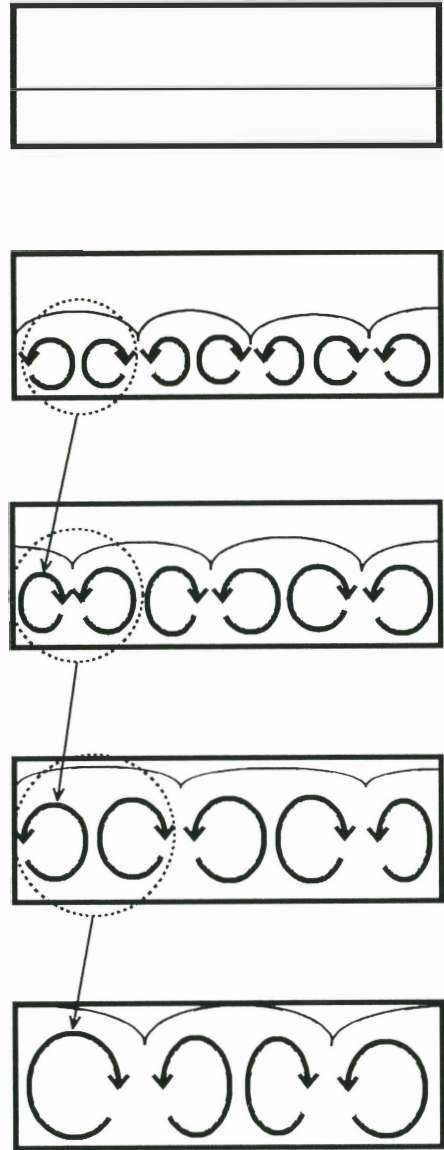


Fig. 3 Schematic diagram of convection pattern

行に上昇していく(a)。 $\Delta T=5.7^\circ\text{C}$ になると、この等温線に歪みが生じた。これは、容器下部における対流の発生を示すもので、 4°C の等温線より上には停滞層、下には互いに向きの異なるセル7個が横一列に並んだ対流層が形成された(b)。 $\Delta T=6.0^\circ\text{C}$ の時、容器左端のセルが収縮して消失し、セルの個数は6個となった(c)。 $\Delta T=7.5^\circ\text{C}$ になると、先と同様に容器左端のセルが消失し、セルの個数は5個となった(d)。 $\Delta T=8.0^\circ\text{C}$ において、 4°C の等温線は容器上面付近まで到達し、停滞層は肉眼では確認できなくなった。セルの個数は先と同様な過程を経て、4個となった(e)。これ以降、 ΔT が増

加してもセルの個数は4個のまま変化しなかった。なお、通常流体において、 Ra 数が 5×10^4 以上は乱流域になるとされるが、本実験範囲内 ($5.0 \times 10^4 \leq Ra \leq 2.5 \times 10^6$) では乱流とはならなかった。

次に、各アスペクト比に対するセルの個数 n と上下壁面温度差 ΔT との関係をTable. 1に示す。最初にセルが形成される時の ΔT は、アスペクト比によらず $\Delta T=5.7, 5.8^\circ\text{C}$ であった。 $A=1$ の時は、 $\Delta T=5.8^\circ\text{C}$ においてセルが形成されて以降、 ΔT が増加してもセルの個数は変化しない。それ以外のアスペクト比においては、最初にセルが形成された時

Table 1 Change in number of cell with temperature difference

$A \setminus \Delta T$	0.0	5.6	5.7	5.8	6.0	6.5	7.0	7.5	8.0	9.0	10	12
1/4	0	0	0	8	6	6	6	6	6	6	5	5
2/7	0	0	0	7	7	5	5	5	5	5	4	4
1/3	0	0	7	7	6	6	6	5	4	4	4	4
2/5	0	0	0	5	5	4	3	3	3	3	2	2
1/2	0	0	4	4	4	3	3	3	3	3	2	2
2/3	0	0	3	3	3	2	2	2	2	2	2	2
1	0	0	0	2	2	2	2	2	2	2	2	2

セル個数は最大であり、 ΔT の増加に伴いセルの個数は減少していることが分かる。ただし、 $A=2/3 \sim 1/3$ では、セルの個数は1個ずつ減少しているが、 A が $2/7, 1/4$ と横長になると、セルの個数は1個、或いは2個ずつ減少している。セルの減少プロセスとして、セルが1個減少する場合、容器両端のどちらかのセルがその隣り合ったセルによって吸収される。セルが2個減少する場合、場所は特定できないが隣り合わせた2個のセルが同時に崩れる。また、当初、流れの左右対称性の点から定常状態におけるセルの個数は偶数個しか安定し得ないのではないかと予測されたが、系が左右非対称となる奇数個においても安定に存在し得ることが判明した。

2.2 セルのアスペクト比

上下壁温度差 ΔT の増加に伴いセル内の対流は強くなり、またセル高さは増加する。これはセルの不安定性が増加することを意味しており、 ΔT の増加に伴いセル個数が減少する直接の原因になっていると考えられる。そこで、ここでは個々のセルのアスペクト比 A_c に着目し、 ΔT との関係について検討する。

Fig. 4は $A=1, 1/3, 1/4$ の各アスペクト比におけるセル個数 n 及びセルのアスペクト比 A_c の ΔT に伴う変化を示したものである。

$A=1$ の場合、 $n=2$ で一定であり、 4°C の等温線の上昇に伴い A_c は1.3から2.0まで増加した。

$A=1/3$ の場合、 $n=6$ で変化しない $\Delta T=6.0 \sim 7.0^\circ\text{C}$ の範囲では 4°C の等温線の上昇に伴い A_c は1.3から1.7まで増加するが、さらに ΔT が増加すると n は減少し、それに伴い A_c も減少する。

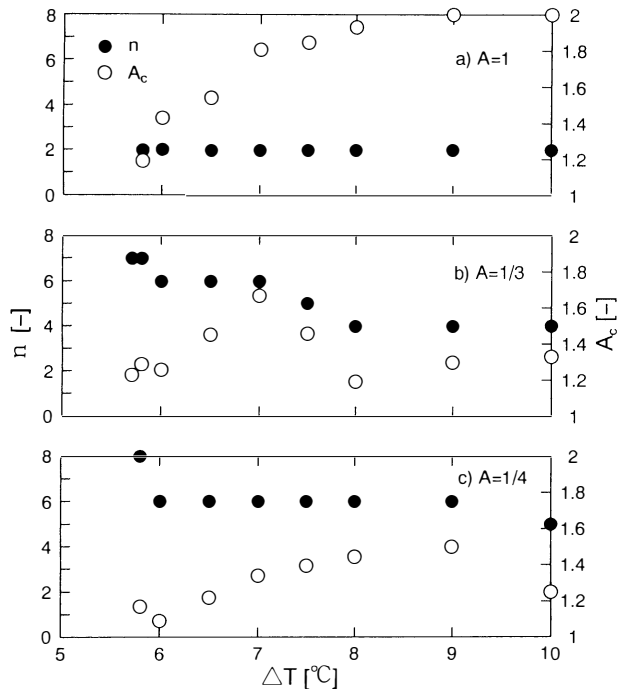


Fig. 4 Effect of temperature difference on the number of cells and the cell aspect ratio

$A=1/4$ においても、 $\Delta T=6.0\sim 9.0^\circ\text{C}$ の範囲では $n=6$ で一定であり A_c は増加する。 $\Delta T=10.0^\circ\text{C}$ に達すると n は減少し、それに伴い A_c も減少する。

このように、セルのアスペクト比 A_c は、 $A=1$ の時 $1.3 \leq A_c \leq 2.0$ 、それ以外の A では $1.0 \leq A_c \leq 1.7$ の範囲内にある事が分かる。すなわち、セルのアスペクト比には上限が存在し、セルが垂直方向に成長し縦長になると、セルは安定に存在できないことを表している。このようにセルが不安定になると、いずれかのセルが消失してセルの個数が減少し、個々のセルは安定性を取り戻すものと考えられる。

また、先述の通り、セル個数は対流が発生したときに最大となるが、この時の A_c はアスペクト比によらず 1.1 ± 0.05 とほぼ同じであった。一方、対流発生時のセルの最大個数 n_{max} はFig. 5に示す様に、ほとんどの場合容器のアスペクト比の逆数の2倍に等しい。このことは、容器形状に関わらず、最初に発生したセルの高さは $H/2$ 、 A_c は1であることを意味している。 H が異なる容器においても同様の事が言えるかどうかは、今後検討すべき問題である。

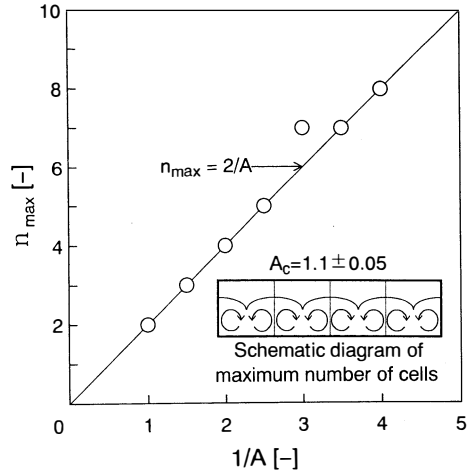


Fig. 5 Relation between maximum number of cells and the aspect ratio

2.3 Ra数とNu数の関係

各温度条件において密度反転領域が伝熱へ及ぼす影響を調べるために、加熱面及び冷却面の Nu 数を求め、密度反転領域を伴う場合と伴わない場合との比較を行った。ここで、密度反転領域を伴う場合と伴わない場合の Ra 数をそれぞれ次式で定義した。

密度反転領域を伴う場合

$$Ra = g \gamma (T_h - T_c)^2 H^3 / \alpha \nu \quad (1)$$

ここで、 γ は $\rho = \rho_0 \{1 - \gamma(T - T_0)\}$ により与えられる。

密度反転領域を伴わない場合

$$Ra = g \beta (T_h - T_c) H^3 / \alpha \nu \quad (2)$$

ここで、 β は $\rho = \rho_0 \{1 - \beta(T - T_0)\}$ により与えられる。

テストセクションを鉛直方向に通過する熱流束を水平方向に対して12点測定を行ったが、常に各測定値はほぼ一定であったため、ここでは、テストセクションの水平方向各測定点の平均熱流束を使用した。

以上により得られた密度反転領域を伴う場合と伴わない場合における Ra 数と Nu 数の関係をFig. 6に示す。密度反転領域を伴う場合、 Ra 数が 2×10^5 以下において Nu 数の値が1であり、これは対流は存在せず熱伝導が伝熱を支配している状態であることを表している。 Ra 数がそれ以上増加すると Nu 数も増加し始める。 $Ra=$

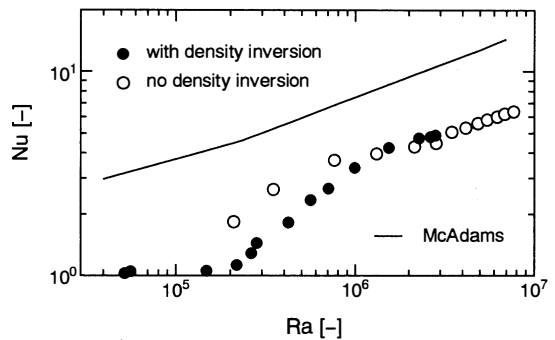


Fig. 6 Relation of Nu and Ra for Benard convection with/without density inversion

2×10^6 は温度差に換算すると約5.6℃であり、可視化実験においてもほぼ同じ温度差の5.7℃において対流が発生していることを確認している。密度反転領域を伴う場合(●)のNu数は初め、密度反転領域を伴わない場合(○)よりも低い。これは、上部停滞層が熱抵抗となり、全体的な伝熱を抑制するためと考えられる。Ra数が増加すると、両者の差は小さくなり、密度反転を伴う実験において上部停滞層が視認できなくなる $\Delta T=12^\circ\text{C}$ ($Ra=1.2 \times 10^6$) 以上において、●と○がほぼ一致するようになることから、密度反転領域におけるNu数の低下が停滞層の影響であることが分かる。

次にMcAdams⁵⁾による水平流体層のRa数とNu数の関係式と本実験結果との比較を行った。ここで、McAdamsの関係式は次式で表される。

$$Nu = 0.21 \cdot Ra^{1/4} \quad (10^4 \leq Gr \leq 3.2 \times 10^5) \quad (3)$$

$$Nu = 0.075 \cdot Ra^{1/3} \quad (3.2 \times 10^5 \leq Gr \leq 10^7) \quad (4)$$

その結果、McAdamsの関係式に比べ本実験結果はNu数の値がどのRa数においても低い値であることが分かった。ただし、McAdamsの実験で用いられている装置形状は高さに対して幅と奥行きの高さの割合が大きく、そこで生じるベナール対流は、流体層の上から見ると蜂の巣状の3次元の流れをする。一方、本実験装置は容器の幅に対し奥行きが狭いため2次元的なロール状の流れをする。よって、本実験結果がMcAdamsの関係式と一致しない理由は装置形状にあるのではないかと考え、他の形状の装置でも実験を行ってみた。ここで、用いた装置形状をTable. 2に示す。

温度範囲は、すべて密度反転領域を含まない場合であり、容器のアスペクト比は1/4のみ行った。形状の異なる装置での実験結果とMcAdamsの関係式をFig. 7に示す。この図を見ると、McAdamsの関係式と実験結果との一致は得られなかったがRa数に対するNu数の傾きは、ほぼ一致しており、また、同Ra数において

Table 2 Test section scale

	H	L	W	H/L	W/H	W/L
Run1	25	100	12	0.25	0.48	0.12
Run2	30	120	20	0.25	0.67	0.17
Run3	30	120	50	0.25	1.67	0.42

て W/H 及び W/L が増加するにつれ、Nu数が増加していることがわかる。以上の結果より、各測定値についてNu数とそれに影響する諸因子との間に次の実験式を得た。

$$Nu = 0.21 \cdot Ra^{1/4} \cdot (W/L)^{0.43} \quad (10^4 \leq Gr \leq 3.2 \times 10^5) \quad (5)$$

$$Nu = 0.015 \cdot Ra^{1/3} \cdot (W/L)^{0.43} \quad (3.2 \times 10^5 \leq Gr \leq 10^7) \quad (6)$$

Nu数と式(5),(6)の関係をFig. 8に示す。これを見ると、McAdamsの関係式に対しても式(5),(6)は、相関を示していることが分かる。よって、矩形容器内のベナール対流において3次元の流れに比べ、2次元の流れを示す傾向が強くなるにつれ、Nu数が減少することが判明した。

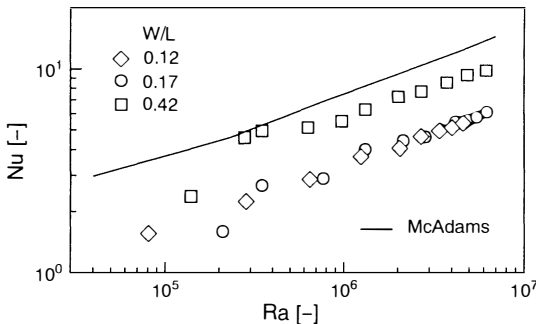


Fig. 7 Relation between Nu and Ra for different W/L (no density inversion)

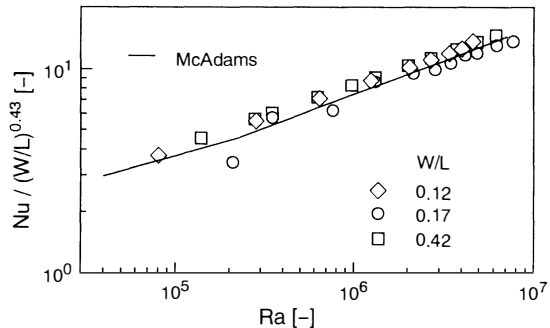


Fig. 8 General correlation of Nu to Ra

結 言

本研究では、水の密度反転領域におけるベナール対流を対象に、上下壁面温度差及び、矩形容器のアスペクト比の違いによる対流セル構造の変化、伝熱特性の解明を行った。

$A=1$ 以外のすべてのアスペクト比において、セルの個数は、上下壁温度差の増加に従い減少する。安定に存在し得るセルのアスペクト比は、 $1.0 < A_c < 2.0$ の範囲である事が判明した。アスペクト比が及ぼす影響により、セルの個数は奇数個においても安定に存在する。本実験において、 Nu 数の値は密度反転領域における上部停滞層の存在により、密度反転領域外の場合に比べ低い値であった。また、2次元の流れをするベナール対流に対する Nu 数を求める実験式を得た。

謝 辞

本論文の実験に際し、富山大学工学部学生、谷端渉氏（現在、富山軽金属工業㈱）のご協力を頂いた。ここに記して感謝の意を表する。

使用記号

A ：容器のアスペクト比	[-]	Ra ：密度反転領域外のレイリー数	[-]
A_c ：セルのアスペクト比	[-]	$= g \beta (T_h - T_c) H^3 / \alpha \nu$	
g ：重力加速度	[m/s ²]	T_h ：下部壁面加熱温度	[°C]
H ：容器の高さ	[m]	T_c ：上部壁面冷却温度	[°C]
h ：伝熱係数	[W/m ² ·K]	ΔT ：上下壁面温度差	[°C]
L ：容器の幅	[m]	W ：容器の奥行き	[m]
Nu ：ヌッセルト数	[-]	α ：温度伝導度	[m ² /s]
$= hH / \lambda = qH / \lambda (T_h - T_c)$		λ ：熱伝導度	[W/m·K]
n ：セルの個数	[-]	ν ：動粘性係数	[m ² /s]
n_{max} ：セルの最大個数	[-]	ρ ：流体密度	[kg/m ³]
q ：熱流束	[W/m ²]	ρ_0 ：基準温度における流体の密度	[kg/m ³]
Ra ：密度反転領域のレイリー数	[-]		
$= g \gamma (T_h - T_c)^2 H^3 / \alpha \nu$			

参考文献

- 1) 稲葉英男, 福田武幸: 日本機械学会論文集B, 56, 788 (1990)
- 2) T.Nishimura, M.Fujiwara and H.Miyashita: J.Chem.Eng.Japan, 23, 241 (1990)
- 3) 柏木孝夫, 広瀬進, 伊藤伸治, 黒崎安夫: 日本機械学会論文集B, 53, 1822 (1987)
- 4) K.R.Blake, D.Poulikakos and A.Bejan: Phys.Fluids, 27, 2608 (1984)
- 5) W.H.McAdams: Heat Transmission, McGraw-Hill, New York, (1954)

化学工学会山口大会 (1995年7月) にて発表。

Bénard convection in a water layer with density inversion

T.Yamane, H.Narahashi, Y.Miyazawa,
M.Yoshida and H.Miyashita

Bénard convection in a horizontal water layer heated from below was studied experimentally. The experiments were performed for the closed vessels with seven different aspect ratios ($A=1, 2/3, 1/2, 2/5, 1/3, 2/7, 1/4$). Details of Bénard convection phenomena with density inversion were investigated by visualization of temperature and flow fields. Attention was focused on changes in the number of cells and in the cell aspect ratio with the increase of temperature difference between the top and bottom walls. The Nusselt number for the case with density inversion exhibits lower values than that for the case with no density inversion, which is caused by the existence of the stable region.

〔英文和訳〕

水の密度反転領域におけるベナール対流

山根 岳志, 橋橋 弘樹, 宮澤 優子,
吉田 正道, 宮下 尚

0℃の水を底面より加熱した時に生ずるベナール対流の実験的研究を行った。矩形容器のアスペクト比は、7種類 ($A=1, 2/3, 1/2, 2/5, 1/3, 2/7, 1/4$) 変化させ実験を行った。温度場と流れ場の可視化を行うことにより、密度反転領域を伴うベナール対流現象を詳細に観察し、上下壁温度差の増加により形成されたセルの個数、セルのアスペクト比等について検討した。密度反転領域における停滞層の存在により、密度反転領域を伴わない場合に比べ、 Nu 数の値が低くなることが判明した。

2 成分溶液を含む砂層の乾燥機構

吉田 正道, 佐竹 行弘, 山田 修,
八木 雅彦, 宮下 尚

緒 言

被乾燥材料に含まれる湿分は通常水あるいは単成分溶媒であるが、場合によっては、混合溶液を含む材料を乾燥する必要が生じることがある。工業的には食品、薬品、磁性材料、粒状合成製品等の乾燥にその例が見受けられる。このような多成分溶液の乾燥では、製品の高品質化に伴って材料内成分分布の制御や特定成分の選択的除去といった高度で厳密な乾燥技術が要求される場合も多い。こういった目的に沿う乾燥器を適切に設計するためには、乾燥速度曲線が不可欠であり、多成分溶液の場合にはさらに湿分の組成を平均含水率の関数として（これを組成曲線という）知る必要がある。そのためには多成分乾燥における物質移動機構を十分理解しておかなければならない。このような背景から Schluender^ら^{1,2)}は、イソプロピルアルコール（以下IPAと略す）－水の2成分溶液を含む多孔質材料について研究を行い、特定成分の選択的乾燥や、2成分溶液の湿球温度の推算法について明らかにした。しかしながら材料内部における溶液の物質移動機構については未だ十分な解明はなされていない。

そこで筆者らは多成分溶液を含む材料層における乾燥機構を解明するための基礎的段階として、IPA－水の2成分溶液を含む非親水性粒状材料層の乾燥において、比較的粒子の細かい粒状物質である砂を対象として乾燥実験を行い、乾燥速度、材料内温度分布、及び含水率分布を求め、境界、及び材料内部における物質移動機構について検討した。またIPA水溶液の初期組成が変化した場合、乾燥挙動にどのような影響を与えるのかを検討した。

1. 実験装置および方法

1-1 実験装置

実験装置の概略図をFig. 1に示す。ブローアから送られる空気はヒーターにより設定温度まで温められ乾燥流路内を流れる。空気流れを均一にするため流路内には攪拌板、及び整流板が設置されている。また流路下流には試料容器と同径の穴が設けられており、試料表面が流路底面と同じ高さになるよう試料容器が設置され、そこから試料表面が乾燥空気にさらされる。ただし容器の乾燥面以外は発泡スチロールで断熱されている。この試料容器は電子天秤上に設置されており、試料重量の定期的測定が可能となっている。なお、この装置では湿度の制御を行っていないため、外部の空気が直接取り込まれる。空気湿度は定期的にアースマン乾湿計を用いて測定した。

試料として、篩いわけを行い粒子径を297~420 μm (35~48 μm)に揃えた砂を使用する。また、全ての実験において空隙率 $\varepsilon = 0.38$ で一定となるよう充填する砂の質量を固定した。

2-2 実験方法

本研究では、乾燥速度、材料内温度分布の測定と含水率分布の測定を行うために Fig. 2 に示される 2 種類の試料容器を使用した。Fig. 2-(a) に示される容器 (内径 $3.65 \times 10^{-2} \text{m}$, 高さ $1.80 \times 10^{-2} \text{m}$, 乾燥面積 $1.05 \times 10^{-3} \text{m}^2$) はテフロン製の材料温度測定用であり、これに試料を充填させ、平衡に達するまで乾燥を行う。このとき電子天秤により乾燥中の試料重量の測定を定期的に行い、この重量変化より乾燥速度を算出する。また容器底面、中心、及び表面には 0.1mm クロメル-アルメル熱電対が設置されており、これによって材料内の局所温度分布を測定する。

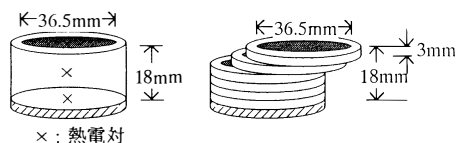
含水率分布の測定には Fig. 2-(b) に示されるような容器を使用した。この容器は大きさが同じ 6 つのリングからなっており、積み重ねたときの寸法は上述の容器と等しい。実験の際は溶液漏れがないようリング接合部にワセリンを塗り、さらに容器まわりをテープで固定した。これに試料を充填し目的の含水率に達するまで乾燥を行い、その後、各層を分取し残存溶液の組成を分析することにより含水率分布を求めた。なお、IPA 濃度が高い場合の分析には密度法を用い、IPA 濃度が希薄になり、密度法による計測が困難な場合は、熱伝導度型ガスクロマトグラフィーを使用した。

上記の分析により、各層における溶液、IPA、および水の質量濃度 ρ_T, ρ_1, ρ_2 が求められる。しかし、質量濃度 ρ は初期組成や温度によってその初期値が変化するため取り扱いにくい。そこで本研究では次式で定義される空隙基準含水率 φ を使用する。

$$\varphi_T = \rho_T / d_{1,T} \cdot \varepsilon \quad \varphi_1 = \rho_1 / d_{1,1} \cdot \varepsilon \quad \varphi_2 = \rho_2 / d_{1,2} \cdot \varepsilon \quad (1)$$

ここで d_1 は溶液の密度である。 d_1 は組成、または温度によって変化するため、実験から φ を求める際は材料温度と溶液組成を考慮して d_1 を求めた。

また、実験条件を Table 1 に示す。



(a) 材料温度測定用 (b) 含水率分布測定用
Fig. 2 実験容器

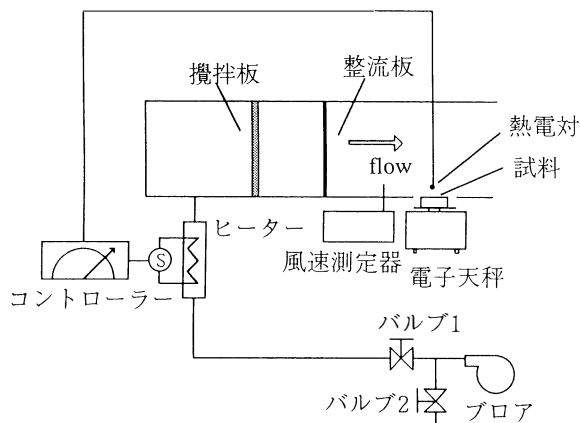


Fig. 1 実験装置の概略図

Table 1 IPA 水溶液の初期組成 (IPA : 水)

Run	$\omega_{1,0}$	質量比	モル比
1	0.0	0.0:1.0	0.00:1.00
2	0.2	0.2:0.8	0.07:0.93
3	0.4	0.4:0.6	0.17:0.83
4	0.6	0.6:0.4	0.31:0.69
5	0.7	0.7:0.3	0.41:0.59
6	0.8	0.8:0.2	0.55:0.45
7	1.0	1.0:0.0	1.00:0.00

風速 0.3m/s , 空気温度 35°C

2. 実験結果及び考察

2-1 境界における物質移動

2-1-1 乾燥速度曲線，材料温度変化と初期組成の相関 各初期組成における乾燥速度曲線を Fig. 3 に示す。縦軸は乾燥速度，横軸は次式で示される体積基準の無次元含水率で，1 が満水，0 が絶乾状態を示す。

$$\bar{m} = \int_0^1 \varphi_T / \varphi_{T,0} d\phi \quad (2)$$

また，Fig. 4 は材料表面温度と含水率の関係を示したものである。実験では材料の表面，中央，および底面の3ヶ所の温度を測定したが，いずれの条件においても3点の最大温度差は乾燥の全期間を通して1.0℃以内であった。従って材料内には温度分布はないとみなして差支えない。

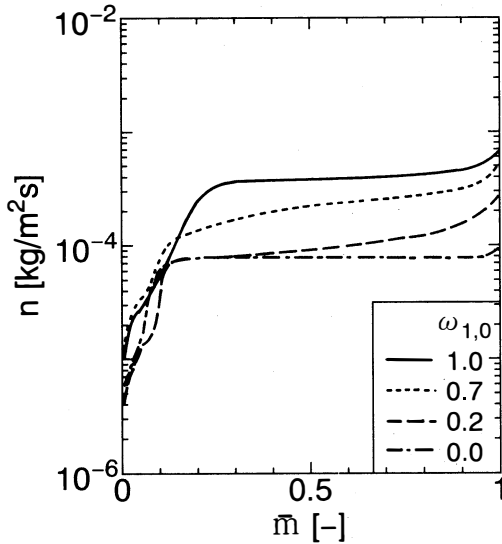


Fig. 3 乾燥速度曲線

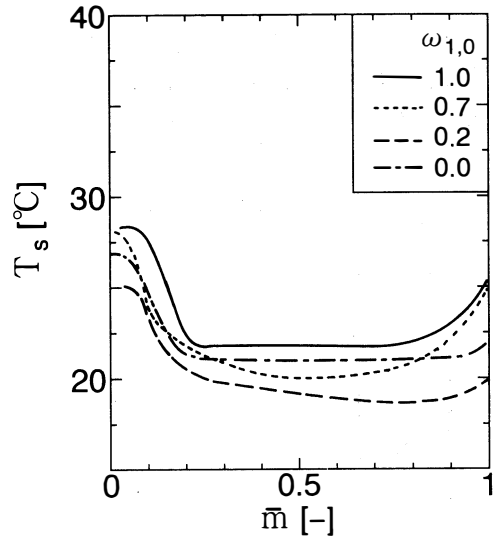


Fig. 4 材料温度変化 (表面)

移動成分が単成分の場合， $\omega_{1,0}=1.0, 0.0$ ともに明確な恒率期間が現れており，材料表面温度もこの間一定値を示している。恒率期間から減率期間へ移行する含水率（限界含水率）は，IPAのほうが高い。これはIPAの乾燥強度が水に比べて大きい材料内部の含水率勾配が急になり，材料内に多くの溶液を保持したまま限界含水率に達してしまうためである。

一方，移動成分が混合溶液の場合の乾燥速度は，単成分乾燥とは異なり一定値をとらず徐々に減少しているのがわかる (Fig. 3)。このとき材料表面温度も上昇する (Fig. 4)。Fig. 5 は表面におけるIPAの質量分率 $\omega_{1,s}$ を平均含水率 \bar{m} に対してプロットしたものである。このように $\omega_{1,s}$ は乾燥の進行に伴い減

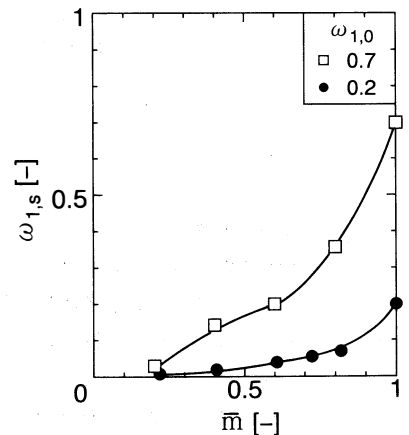


Fig. 5 表面組成変化

少しており、表面の溶液は徐々に水 Rich の状態になっていくことがわかる。IPA 水溶液の飽和蒸気圧は ω_1 に伴って減少するから、乾燥速度減少の原因は表面組成の変化にあるといえる。

2-1-2 初期組成の変化に伴う各成分の乾燥速度 2成分溶液の実質的な乾燥速度は各成分の乾燥速度の和として次式で表わされる。

$$n = n_1 + n_2 \tag{3}$$

ここで境膜物質移動係数 kg が気相中の組成の影響を受けず各成分の乾燥速度 n_1, n_2 は単成分乾燥と同様、

$$n_1 = kg_1(p_1 - p_{1,a}), \quad n_2 = kg_2(p_2 - p_{2,a}) \tag{4}$$

で表わされると仮定する。このとき、実験より表面組成、及び材料表面温度がわかれば n_1, n_2 を推算することができる。Fig. 5 に示した表面組成変化と Fig. 4 の材料温度変化から p_1, p_2 を求め(4)式により推算した $\omega_{1,0} = 0.2, 0.7$ のときの乾燥速度を実験値と併せて Fig. 6 に示す。ただし、 kg の値は単成分乾燥から得られた値 ($kg_1 = 8.11 \times 10^{-8}, kg_2 = 6.40 \times 10^{-8} \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{Pa} \cdot \text{s})$) を用い、乾燥空気中には IPA が存在しないものとし、 $p_{1,a} = 0$ とした。

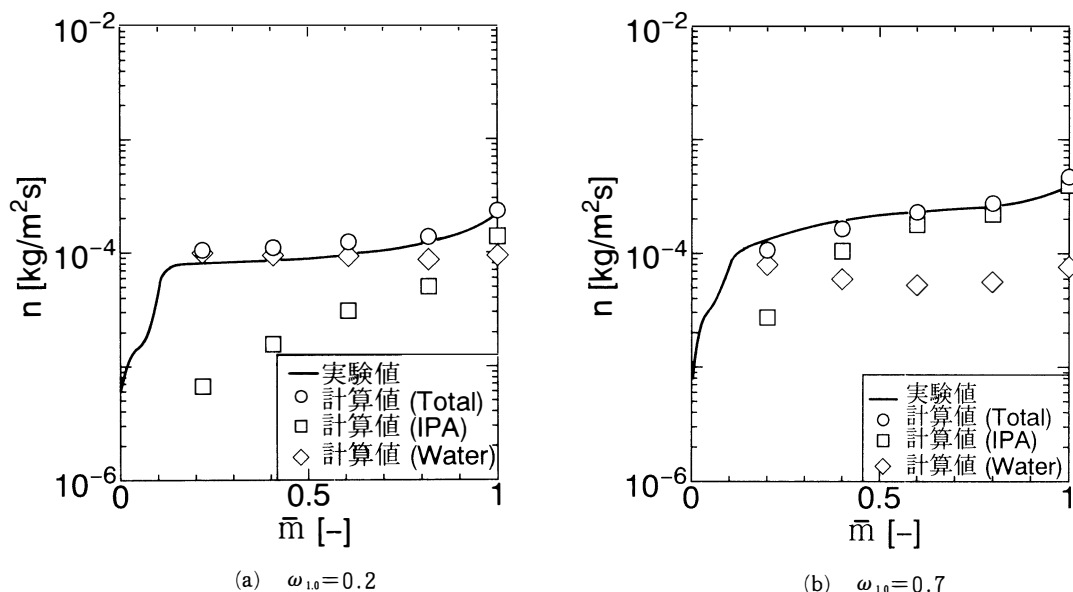


Fig. 6 乾燥速度曲線 (推算値)

Fig. 6 をみてもわかるように、どちらの初期組成とも実測された乾燥速度と推算から得られた Total の乾燥速度との一致は比較的良好である。従って kg は気相中の組成の影響をほとんど受けないとみなしてよく、さらに各成分の推算値も妥当であるとみなすことができる。そこで(4)式から求めた n_1 と n_2 をもとに各成分の乾燥速度について考察する。

$\omega_{1,0} = 0.2$ の場合(a)、水の乾燥速度は緩やかに上昇し、IPA の乾燥速度は大きく減少している。また、Fig. 5 をみるとこの初期組成における表面組成の変化は乾燥の進行に伴って減少している。これらより、表面組成の変化に伴う水の蒸気圧の変化が小さい反面 IPA の蒸気圧は大きく減少し、また IPA の乾燥速度の絶対値は水の乾燥速度の絶対値に比べてかなり大きい (Fig. 3)。その結果、IPA の

乾燥速度が大きく減少するとTotalの乾燥速度もまた大きく減少する。

$\omega_{1,0}=0.7$ の場合(b), 各成分の乾燥速度は $\omega_{1,0}=0.2$ と同じ傾向を示していることがわかる。また表面組成変化をみると、乾燥の進行に伴って減少していることからこの理由は先述したことと同様である。

2-2 材料内部における物質移動

2-2-1 含水率分布からみた物質移動 含水率分布測定結果の例として $\omega_{1,0}=0.2, 0.7$ におけるTotal, 水の含水率分布をそれぞれFigs. 7, 8に示す。縦軸は空隙基準含水率, 横軸は無次元距離であり, 材料底面で0, 材料表面で1である。

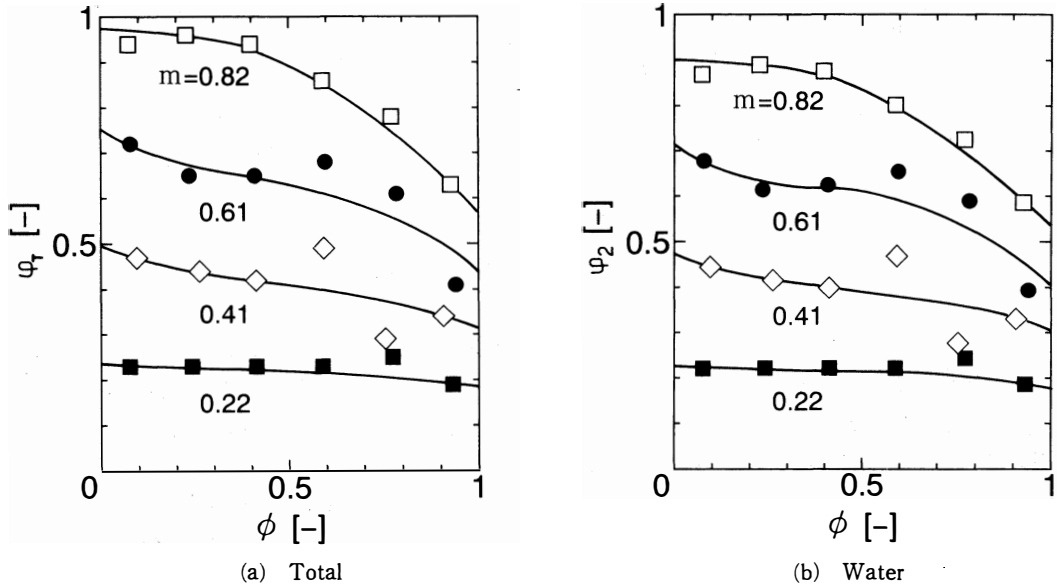
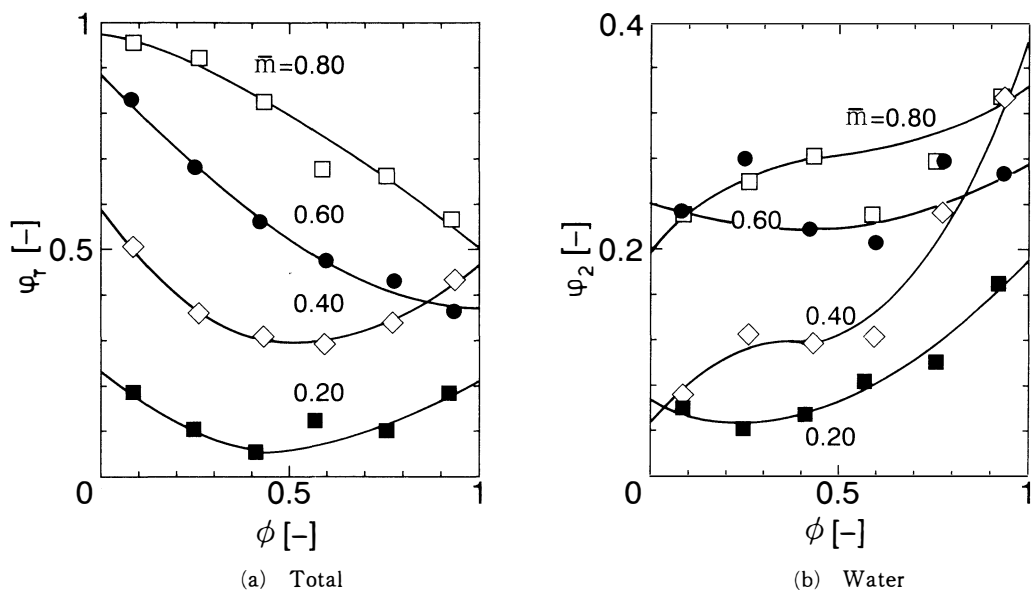


Fig. 7 含水率分布 ($\omega_{1,0}=0.2$)

Figs. 7, 8からわかるように両初期組成とも材料底面の含水率勾配はゼロではない。これは重力の影響によるものであり, 本研究で用いた材料においては重力が無視できないことが分かる。

$\omega_{1,0}=0.2$ の場合 (Fig. 7), Totalの含水率分布(a)をみると, $\bar{m}=0.82$ では材料底面付近の含水率勾配はほとんどなく, ここから表面に向かって大きな勾配が生じている。 $\bar{m}=0.61$ になると, 材料内部全体にわたって含水率勾配が生じ, その後乾燥が進行すると $\bar{m}=0.41$ で示すように含水率勾配は材料底面から消滅していく。そして $\bar{m}=0.22$ においては, 含水率分布はほとんど平坦な形状を示すようになる。一方, 水の含水率分布(b)をみるとその分布形状はTotalの分布とほぼ同じである。これはIPAが材料内にほとんど存在していないために水の含水率分布がTotalの分布形状を支配しているからである。

$\omega_{1,0}=0.7$ の場合 (Fig. 8), Totalの含水率分布(a)では $\bar{m}=0.80\sim 0.60$ において材料底面から表面にかけて大きな含水率勾配が生じている。 $\bar{m}=0.40, 0.20$ になると材料底面から中央部にかけての含水率勾配は減少しているが, そこから表面に向かうに従って含水率が増加するという含水率勾配の逆転が生じるようになる。これは単成分乾燥では決して観察されない現象である。ここで水の含水率分布(b)をみると, 勾配の逆転が起こっている含水率域では材料底面から表面に向かって含水率は大きく

Fig. 8 含水率分布 ($\omega_{1,0}=0.7$)

上昇している。この結果より、Totalの含水率分布で観察された勾配の逆転現象は水の含水率分布に多大な影響を受けていることがわかる。この初期組成で得られた結果のように水の含水率が表面で大きく増加する原因として、IPAの優先的蒸発により水が材料表面で取り残され蓄積されていき、試料表面において水の占める割合が相対的に増加することが挙げられる。

2-2-2 材料内部における溶液移動の推進力 $\omega_{1,0}=0.7$ で観察されたように混合溶液を乾燥させた場合、含水率勾配の逆転が生じることがある。移動成分が単成分であるときこの現象は決して見られない。毛管吸引力 p_c は、

$$p_c = 2\sigma \cdot \cos \theta / r_{c,max} \quad (5)$$

で表わされる。 p_c は溶液の占めている毛細管半径が小さいほど大きくなるため、移動成分が単成分の場合は常に含水率の小さいところへ溶液が移動するからである。しかし、移動成分が混合溶液の場合は溶液の表面張力が組成によって変化するため毛管吸引力分布は単純に含水率のみでは決定できない。

そこで $\omega_{1,0}=0.2, 0.7$ における材料内での毛管吸引力分布を次式により求めることにする。つまり多成分乾燥の場合の毛管吸引力 p_c は溶液で占められる毛細管の最大半径 $r_{c,max}$ 、IPA水溶液の表面張力 σ 、及び材料と溶液との接触角 θ により算出される。ここで σ はDu Nouy式表面張力計を用いて輪環法により実測した。また $r_{c,max}$ はHeinesの装置³⁾の改良型式を用いて測定した毛管吸引力と含水率の関係から得られる。計算するにあたり θ の値はゼロとした。これにより求められた材料内の毛管吸引力分布をFig. 9に示す。

この図より $\omega_{1,0}=0.2$ と 0.7 の両者とも毛管吸引力は、材料表面に向かって増加していることがわかる。特に $\omega_{1,0}=0.7$ で含水率勾配の逆転が観察された $\bar{m}=0.40$ における毛管吸引力も同様に表面に向かって増加している。この結果、材料内の溶液は毛管吸引力勾配を推進力とし、常に材料表面に向かって移動することがわかる。ここで低含水率域における毛管吸引力分布が記されていないのは、既に液状水として移動できる限界値を超えているためであり、これらの含水率では溶液は懸吊水として存在していることになる。

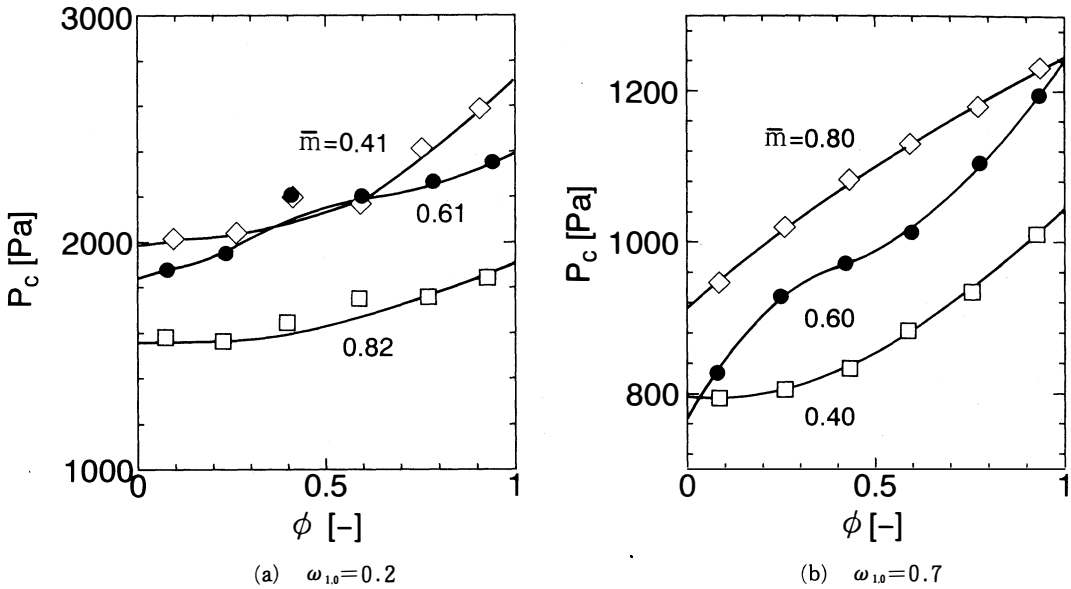


Fig. 9 毛管吸引力分布

結 言

IPA-水の2成分混合溶液を含む砂層の乾燥実験を行った。その結果、乾燥速度は材料表面における溶液の組成と温度に依存する。特にIPAが優先的に蒸発する場合、材料表面でIPAの比率が低下し、IPAの乾燥速度が著しく減少するため全体の乾燥速度は減少する。このとき組成の変化に伴って混合溶液の湿球温度が上昇するため、材料表面温度は上昇する。また境膜物質移動係数は気相中の組成の影響を受けない。

溶液は毛管吸引力勾配を推進力として移動するため、含水率勾配が逆転しても材料内の毛管吸引力分布は表面に向かって増加しているため溶液は常に表面へと移動し、その溶液は内部へ移動することなく乾燥が進行する。

謝 辞

本論文の作成に際し、富山大学大学院生矢部卓志氏（現在 中央電気工業㈱）、池上博志氏の御協力を頂いた。ここに感謝の意を表する。

使用記号

d_i : 密度	[kg/m ³]	t : 時間	[s]
kg : 境膜物質移動係数	[kg/(m ² ·Pa·s)]	ϵ : 空隙率	[-]
\bar{m} : 体積基準無次元平均含水率	[-]	θ : 接触角	[-]
n : 乾燥速度	[kg/(m ² ·s)]	ρ : 質量濃度	[kg/m ³ -材料]
p : 分圧	[Pa]	σ : 表面張力	[Pa·m]

p_c : 毛管吸引力	[Pa]	ϕ : 無次元距離	[—]
r_c : 毛細管半径	[m]	φ : 空隙基準含水率	[m ³ -liquid/m ³ -void]
T : 温度	[°C]	ω : 質量分率 (= ρ / ρ_T)	[—]

下添え文字

0 : 初期値, 1 : IPA, 2 : 水, T : 溶液, a : 空気, max : 最大値, s : 材料表面

参考文献

- 1) E.U.Schluender and F.Thurner: *Chem.Eng.Proc.*, **20**, 9 (1986)
- 2) E.U.Schluender and F.Thurner: *Chem.Eng.Proc.*, **19**, 337 (1985)
- 3) Haines, W.B.J: *Agric.Sci.*, **17**, 264 (1927)
- 4) 矢部卓志, 只木久仁治, 吉田正道, 宮下尚: 化学工学会富山大会講演要旨集 B13 (1993)

化学工学会富山大会 (1993年 5月), 化学工学会山口大会 (1995年 7月) にて発表。

Drying Mechanism of Sand Layer Containing Binary Mixture

M.Yoshida, Y.Satake, O.Yamada,
M.Yagi and H.Miyashita

Mechanism of mass transfer for drying of a sand layer containing binary mixture was studied experimentally. Aqueous solutions of isopropylalcohol with various compositions were used for the experiments. The drying process was examined in detail by measurement of the drying rate, the material temperature and the distribution of moisture content. The drying rate and the material temperature vary even for the period of surface evaporation. It was found that the drying rate and the material temperature are influenced by the composition of solution at the surface. Moreover, the reverse phenomena of moisture content gradient was observed for some initial composition. Even for such conditions, the capillary suction pressure monotonically increases towards the surface.

〔英文和訳〕

2成分溶液を含む砂層の乾燥機構

吉田 正道, 佐竹 行弘, 山田 修,
八木 雅彦, 宮下 尚

2成分溶液を含む砂層の乾燥における物質移動機構が実験的に研究された。様々な初期組成のIPA水溶液が実験に用いられた。2種類の試料容器を用いて乾燥速度、材料温度、及び含水率分布を測定することにより、乾燥過程の詳細な考察がなされた。乾燥速度、材料温度は一定値を示さないことや含水率勾配の逆転現象が観察された。混合溶液の乾燥速度と材料温度は初期組成に依存し、材料内部における溶液の移動は毛管吸引力によって引き起こされることがわかった。



フェノール系化合物添加による *Coriolus* リグニン分解酵素の誘導生産

松永 薫, 星野 一宏, 赤壁 節子, 諸橋 昭一, 笹倉 寿介

1 緒 言

森林植物の主成分であるリグニンは茶色の特性を持つ芳香族生体ポリマーである。パルプ製造業界において、パルプ中のリグニンの除去は必須のことである。リグニンを化学的に分解することは難しく、さまざまな化学的分解方法が考えられているが環境へ悪影響を及ぼすものが多い。このような問題に対して、近年、環境への影響を減少させることを目的としてリグニンを生物学的に分解することが注目されている。自然界において木材中のリグニンは様々な微生物、特に、担子菌 *Phanerochaete chrysosporium* と *Coriolus versicolor* (カワラタケ) によって分解されることが知られており^{1,2)} これらの菌株はリグニンの生物学的分解に関する研究には必要不可欠のものである。この担子菌類(白色腐朽菌)によるリグニンの分解は菌体外へ分泌される酵素(ラッカーゼ, リグニンパーオキシダーゼ, マンガンペルオキシダーゼなど)によって行われる。しかしながら、これらの酵素は天然ポリマーであるリグニンに対してどのように作用を及ぼすのかは複雑な反応が多いため現時点において完全には解明されていないが、リグニン分解には必須の酵素である。³⁾

本研究では、過去のデータから最もリグニン分解酵素を生産した担子菌 *C.versicolor* を使用し、培養条件および各種フェノール系化合物の添加による誘導的生産について検討した。具体的には、振とう培養と静置培養の比較、フェノール系化合物を添加することによるラッカーゼ等のリグニン分解酵素の誘導、さらに異なる *C.versicolor* 株への添加剤によるラッカーゼの誘導効果について検討した。

2. 実験材料および方法

2.1 使用菌株

本研究では、担子菌 *Coriolus versicolor* IFO 4937 (Institute of Fermentation, Osaka, Japan) を使用した。また、リグニン分解酵素の生産能力および誘導剤の効果を比較するために *Coriolus versicolor* IFO 8954, 9791, 30340, 30388 の4種類の菌株を使用した。

2.2 培養の方法

本研究で使用した液体培地の組成を以下に示す。グルコース; 10g/l, ポリペプトン; 10g/l, KH_2PO_4 ; 1.5g/l, $\text{MgSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$; 0.5g/l, チアミン塩酸塩; 2.0mg/l, $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$; 16mg/l, 培地はpHを0.1N塩酸を用いて5.6に調整し、メリクロン用三角フラスコ(100ml)に25mlずつ加えた。これらを121℃で15分間オートクレーブすることにより滅菌した。冷却後、約5日前より培養しておいたペトリディッシュより菌糸を採取し、生理食塩水に懸濁させた後、ホモジナイザーを用いて細分化

した懸濁液を三角フラスコに等量植菌することにより培養を開始した。培養は28℃にコントロールしたインキュベーター内で行った。

2.3 乾燥菌体重量

各サンプリング時間ごとの菌体の増殖量を調べるため、菌体の培地当たりの乾燥菌体重量を測定した。具体的には、ろ紙(Advantec, ろ紙NO. 131)を用いて三角フラスコ内の菌体と培養液を分離した。その後、菌体重量は、ろ紙上の菌体を蒸留水で5～6回洗浄し、80℃で一晩乾燥したあと秤量することにより調べた。この重量を培養液の体積で割った値を乾燥菌体濃度とした。

2.4 酵素活性

2.4.1 ラッカーゼ活性⁴⁾ ラッカーゼ活性は反応基質であるシリングアルダジンの酸化速度より測定した。測定は527nmにおける吸収の増加を分光光度法を用いて行った。反応は分光光度計のセル中で以下の試料を加えることにより行った。セル中での各組成は以下の通りである。0.1M酢酸緩衝液(pH 6.0) 2.8ml, 0.1%シリングアルダジンエタノール溶液0.1ml, 粗酵素液0.1ml。ラッカーゼの活性(kat)は反応基質であるシリングアルダジンを1秒間に1 mol酸化する酵素量と定義した。また、ラッカーゼ活性はシリングアルダジン酸化物の分子吸光係数 $65,000\text{M}^{-1}\text{cm}^{-1}$ を使用することにより計算した。

2.4.2 リグニンパーオキシダーゼ活性⁵⁾ リグニンパーオキシダーゼ活性はTien & Kirk法に改良を加えた方法を用いて測定した。反応は0.1Mグリシン-塩酸緩衝液(pH 3.0) 1.5ml, 12mM ベラトリルアルコール0.5ml, 0.3mM過酸化水素水0.5ml, 粗酵素液0.5mlを順に加えて行った。ラッカーゼ活性と同様に、分光光度法を用いて310nmにおける吸収の増加を測定した。リグニンパーオキシダーゼの活性(kat)は1秒間に1 molのベラトリルアルコールをベラトリルアルデヒドに変換する酵素量と定義した。また、活性の計算には、生成物であるベラトリルアルデヒドの分子吸光係数 $9,300\text{M}^{-1}\text{cm}^{-1}$ を使用することにより計算した。

2.4.3 マンガンペルオキシダーゼ活性⁶⁾ マンガンペルオキシダーゼ活性はGlenn & Gold法に改良を加えた方法を用いて測定した。反応は0.6mg/ml BSA, $200\mu\text{M}$ MnSO_4 , $80\mu\text{g/ml}$ 2,2'-Azino-bis(3-Ethylbenz Thiazoline-6-Sulfonic Acid) (以下ABTS)を含む0.1M酢酸緩衝液(pH 4.5) 1.5ml, $100\mu\text{M}$ 過酸化水素水1.4ml, 粗酵素液0.1mlを順に加えて行った。ラッカーゼ活性と同様に、分光光度計を用いて415nmにおける吸収の増加を測定した。マンガンペルオキシダーゼの活性(kat)は反応基質であるABTSを1秒間に1 mol酸化する酵素量と定義した。また、マンガンペルオキシダーゼ活性はABTS酸化物の分子吸光係数 $36,000\text{M}^{-1}\text{cm}^{-1}$ を使用することにより計算した。

2.5 ポリアクリルアミドゲル電気泳動

*C.versicolor*が培地中へ分泌するリグニン分解酵素の分布を調べるためにポリアクリルアミドゲル電気泳動を行った。電気泳動はアトー社製の電気泳動キットを使用し、標準タンパク質としての分子量マーカーキット MW-SDS-70, MW-ND-500 (Sigma.Co.)を使用した。培養液を濃縮するためにmicrocon 10 (グレースジャパン社)を用いて遠心分離操作により約2～3 mg-protein/mlになるまで濃縮した。これらの処理をした後、分離ゲルとして10%ポリアクリルアミドゲルを用いて電気泳動を行った。また、泳動後のタンパク質の染色はクマジープリアントブルー-Gによるタンパク質染色法により行った。

2.6 培養液の定量

培養液中の残存グルコース濃度は、グルコース-CII-テスト（和光純薬工業）を用いた酵素比色法により測定した。また、生成した酵素のタンパク質濃度はLowry法によって測定した。⁷⁾

3. 結果および考察

3.1 静置培養と振とう培養の比較

図1は、*C.versicolor*を20日間振とう培養、および静置培養した時の菌体の増殖、ラッカーゼ、およびリグニンパーオキシダーゼ活性、培養液の炭素源（グルコース）濃度変化を調べた結果である。菌体は静置培養において培養液の表面上でカーペット状に、また、振とう培養では培養液中でペレット状になった。グルコースの枯渇とともに菌体の増殖は停止し、各酵素の培地中への分泌生産が始まった。また、ラッカーゼ活性は、静置培養においては培養20日目で16.7nkat/mlとなり、振とう培養に比較して約2倍の活性を示した。リグニンパーオキシダーゼ活性も同様に静置培養が振とう培養の約4倍高い活性を示した。すなわち、本菌株は炭素源の枯渇とともにラッカーゼ、リグニンパーオキシダーゼを分泌生産し始めること、さらに振とう培養よりも静置培養を行った方がリグニン分解酵素の生産が良好であることがわかった。振とう培養で酵素の分泌量が低くなった主な原因は、菌体が培養液中でペレットを形成したため物質移動が低下したこと、振とうにより菌糸が刺激を受け炭素源の消費から作りだされるエネルギー（ATP等）を菌体の維持に利用したためと考えられる。したがって、以上のことから菌体の増殖、各リグニン分解酵素の生産において静置培養の方が適していると考えられるため、以下の実験では静置培養について検討した。

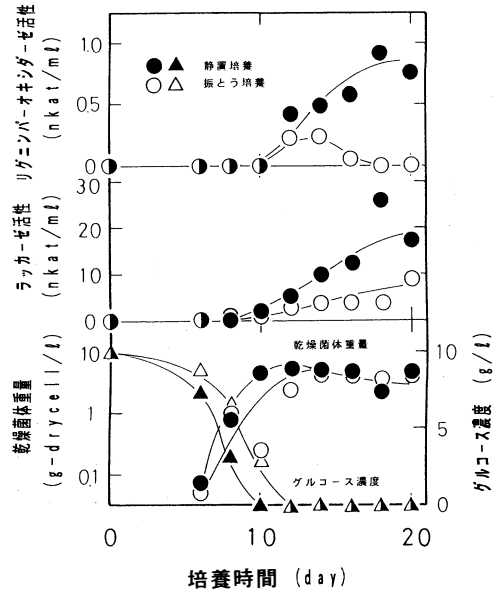


図1 *C.versicolor* IFO 4937株によるリグニン分解酵素の生産（静置培養と振とう培養の比較）

3.2 添加剤の誘導効果

リグニンは一般にフェニルプロパン系化合物が重合した高分子であるために、培養初期においてフェノール系化合物を添加しておくことによりリグニン分解酵素の培地への分泌量を増大できると期待される。そこで、リグニン分解酵素を効率よく培地へ分泌生産するためにフェノール系化合物の培地への添加効果について検討した。添加剤として表1に示した37種のフェノール系化合物を培養初期にそれぞれ1 mMになる

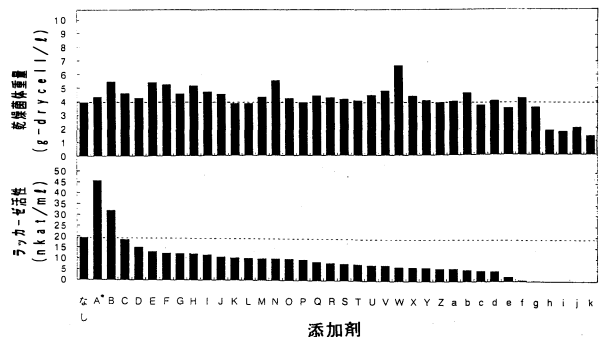


図2 *C.versicolor* IFO 4937によるラッカーゼの生産（添加剤による影響）※添加剤A～kは表1に示す

A	ヘスペリジン	N	バニリアセトン	a	ヒドロキシ安息香酸
B	1,3-ジヒドロキシナフトレン	O	バニリン	b	3-ヒドロキシチラミン
C	ピロガロール	P	シリングアルダジン	c	ベンジルアルコール
D	ナリンギン	Q	カテコール	d	アセトバニロン
E	3,4-ジヒドロキシ桂皮酸	R	L-DOPA	e	ペラトリルアルコール
F	trans-桂皮酸	S	プロトカテキュ酸	f	キシリジン
G	クロロゲン酸	T	フロログルシン	g	p-クロロフェノール
H	4-ヒドロキシ-3-メトキシ桂皮酸	U	レゾルシン	h	p-ヒドロキシビフェニル
I	3-フェニル-2-プロペン-1-オール	V	セサモール	i	4-クロロ-1-ナフトール
J	L-チロシン	W	p-アニシジン	j	フェノール
K	L-ラムノース	X	ABTS	k	p-クレゾール
L	L-フェニルアラニン	Y	ヒドロキノン		
M	没食子酸	Z	p-メトキシフェノール		

表1 添加剤の名称

ように培養液中に加えた。図2は添加剤の入った培地で *C.versicolor* を20日間培養したときの菌体濃度およびラッカーゼ活性を示す。破線は添加剤を加えないときの結果であり、菌体濃度は3.94g/l, ラッカーゼ活性は19.4 nkat/mlであった。ラッカーゼ活性の誘導に有効であると従来報告されているナリンギン⁸⁾, p-アニシジン⁹⁾よりもフラボノイドの一種であるヘスペリジン, 1,3-ジヒドロキシナフトレン (図3に示す) の添加で顕著な誘導が認められた。図2よりこの2種類の化合物を添加したときの菌体濃度は添加していない場合と比較して大きな差はないものの、ラッカーゼ活性においてはヘスペリジン添加で無添加の約2倍の、また、1,3-ジヒドロキシナフトレン添加では約1.5倍の生産向上が認められた。したがって、これらの誘導剤の添加は菌体の増殖に影響を与えず、酵素の分泌生産量を増大させる効果があるものと考えられる。ヘスペリジンの構造について検討すると、従来、誘導効果があるとされているナリンギンとよく似たフラボノイド構造をしておりヘスペリジンとナリンギンの違いはベンゼン環の置換基だけである。一方、ヘスペリジン, ナリンギンともに2糖のラムノグルコシドを有する配糖体であるがラムノース (図2, 添加剤K) だけでは誘導が認められなかった。以上のことより *C.versicolor* のラッカーゼ分泌生産はヘスペリジンのフラボノイドによって誘導が引き起こされるものと考えられる。今後、ラッカーゼ生産に対してヘスペリジンがいかに誘導に影響しているのかを詳細に検討する予定である。

図4は、さらに多量のラッカーゼを分泌生産させるために、最も誘導効果が認められたヘスペリジンの至適濃度を調べた結果である。まず、図より菌体の増殖速度はヘスペリジン添加量に依存せず、ほぼ一定の増殖曲線を示した。しかし、ラッカーゼの培

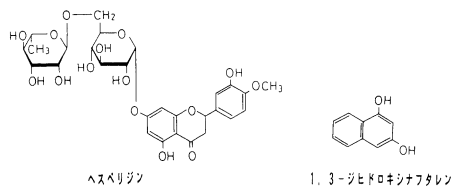


図3 添加剤の構造式

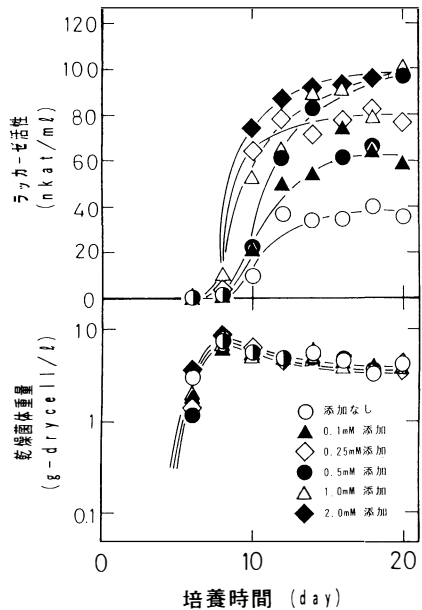


図4 *C.versicolor* IFO 4937によるラッカーゼの生産 (ヘスペリジン濃度による影響)

地への分泌量はヘスペリジン濃度の増加とともに向上することがわかった。最大酵素活性で比較すると添加なしの培養では培養20日目に40.5nkat/mlであったがヘスペリジンを0.5、及び1.0mM添加することにより、培養20日目に97.9,101nkat/mlにまで達し約2.5倍に向上することができた。しかし、0.5mM以上の添加では最大酵素活性はほぼ等しく過剰に添加しても誘導効果は上がらないことがわかった。したがって、ラッカーゼを効率よく分泌生産させるためには、培地へ0.5mMになるようにヘスペリジンを添加することが有効であることがわかった。

3.3 各菌株による酵素生産

図5は *C.versicolor* IFO4937株のラッカーゼの誘導に対して効果のあったヘスペリジンが異なる *C.versicolor* 株に有効であるか調べた結果である。ヘスペリジンの培地への添加量を0.5mMとして、それぞれの株について添加の有無によるラッカーゼ、リグニンパーオキシダーゼ、マンガンペルオキシダーゼ活性を調べた。ヘスペリジンの添加は5種類すべての菌株に対しリグニン分解酵素を生産増大できることがわかった。またリグニンパーオキシダーゼ、マンガンペルオキシダーゼはヘスペリジンを添加することで、無添加の場合の1.2~4倍に増大できた。さらに、IFO 4937株のラッカーゼはヘスペリジンを添加することで培養20日目に32.3nkat/mlとなり、無添加の場合の約2.4倍という顕著な誘導が認められた。したがって、ヘスペリジンは *C.versicolor* 株のリグニン分解酵素の分泌生産に対して有効な誘導剤であることがわかった。図6は図5に示した5種類の *C.versicolor* 株について、ヘスペリジン添加なし、0.5mM添加の計10種類について電気泳動を行い、培地への誘導効果を調べた結果である。レーン1はIFO 4937の場合でヘスペリジンを添加しなかった結果を、2はそのヘスペリジン添加した結果を示す。また、3、4はIFO 8754、5、6はIFO 9791、7、8はIFO 30340、9、10はIFO 30388また11は分子量マーカーの結果である。電気泳動の各サンプルは培養20日目の培養液を同じ割合で濃縮した液を用いた。この電気泳動の結果から各 *C.versicolor* の培地に分泌しているラッカーゼは分子量55.7kDa（主バンド）であることがわかった。さらに、ヘスペリジンを添加しない場合より、添加した場合、いずれの株でもラッカーゼのバンドが濃くなっていることがわかった。したがって、ヘスペリジンの添加は分泌する酵素の活性が高くなるのではなく、分泌する酵素量が多くなったためであることがわかった。

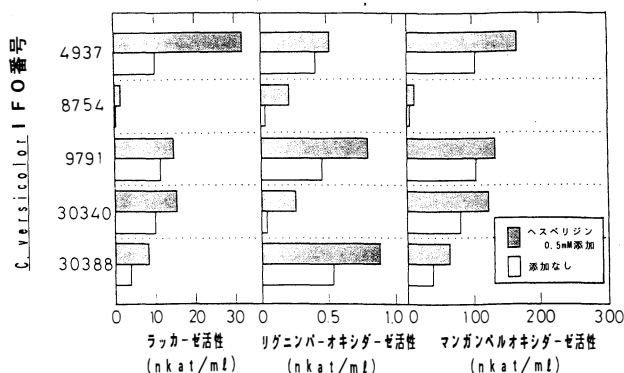


図5 各種菌株によるリグニン分解酵素の生産（ヘスペリジン濃度による影響）

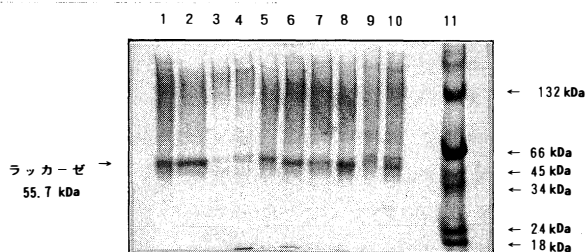


図6 各種菌株が生産するリグニン分解酵素の分子量分布 ※本電気泳動は10%アクリルアミドゲルを使用し、SDSは添加しなかった。レーン1は *C.versicolor* IFO 4937株でヘスペリジンを添加しなかった場合、2は添加した場合、3、4はIFO 8754株、5、6はIFO 9791株、7、8はIFO 30340株、9、10はIFO 30388株、11は分子量マーカーの結果を示す。

4. ま と め

- (1) *C.versicolor* IFO 4937によるラッカーゼ, リグニンパーオキシダーゼ分泌生産は振とう培養よりも静置培養が適していた。
- (2) ラッカーゼはフラボノイドの一種であるヘスペリジンを培地中へ0.5mM添加することで最大酵素活性は約100nkat/mlまで向上させることができた。
- (3) *C.versicolor* 株が分泌生産するリグニン分解酵素は, ヘスペリジンを添加することによって増大することがわかった。

参 考 文 献

- 1) P.M.Coll, J.M.Fernández-Abalos, J.R.Villanueva, R.Santamaría, and P.Pérez: *Appl. Environ. Microbiol.*, **59**, 2607-2613 (1993).
- 2) Y.Nishizawa, K.Nakabayashi, and E.Shinagawa: *J.Ferment. Bioeng.*, **80**, 91-93 (1995).
- 3) J.P.Kaiser and K.W.Hanselmann: *Experientia*, **38**, 167-176 (1982).
- 4) O.Milstein, B.Nicklas, and A.Hüttermann: *Appl. Microbiol. Biotechnol.*, **31**, 70-74 (1989).
- 5) M.Tien and T.K.Kirk: *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **81**, 2280-2284 (1983).
- 6) Glenn, J.K. and Gold, M.H: *Arch. Biochem. Biophys.*, **242**, 329-341 (1985).
- 7) O.H.Lowry, N.J.Rosebrough, A.J.Farr, and R.J.Randall: *J. Biol. Chem.*, **193**, 265 (1951).
- 8) 川口 浩一: 平成6年度 富山大学大学院工学研究科化学工学専攻 修士学位論文.
- 9) J.M.Bollag, K.L.Shuttleworth, and D.H.Anderson: *Appl. Environ. Microbiol.*, **54**, 3086-3091 (1988).

Inductive Production of *Coriolus* Ligninolytic Enzymes by Adding Phenolic Compounds

Kaoru Matsunaga, Kazuhiro Hoshino, Setuko Akakabe,
Shoichi Morohashi, Toshisuke Sasakura,

Coriolus versicolor strain produces extracellularly lignin-decomposing enzymes such as laccase, lignin peroxidase, and Mn peroxidase. To achieve the high yield of these enzymes, we studied on the condition of culture method and/or the effect of several inducers on lignin-decomposing activities to effectively produce these enzymes. As a result, the production of lignin-decomposing enzymes by *C.versicolor* was higher using surface culture method than that using shaking culture method. Moreover, by adding hespersin to culture medium, the production of these enzymes was remarkably increased. Especially, in the case with 0.5mM hespersin, laccase produced by *C.versicolor* IFO 4937 achieved at ca.100nkat/ml, which was about 2.5-fold higher than that without one.

〔英文和訳〕

フェノール系化合物添加による *Coriolus* リグニン分解酵素の誘導生産

松永 薫, 星野 一宏, 赤壁 節子, 諸橋 昭一, 笹倉 寿介

C.versicolor は細胞外にラッカーゼ, リグニンパーオキシダーゼ, マンガンペルオキシダーゼなどのリグニン分解酵素を生産する。そこで, それらの酵素の生産量を増大するために, 培養条件とフェノール系化合物の添加効果について検討した。その結果, リグニン分解酵素を効率よく生産するには振とう培養よりも静置培養が有効であることがわかった。また, ヘスペリジンの添加はリグニン分解酵素の分泌生産量を増大することがわかった。特に, *C.versicolor* IFO 4937 によって生産されるラッカーゼはヘスペリジンを0.5mM添加することで最大酵素活性が約100nkat/mlに達し, 無添加の場合の約2.5倍まで向上することができた。

ごまカルスによるリグナン性抗酸化物質の生産

大桑真由美, 星野 一宏, 赤壁 節子,
諸橋 昭一, 笹倉 寿介

1. はじめに

植物は光合成能をはじめとする優れた合成能力を持ち、地球上の全生物の生存を支えている。この能力は我々が未だに化学合成できない反応をも可能であり、合成されるものには有用物質が極めて多い。このような能力を利用し、人為的に光合成等を行わせ有用物質の生産を行わせようとする技術が植物組織培養法である。近年、これらの研究が盛んになり、植物を材料とする物質生産技術が可能になってきた。植物組織培養法とは、無菌状態下において、植物体から生きている組織片を切り取り、栄養培地で無限に生育させるプロセスを指す。その中の1つであるカルス培養とは、植物組織を分化させず、未分化のままで細胞を成長・増殖させる増殖性細胞の培養であり、この細胞は遺伝子学的に同じ性質を持つという特徴がある。近年、このような培養細胞を大量に増殖させ、植物体に再分化させる栄養繁殖法は、すでに一般的な技術となっており、ランなどの植物で実用化されている。また、植物の栽培は季節などの影響のため栽培期間の限定、広大な栽培面積が必要である等の制限が多いが、カルスは四季を問わず培養でき、培養スペースについては培養器の詰みかさね可能等空間の有効利用ができるなど従来の植物栽培の難点を克服できる。このように、植物組織培養は、応用例も多く、近い将来有用物質生産についてめざましい成果をあげると期待されている¹⁾。

本研究では、有用物質を含む植物としてごま (*Sesamum indicum* L.) に注目した。ごまは古くから食用、生薬として利用されてきた²⁾。例えば、ごま油は長期間、空気にさらしても酸化されにくいという性質をもつ。これは、ごま中に存在する抗酸化性物質であるリグナン物質が、油脂中または脂肪酸の酸化を防止しているためである^{3,4)}。近年、これらの研究が盛んであり、その効力として老化防止、抗癌性があると報告されている⁵⁾。しかし、これらリグナン物質のごま中での存在場所、形、生合成過程などは未だ不明な部分が多く、現在も盛んに研究が進められている。また、ごまは、短期間で成長をとげ収穫できる植物であるが、高温高日照を必要とするため夏期の3か月間の栽培でしか収穫できず、年間収穫高は、この時の収量でしかない。

そこで、本研究では、ごまから培養条件等のコントロールを行い易い増殖性細胞(カルス)を誘導し、このカルスを用いて抗酸化性を有するリグナン物質を効率的に生産することを検討した。Fig. 1は、本研究で検討したリグ

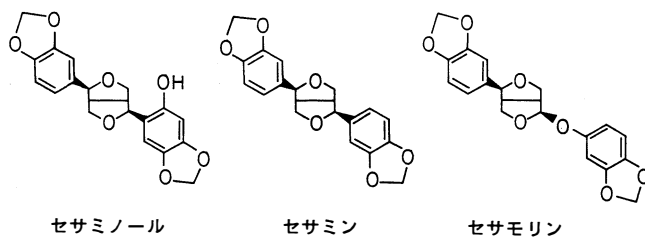


Fig. 1 ごまに含まれる抗酸化性リグナン物質の構造

ナン物質であるセサミノール、セサモリン、セサミンの構造である。ごま中のリグナン物質の大部分を占めるセサミンは、過酸化脂質中に発生するラジカルを捕捉する活性を有し、老化の原因となっている過酸化脂質の蓄積を防ぎ、また、 $\Delta 5$ 不飽和酵素阻害活性や肝機能改善、降コレステロール、発癌誘発抑制などの生理活性作用を持つことが明らかになっている⁵⁻⁹⁾。

2. 方 法

2.1 実験材料および方法

ごまの種子は、サカタのタネ(株)より購入した白ごま *Sesamum indicum* L. (生産地：京都，1992年9月採種)を使用した。

実験を通じて、培地は、標準濃度のMS培地¹⁰⁾を使用した。炭素源としてショ糖 (30g/l) を添加した。植物ホルモン (成長調節物質) としてオーキシシンとサイトカイニンを用いた。培地のpHは、滅菌前に0.1N NaOHを用いてpH5.6 \pm 0.1に調整した。固体培地の場合、上記MS培地に濃度が1%となるように寒天を添加した。培養器として、固体培地の場合は植物用試験管 (100mm \times ϕ 40mm) に20mlの培地を入れ、また、液体培養の場合はメリクローン用三角フラスコ (100ml \times ϕ 40mm) に25mlの培地を入れ、それぞれオートクレーブを用いて121 $^{\circ}$ C、15分間滅菌した。培養は、温度を28 $^{\circ}$ Cと常に一定に保ち、6,000Luxの連続照射で行った。また、固体培養は静置、液体培養では120rpmの8の字旋回の振盪培養で行った。特にことわりがない限り、以上の培養条件で行った。

2.2 ごまからのカルス誘導

ごま種子から増殖性細胞、すなわちカルスを誘導する方法を以下に示す。まず、ごま種子を、無菌状態の下で、1%次亜塩素酸ナトリウム水溶液で洗浄後、滅菌水で2回濯ぎ、植物用試験管に播種した。その後、恒温器中 (暗所、28 $^{\circ}$ C) で発芽するまで約4~5日静置培養した。発芽後、モヤシ状のごま (以下、ごまモヤシ) を1mmに切りぎざみ、植物ホルモンとして2,4-ジクロロフェノキシ酢酸0.1 μ M (以下、2,4-D)、およびカイネチン10 μ M (以下、K) を添加した固体培地に植え、暗所恒温器中で静置培養を行った。約1週間後、カルス化した部分を植え継ぎ、その後、約1か月ごとに固体培地で継代培養を行った。

2.3 カルスの液体培養

誘導したカルスは、0.05 μ M 2,4-D、10 μ M Kのホルモン濃度となるように調節したMS液体培地中で光照射下で振盪培養を行った。

2.4 サンプルの回収方法

増殖したカルスと培養液は、濾過することによって分離した。培養液は回収し、糖分析に供するまで冷凍庫 (-30 $^{\circ}$ C) 中で保存した。また、濾紙上に残ったカルスは、蒸留水で十分洗浄した後、濾紙 (ADVANTEC, No. 131) 上で軽く水分を吸収させ、湿潤状態でカルス重量を測定した。

2.5 リグナン物質の抽出と分析

ごまカルス中に含まれるリグナン物質の抽出および分析は以下の方法で行った。サンプリングしたカルスの重量を測定後、カルスを乳鉢ですりつぶし、一定量のメタノール (15ml) を添加し、一昼夜冷蔵庫 (4 $^{\circ}$ C) で放置した。このカルス-メタノール抽出液を濾過し、濾液を一定量分取した。この

メタノール画分を40℃減圧下で濃縮乾固した。ごま中に含まれるリグナン物質はグルコースがβ結合した配糖体の形で存在していると報告されている^{11,12)}。そこで、β-グルコシダーゼを利用して抽出画分を加水分解し、リグナン物質と糖を切断した。まず、残留分に0.1Nの酢酸緩衝液(pH5.0)に溶解したβ-グルコシダーゼ(メイセラーゼ, 明治製菓)を添加し、加水分解させ(30℃, 24時間)、リグナン物質から配糖体を切断した。加水分解後、酢酸エチルを用いてリグナン物質を抽出し、酢酸エチル画分を40℃減圧下で濃縮乾固後、一定量メタノール(1 ml)で再溶解し、これを高速液体クロマトグラフィー(HPLC)の試料とした。

リグナン物質の定性、定量にはHPLCを用いた。標品のセサミノール、セサミンおよびセサモリンは、福田ら¹³⁾およびBernt Carnmalmら¹⁴⁾の方法により、市販ごま油から単離同定したものをを用いた。分析量中の3成分の同定は、Retention timeとともに標品とのCo-injectionによる方法で行った¹⁵⁾。成分の定量は各標品とのピーク高さより算出した。HPLC条件は、紫外吸収計(SPD-10A), ポンプ(LC-9A)(島津製作所)を用い、カラムにはSTR ODS-IIを用い分離した。移動層は、メタノール：水=7：3を使用し、移動層流速は1 ml/min, また、検出波長は290nmで室温で分離同定した。本測定法における各リグナン物質のRetention timeは、セサミノールが10min, セサミンが16min, セサモリンが23minであった。

2.6 リグナン物質含量に対するごまの形態の影響

ごまの形態によるリグナン物質含量は2.5に示した方法により行った。しかし、β-グルコシダーゼ処理は行わなかった。また、種子、モヤシおよびカルスの含水率は、それぞれを湿潤状態の重量を測定後、80℃で24時間乾燥させた重量を測定し、その割合を算出した。

2.7 リグナン物質前駆体添加の影響

培地成分にリグナン物質前駆体を添加し、リグナン物質の生産影響について検討した。選択した前駆体は、L-フェニルアラニン(以下、L-Phe), L-チロシン(以下、L-Tyr), *trans*-桂皮酸, *p*-クマル酸, カフェ酸, フェルラ酸, コニフェリルアルコール(和光純薬工業)である。各前駆体を培地調整時に1 mMとなるように培地中に添加し、滅菌後、無菌状態でpH5.6±0.1に再調整した。その後、液体振盪培養で30日間培養を行った。

2.8 リグナン物質の誘導

培地成分にフェノール系化合物を添加し、リグナン物質の生産影響について検討した。使用したフェノール系化合物として、バニリン, アセトバニロン, クロロゲン酸, ナリンギン, *p*-ヒドロキシアニソ酸(和光純薬工業)を用いた。各フェノール系化合物を1 mMとなるように培地中に添加し、30日間液体振盪培養を行った。

3. 結果と考察

3.1 リグナン物質含量に対するごまの形態の影響

植物は、根、茎、葉、花、種子のように生理活性の維持、子孫繁栄などの目的のためそれぞれの細胞が異なった形態をとって形成しており、各細胞が同一遺伝子を有しているものの、その機能、能力は異なる。そのため、同一植物体でも各細胞内成分、生成物は異なってくる。そこで、ごまの形態による生成物の違いについて検討した。まず、ごまの種子、モヤシ、カルスの状態について調べた。ご

形態	セサミノール	セサモリン	セサミン	含水率 [%]
種子 ^{a)}	0	4.30×10^2	5.72×10^3	3.2
モヤシ ^{b)}	27.1	0	0.59	93
カルス ^{c)}	1.98	0.44	0.51	94

Table. 1 ごまの形態の違いによるリグナン物質含有量

- a) 種子 1 g 中に含まれるリグナン物質含有量 [μg/g]
- b) モヤシ 1 g 中に含まれるリグナン物質含有量 [μg/g]
- c) カルス 1 g 中に含まれるリグナン物質含有量 [μg/g]

ま種子は、白色で長さ2.5mmの偏平な倒卵状であった。ごま種子を固体培地に播種後、培養6日目では約6~7cm、双葉が黄色のモヤシとなった。また、ごまカルスは、液体培養30日目では直径2cmの緑色の塊となった。

Table. 1は、ごまの各形態の違いによる各リグナン物質含有量を示す。ごま種子中には、セサモリン、セサミンはそれぞれ種子1gあたり0.43, 5.72mg存在していたが、セサミノールは検出されなかった。ごまモヤシ中には、セサミノール、セサミンはそれぞれ27.1, 0.59μg存在していたが、セサモリンは検出されなかった。また、ごまカルス中には、セサミノール、セサモリン、セサミンがそれぞれ1.98, 0.44, 0.51μg存在していた。種子は後者の2つに比べて、含水率が3.2%と極めて少なく、また、これらリグナン物質は水よりも油に溶けやすいため、リグナン物質含有量が高くなったと考えられる。しかし、モヤシおよびカルスは、種子中には見られなかったセサミノールを多く含んでいた。これは、種子よりも水分が多く含んでいるため、代謝により生産されたセサミン、セサモリンが反応し、より極性の高いセサミノール、あるいはその配糖体を生成し、蓄積すると報告されている結果と一致する^{6,16)}。さらに、このセサミノールは、セサミン、セサモリンよりも抗酸化性が高いと報告されており¹⁵⁾、セサミノールの効率的生産のためにごまカルスを用いることは極めて有効であると考えられる。そこで、リグナン物質の含量は少ないものの、増殖が速く、取扱いの容易なごまカルスを用いて、抗酸化性リグナン物質の生産について検討を行った。

3.2 ごまカルスの回分培養

ごまカルスの増殖とカルス中のリグナン物質生産の

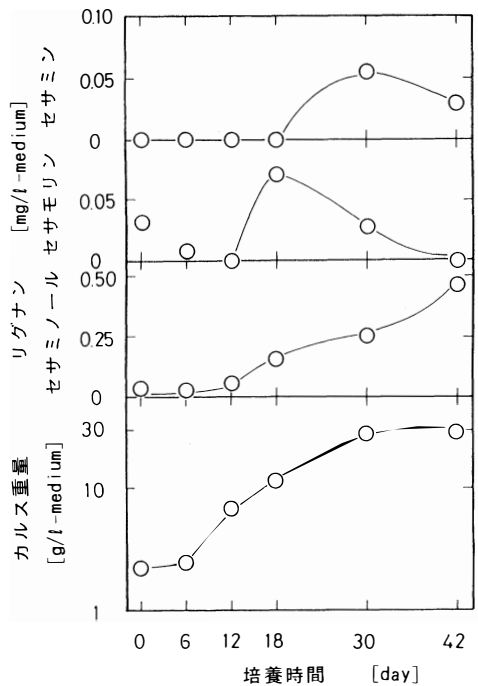


Fig. 2 ごまカルスの回分培養

関係について検討した。Fig. 2は、ごまカルスの液体振盪培養を42日間行った結果を示す。ごまカルスは、培養6日目から対数的に増殖が始まり、培養30日目ではほぼ増殖が停止し、カルス重量は約28 g/l-mediumとなった。ごまカルスに含まれるセサミノール、セサモリン、セサミンは、それぞれ最大0.47 (培養42日目)、0.07 (18日目)、0.06 (30日目) mg/l-medium生産され、抗酸化性の高いセサミノールを大量に生産できることがわかった。また、これらの物質は、増殖後期から定常期 (培養18日以降) の間で生産されていることから、リグナン物質の生合成は二次代謝の形で行われていると考えられる。

3.3 リグナン物質前駆体添加の影響

Fig. 3は一般に知られている植物による炭水化物からのリグナン物質生合成経路を示す¹⁷⁾。光合成によって得られた炭水化物は、シキミ酸経路を経て芳香族アミノ酸であるL-Phe, L-Tyrとなる。これらアミノ酸を脱アミノ化し、桂皮酸類を生合成する。この桂皮酸類が代謝されフェルラ酸が生じ、アルコールに還元された後、脱水素重合により二量化が起こりリグナン物質が生合成される。

また、Fig. 2に示したごまカルスの回分培養の結果より、セサミノール、セサモリン、セサミン等のリグナン物質生合成は二次代謝経路上にあると考えられる。そこで、この経路上に存在する二次代謝経路上のフェニルプロパン系化合物(C₆-C₃)の桂皮酸類、およびtrans-桂皮酸前駆体であるL-Phe, L-Tyrを培地中に添加することにより、二次代謝経路の存在確認ができ、さらに、リグナン物質生合成速度の向上に有利であると考えられる。Fig. 4は、各フェニルプロパン系化合物を培地中に1 mMとなるように添加し、30日間振盪培養したときの各リグナン物質の生産量を示す。Fig. 4より、カルスの増殖は、前駆体無添加の場合、36.4g/l-mediumも増殖したのに対して、trans-桂皮酸、p-クマル酸、カフェ酸、フェルラ酸などの桂皮酸類を添加した場合、1.26~10.7g/l-mediumであり、あまり増殖しないことがわかった。また、リグナン物質生産

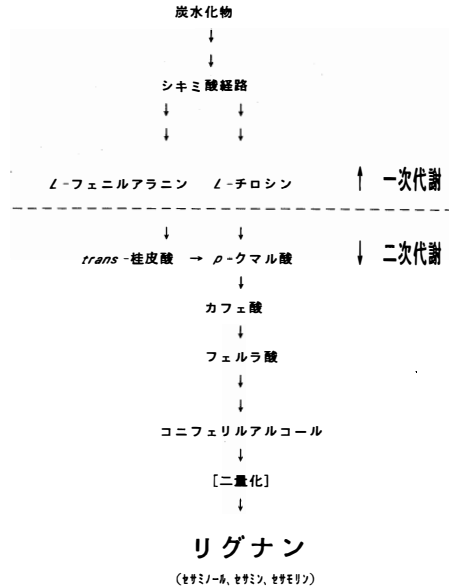


Fig. 3 リグナン物質生合成経路

添加物 [1mM]	カルス重量 [g/l-medium]	セサミノール [mg/l-medium]			セサモリン [mg/l-medium]			セサミン [mg/l-medium]		
		0.05	0.10	0.15	0.05	0.10	0.15	0.05	0.10	0.15
無添加	36.4	0	0	0	0	0	0	0	0	0
L-フェニルアラニン	31.0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
L-チロシン	18.9	0	0	0	0	0	0	0	0	0
trans-桂皮酸	1.56	0	0	0	0	0	0	0	0	0
p-クマル酸	1.26	0	0	0	0	0	0	0	0	0
カフェ酸	10.7	0	0	0	0	0	0	0	0	0
フェルラ酸	2.15	0	0	0	0	0	0	0	0	0
コニフェリルアルコール	28.1	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Fig. 4 ごまカルスによるリグナン物質生産におけるリグナン物質前駆体の添加影響

は、無添加の場合、セサミノール0.07mg/l-medium, セサモリンおよびセサミンを各0.02mg/l-mediumと比較的良好に生産しているものの、桂皮酸類の添加はいずれの場合も少なく、セサモリンおよびセサミンは0.01mg/l-medium以下で、セサミノールは全く生産しなかった。しかし、これらの前駆体であるL-Pheは、無添加と同等に増殖がよく、セサミノールの生産を無添加と比較して約2倍(0.14mg/l-medium)に高めることができた。また、L-Tyrは、増殖はあまりよくはなく無添加の場合の50%であったが、セサミノール、セサミンの生産をそれぞれ1.5, 4.5倍高めることができた。また、リグナン物質へ二量化する前の前駆体であるコニフェリルアルコールの添加は、セサモリン、セサミンの生産をそれぞれ約2倍高めることができた。したがって、カルボキシル基を存する桂皮酸類は、カルス増殖とリグナン物質生産に悪い影響を与えることがわかった。しかし、二次代謝経路の上流にあるL-Phe, L-Tyrと二量化する前のコニフェリルアルコールの添加によりリグナン物質の生産量が向上することから、セサミノール、セサミンの生合成を効率的に行うためには、Fig. 3に示したリグナン生合成経路上の前駆体を選択し添加することが効果的であると考えられる。

3.4 リグナン物質の誘導

次に、さらに効率良くリグナン物質を生産するためにフェノール系化合物の添加効果について検討した。Fig. 5は、フェノール系化合物を1mMとなるよう培地中に添加し、30日間振盪培養したときの各リグナン物質の生産量を示す。添加したフェノール系化合物の中でバニリンは、増殖に全く影響せず、セサミノール生産は0.19mg/l-mediumと無添加の場合と比較して約2.6倍と最も高めることができた。また、*p*-ヒドロキシ安息香酸の添加は、増殖には好ましくなく、無添加の場合の約25%と低くなったが、セサミノール、セサモリン、セサミン生産がそれぞれ0.10, 0.12, 0.07mg/l-mediumであり、無添加と比較して、それぞれ1.4, 7.5, 3.7倍高めることができた。したがって、フェノール系化合物の添加は、抗酸化性の高いセサミノール生産量を高めるのに有効であることがわかった。

添加物 [1mM]	カルス重量 [g/l-medium]	セサミノール			セサモリン			セサミン		
		[mg/l-medium]	[mg/l-medium]	[mg/l-medium]	[mg/l-medium]	[mg/l-medium]	[mg/l-medium]	[mg/l-medium]	[mg/l-medium]	
無添加	36.4	0.05	0.10	0.15	0.05	0.10	0.15	0.05	0.10	0.15
バニリン	36.4	0.19	0.10	0.15	0.05	0.10	0.15	0.05	0.10	0.15
アセトバニロン	14.3	0.10	0.10	0.15	0.05	0.10	0.15	0.05	0.10	0.15
クロロゲン酸	18.2	0.10	0.10	0.15	0.05	0.10	0.15	0.05	0.10	0.15
ナリンギン	21.0	0.10	0.10	0.15	0.05	0.10	0.15	0.05	0.10	0.15
<i>p</i> -ヒドロキシ安息香酸	8.71	0.10	0.10	0.15	0.05	0.10	0.15	0.05	0.10	0.15

Fig. 5 ごまカルスによるリグナン物質生産におけるフェノール系化合物の添加影響

4. ま と め

本研究では、植物組織培養法の1つであるカルス培養を用いて、ごま特有の抗酸化性物質であるリグナン物質の生産について検討した。その結果、ごまはカルス化することにより種子中には見られなかった抗酸化性の高いセサミノールを生合成し、カルス中に蓄積した。このときのセサミノール生産量は培養42日目まで0.47mg/l-mediumであった。また、芳香族アミノ酸であるL-Phe, L-Tyrの添加、およびフェノール系化合物であるバニリンの添加はリグナン物質生産量を1.5~4.5倍に高めることが

できた。

引用文献

- 1) 清水碩, 芦原坦, 作田正明: 植物組織培養入門, オーム社 (1992).
- 2) 並木満夫, 小林貞作: ごまの科学, 朝倉書店 (1989).
- 3) 福田靖子, 大澤俊彦, 並木満夫: 日本食品工業学会誌, **28**(8), 461-464 (1981).
- 4) Y.Fukuda, M.Nagata, T.Osawa and M.Namiki: *Agric.Biol.Chem.*, **50**, 857-862 (1986).
- 5) N.Hirose, F.Do, T.Ueki, K.Akazawa, K.Chijiwa, M.Sugano, K.Akimoto, S.Shimizu and H.Yamada: *ANTICANCER RESEARCH*, **12**, 1259-1266 (1992).
- 6) 栗山健一, 無類井建夫: 日本農芸化学会誌, **69**(6)703-705 (1995).
- 7) S.Shimizu, K.Akimoto, Y.Shinmen, H.Kawashima, M.Sugano and H.Yamada: *LIPIDS*, **26**(7) 512-516 (1991).
- 8) 浅見純生, 秋元健吾, 阿部圭一, 赤松剛, 小西恭子, 清水昌, 菅野道広, 山田秀明: 1993年度日本農芸化学会講演要旨集, **67**, 501 (1993).
- 9) R.Umeda-Sawada, Y.Fujiwara and O.Igarashi: *Biosci.Biotech.Biochem.*, **58**, 2114-2115 (1994).
- 10) T.Murashige and F.Skoog: *Physiol.Plant.*, **15**, 473-497 (1962).
- 11) 栗山健一, 土屋欣也, 無類井建夫: 日本農芸化学会誌, **67**(12), 1693-1700 (1993).
- 12) 栗山健一, 無類井建夫: 日本農芸化学会誌, **67**(12), 1701-1705 (1993).
- 13) 福田靖子, 大澤俊彦, 川岸舜朗, 並木満夫: 日本食品工業学会誌, **35**, 483-486 (1988).
- 14) B.Carntmalm, H.Erdyman and Z.Pelchowicz: *Acta Chem.Second.*, **9**, 1111-1118 (1955).
- 15) Y.Fukuda, M.Nagata, T.Osawa and M.Namiki: *JAOCS*, **63**, 1027-1031 (1986).
- 16) M.Nagata, T.Osawa, M.Namiki, Y.Fukuda and T.Ozaki: *Agric.Biol.Chem.*, **51**, 1285-1289 (1987).
- 17) 石倉成行: 植物代謝生理学, 森北出版, (1987).
- 18) 大桑真由美, 星野一宏, 笹倉寿介, 増田恭次郎, 山田恭司: 平成7年度日本生物工学会講演要旨集, p.91 (1995).

Production of Lignan Antioxidant Materials by Cluster-Cultured Sesame Cells (*Sesamum indicum* L.)

Mayumi Okuwa, Kazuhiro Hoshino, Setuko Akakabe,
Shoichi Morohashi, and Toshisuke Sasakura

For a long time, sesame seeds and oil have been used for foodstuffs and/or medicals, and it had been suggested that they have strong antioxidative activity. Recently, it was found that this activity attributed to lignan materials such as sesamin and sesamolin existed in sesame seed and/or oil. In this study, sesame callus was induced from sesame seed to effectively produce the useful lignan materials. In shaking culture of the induced callus for 42 days, sesaminol was produced in the callus at the level of 0.47 mg/l-medium, which unproduced in sesame seed and exhibited a higher antioxidant activity than sesamin and sesamolin. Moreover, by adding precursors (*L*-Phe, *L*-Tyr), or phenolic materials (vanillin) to medium, the amounts of lignan antioxidant materials produced can be 1.5~4.5-fold higher than those without.

〔英文和訳〕

ごまカルスによるリグナン性抗酸化物質の生産

大桑真由美, 星野 一宏, 赤壁 節子,
諸橋 昭一, 笹倉 寿介

ごまは、古くから、食用、生薬として利用され、酸化されにくいという性質があることがわかってきた。近年、この抗酸化作用は、ごま中に含まれるセサミン、セサモリンなどのリグナン性抗酸化物質であることが明らかになってきた。そこで、本研究ではこの有用なリグナン物質を効率よく生産するため、ごま種子からカルスを誘導した。ごまカルスは、振盪培養42日目まで、ごま種子中には見られなかったセサミノールを0.47mg/l-medium生産した。このセサミノールはセサミン、セサモリンよりも抗酸化性が高い物質であると報告されている。また、前駆体 (*L*-フェニルアラニン, *L*-チロシン) や、フェノール系化合物 (バニリン) を培地中に添加することによってリグナン物質生産量を1.5~4.5倍高めることができた。

乾燥過程における固体内水分拡散方程式の数値解（第1報）

—拡散係数一定の場合—

山口 信吉, 若林嘉一郎

緒 言

穀粒や粘土のような固体材料内の水分は拡散則に従って移動する^{3,4,6}。それらの固体は乾燥収縮を生じ^{1,6}、乾燥過程の含水率勾配による不均一な収縮に起因して固体の内部には乾燥応力が発生する²。その応力が過大になると乾燥割れを引き起こすものと考えられる。従って、乾燥割れ機構の追求には固体内の含水率分布変化の知見が必要になる。

著者らは玄米粒を均質な球とし、拡散係数を定数とみなせる場合の線形拡散方程式の解析解より粒内部の含水率変化の推定法を示した^{3,4}。しかしその後、拡散係数が含水率依存性を示し、線形拡散方程式の解析解を応用できないことがわかった⁵。本研究は1次元非定常拡散方程式の数値解に階差法を応用する際の基礎的問題を検討するものであり、本報ではまず拡散係数が一定の場合を扱う。

1. 基礎的關係

1.1 拡散則と拡散係数

水分は x 方向の含水率（乾量基準） $w[\text{kg} \cdot (\text{kg} - \text{solid})^{-1}]$ の勾配に比例して同方向に移動すると考える。ここで、基準状態（ $w=0$ ）における固体の比容積¹ $v_0[\text{m}^3 \cdot (\text{kg} - \text{solid})^{-1}]$ を用いて、固体内水分濃度 $c[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]$ を $c=w/v_0$ とおくと、拡散則は次のように表される^{1,2}。

$$N = -D \frac{\partial c}{\partial x} = -\frac{D}{v_0} \frac{\partial w}{\partial x} \quad (1-1)$$

ここに、 N は x 方向への水分流束 $[\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}]$ 、 D は拡散係数 $[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$ である。

1.2 テーラー展開と階差表現

x と t の関数 $F=F(x,t)$ があり、 x の増分を Δx 、 t の増分を Δt とおくと、テーラー展開より以下の関係が得られる。

$$F(x+\Delta x,t) = F(x,t) + \Delta x \frac{\partial F(x,t)}{\partial x} + \frac{\Delta x^2}{2!} \frac{\partial^2 F(x,t)}{\partial x^2} + \frac{\Delta x^3}{3!} \frac{\partial^3 F(x,t)}{\partial x^3} + \dots \quad (1-2)$$

$$F(x-\Delta x,t) = F(x,t) - \Delta x \frac{\partial F(x,t)}{\partial x} + \frac{\Delta x^2}{2!} \frac{\partial^2 F(x,t)}{\partial x^2} - \frac{\Delta x^3}{3!} \frac{\partial^3 F(x,t)}{\partial x^3} + \dots \quad (1-3)$$

$$F(x,t+\Delta t) = F(x,t) + \Delta t \frac{\partial F(x,t)}{\partial t} + \frac{\Delta t^2}{2!} \frac{\partial^2 F(x,t)}{\partial t^2} + \frac{\Delta t^3}{3!} \frac{\partial^3 F(x,t)}{\partial t^3} + \dots \quad (1-4)$$

式(1-2)と式(1-3)との差および和より次の関係が得られる。

$$F(x+\Delta x,t)-F(x-\Delta x,t)=2\Delta x\frac{\partial F(x,t)}{\partial x}+2\frac{\Delta x^3}{3!}\frac{\partial^3 F(x,t)}{\partial x^3}+\dots \quad (1-5)$$

$$F(x+\Delta x,t)+F(x-\Delta x,t)=2F(x,t)+2\frac{\Delta x^2}{2!}\frac{\partial^2 F(x,t)}{\partial x^2}+2\frac{\Delta x^4}{4!}\frac{\partial^4 F(x,t)}{\partial x^4}+\dots \quad (1-6)$$

式(1-5), 式(1-6) および式(1-4) より次の関係が得られる。

$$\frac{\partial F(x,t)}{\partial x}=\frac{F(x+\Delta x,t)-F(x-\Delta x,t)}{2\Delta x}-\frac{\Delta x^2}{3!}\frac{\partial^3 F(x,t)}{\partial x^3}+\dots \quad (1-7)$$

$$\frac{\partial^2 F(x,t)}{\partial x^2}=\frac{F(x+\Delta x,t)+F(x-\Delta x,t)-2F(x,t)}{\Delta x^2}-2\frac{\Delta x^2}{4!}\frac{\partial^4 F(x,t)}{\partial x^4}+\dots \quad (1-8)$$

$$\frac{\partial F(x,t)}{\partial t}=\frac{F(x,t+\Delta t)-F(x,t)}{\Delta t}-\frac{\Delta t}{2!}\frac{\partial^2 F(x,t)}{\partial t^2}+\dots \quad (1-9)$$

上の3式で右辺第2項以下を無視すれば, 階差表現となる。

2. 直角座標の x 方向 1 次元拡散

2.1 拡散方程式と境界条件

図1-1に示すように円柱状の側面(斜線部)が遮断され, 両端面($x=\pm L$)より空気流中へ固体内水分が移動している。初期において水分が固体内で一様に分布しているとすれば, 含水率分布は常に左右対称となるので, 円柱の中央を原点($x=0$)として右半分だけを考察の対象とする。

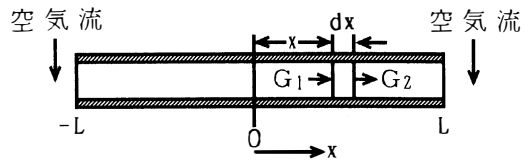


図1-1 X方向1次元拡散

図のように, x 座標上の任意の位置に円盤状の微小要素 dx を考え, この要素について物質収支をとる。 $x=x$ 面より $G_1[\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}]$ の水分が要素に流入し, $x=x+dx$ 面より $G_2[\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}]$ の水分が流出するものとする。円柱の断面積を $S[\text{m}^2]$ とおけば, 式(1-1)より, $G_1=-S(D/v_0)(\partial w/\partial x)$ となり, G_2 は $G_2=G_1+(\partial G_1/\partial x)dx$ と与えられる。 (G_1-G_2) が要素の水分蓄積速度 $=\{Sdx/v_0\}(\partial w/\partial t)$ に等しいとおくと, 次のようにこの場合の拡散方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{Sdx}{v_0}\frac{\partial w}{\partial t} &= -\frac{\partial G_1}{\partial x}dx = -\frac{Sdx}{v_0}\frac{\partial \{D(\partial w/\partial x)\}}{\partial x} \\ \therefore \frac{\partial w}{\partial t} &= \frac{\partial \{D(\partial w/\partial x)\}}{\partial x} \end{aligned} \quad (1-10)$$

ここで, D =定数とおける場合, 上式は次の基礎方程式となる。

$$[\text{基礎式}] : \frac{\partial w}{\partial t} = D\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \quad (1-11)$$

始めに固体内の含水率が一様に w_1 であるとする。すると, 初期条件は次のように表される。

$$[\text{初期条件}] \quad t \leq 0, \quad 0 \leq x \leq L \text{ において: } (w)_{t=0} = w_1 \quad (1-12)$$

図1-1の $x=0$ において, そこを通過する水分はゼロである。すなわち, その位置における含水率勾配はゼロであることより, 境界条件の一つは次のように表される。

$$[\text{境界条件1}] \quad t > 0, \quad x=0 \text{ において: } \left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)_{x=0} = 0 \quad (1-13)$$

一方、固体表面 ($x=L$) において固体の含水率が接する空気との平衡含水率 w_s に等しい場合（固体側に比べて空気側の物質移動抵抗が無視小の場合）、そこでの境界条件は次のようになる。

$$[境界条件 2] \quad t > 0, \quad x=L \text{ において: } (w)_{x=L} = w_s \quad (1-14)$$

空気側の物質移動抵抗を無視することが許されない場合については統報で論述する。なお、ここに示した拡散方程式には解析解があるが、本報では階差法による数値解法の検討が目的であるため、解析解には触れない。

2.2 階差法による数値解法

図1-1の右半分の x の区間 $0 \sim L$ を m 等分して $L/m = \Delta x$ とおき、原点 ($x=0$) から i 番目の点を x_i と表す。式 (1-8), (1-9) の右辺第2項以下を省略し、それを式 (1-11) に適用すると、次の階差式が得られる。

$$\frac{w(x_i, t + \Delta t) - w(x_i, t)}{\Delta t} = D \frac{w(x_{i+1}, t) + w(x_{i-1}, t) - 2w(x_i, t)}{\Delta x^2}$$

$$\therefore w(x_i, t + \Delta t) = \left\{ 1 - \left(\frac{2D\Delta t}{\Delta x^2} \right) \right\} w(x_i, t) + \left(\frac{D\Delta t}{\Delta x^2} \right) \{w(x_{i+1}, t) + w(x_{i-1}, t)\} \quad (1-15)$$

上式は、「任意時刻 t において、地点 x_i の含水率 $w(x_i, t)$ および地点 x_i よりも $\pm \Delta x$ だけ離れた位置の含水率 $w(x_{i+1}, t)$ と $w(x_{i-1}, t)$ を知れば、時刻 $t + \Delta t$ における地点 x_i の含水率 $w(x_i, t + \Delta t)$ が求められる」ことを示している。

ただし、端点 $x=x_0=0$ および $x=x_m=L$ の含水率は境界条件から別途求められる。例えば、原点 $x=x_0$ の条件が前述の式 (1-13) で与えられるものとすれば、「図1-1の原点を対称点として含水率は左右対称に分布する」ことになる。したがって、時刻 $t + \Delta t$ における原点の含水率 $w(x_0, t + \Delta t)$ は、式 (1-15) において $w(x_i, t) = w(x_{-i}, t)$ とおいた次式で与えられる。

$$w(x_0, t + \Delta t) = \left\{ 1 - \left(\frac{2D\Delta t}{\Delta x^2} \right) \right\} w(x_0, t) + \left(\frac{2D\Delta t}{\Delta x^2} \right) w(x_1, t) \quad (1-16)$$

なお、式 (1-15), (1-16) において、 $D\Delta t / \Delta x^2 = 1/2$ とおくと、いわゆる、Schmidt法となる。 $x=L$ において境界条件が式 (1-14) で表される場合は、その含水率 $w(x_m, t)$ は常に w_s となる。

2.3 拡散とマルコフ過程

確率過程では現象の時間的推移が確率的な場合を取り扱う。ある状態から次の状態への推移の確率が元の状態のみに依存する場合（これは履歴性のないことを意味する）をマルコフ過程という。

ここで、通常の流体内の拡散を考える。拡散は任意点 x にある流体が隣接点 $x \pm \Delta x$ にある流体と交換することによる物質の移動とみなされる。したがって、微量の流体交換が終わったときの物質濃度は、単位時間 Δt 以前の濃度状態のみに依存するため、この拡散現象をマルコフ過程とみなしてよいことになる。拡散

による移動がランダムなため、 x 点の流体が Δt の時間内に $(x + \Delta x)$ 点に移るときの遷移確率 $\beta \Delta t$ は、それが $(x - \Delta x)$ 点に移る遷移確率に等しいとみなされる。また、 $(x \pm \Delta x)$ 点から x 点への流体の遷移確率も $\beta \Delta t$ とみなしてよい。この挙動は図1-2に示されており、それを次の式で表現するこ

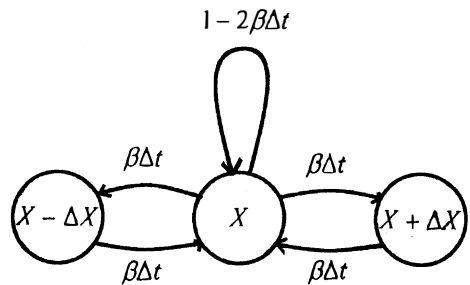


図1-2 拡散と確率過程

とができる。

$$c(x,t+\Delta t) = (1-2\beta\Delta t)c(x,t) + \beta\Delta t \{c(x+\Delta x,t) + c(x-\Delta x,t)\}$$

固体材料では $c=w/v_0$ であることより、上式を次のように表すことができる。

$$w(x,t+\Delta t) = (1-2\beta\Delta t)w(x,t) + \beta\Delta t \{w(x+\Delta x,t) + w(x-\Delta x,t)\}$$

上式を式(1-15)と比較すると、遷移確率 $(\beta\Delta t)$ が $(D\Delta t/\Delta x^2)$ に相当することが理解できる。

図1-2において、 $(\beta\Delta t)$ および補遷移確率 $(1-2\beta\Delta t)$ は共に遷移確率であるから、それらの領域は0~1の範囲になければならない。すなわち、 $(\beta\Delta t)$ の値が1/2以上になると、 $(1-2\beta\Delta t)$ は負となり確率論に矛盾する。この関係を式(1-15)に適用すると次の関係

$$0 \leq \frac{D\Delta t}{\Delta x^2} \leq \frac{1}{2} \tag{1-17}$$

がこの場合の制約条件であることがわかる。事実、 $D\Delta t/\Delta x^2$ を1/2以上にとると、途中計算値が発散するため、式(1-15)の計算は不能になる。この場合、 $D\Delta t/\Delta x^2$ の値が確率論に整合しなかったことがこの結果を招いたのである。

2.4 数値解の精度の検討

式(1-15)を導くとき、式(1-8)および(1-9)の右辺第3項以下を省略した。いま、この第3項を考慮する(第4項以下を省略する)とすれば、式(1-15)に相当する式は次のようになる。

$$w(x,t+\Delta t) = \left\{ 1 - \left(\frac{2D\Delta t}{\Delta x^2} \right) \right\} w(x,t) + \left(\frac{D\Delta t}{\Delta x^2} \right) \{w(x+\Delta x,t) + w(x-\Delta x,t)\} + \frac{\Delta t^2}{2!} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} - \frac{2D\Delta x^2 \Delta t}{4!} \frac{\partial^4 w}{\partial t^4} \tag{1-18}$$

基礎式、 $\partial w/\partial t = D(\partial^2 w/\partial x^2)$ 、より上式の変形を試みる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= \frac{\partial(\partial w/\partial t)}{\partial t} = \frac{\partial\{D(\partial^2 w/\partial x^2)\}}{\partial t} = D \frac{\partial\{\partial(\partial w/\partial t)/\partial x\}}{\partial x} \\ &= D \frac{\partial\{\partial(D\partial^2 w/\partial x^2)/\partial x\}}{\partial x} = D^2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} \end{aligned}$$

すなわち、 $\partial^2 w/\partial t^2 = D^2(\partial^4 w/\partial x^4)$ 、であるから、これを式(1-18)右辺の第3項に代入する。

$$\begin{aligned} \frac{\Delta t^2}{2!} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} - \frac{2D\Delta x^2 \Delta t}{4!} \frac{\partial^4 w}{\partial t^4} &= \frac{D^2 \Delta t^2}{2} \frac{\partial^4 w}{\partial t^4} - \frac{D\Delta x^2 \Delta t}{12} \frac{\partial^4 w}{\partial t^4} \\ &= \left\{ D\Delta t - \frac{\Delta x^2}{6} \right\} \frac{D\Delta t}{2} \frac{\partial^4 w}{\partial t^4} \end{aligned}$$

上式がゼロになるとき、式(1-18)は式(1-15)に一致し、そのときの数値計算の精度は高いと思われる。すなわち、 $D\Delta t - \Delta x^2/6 = 0$ より

$$\frac{D\Delta t}{\Delta x^2} = \frac{1}{6} \tag{1-19}$$

とおけば式(1-15)は次のようになり、この式を用いることにより精度の高い計算結果が期待できる。

$$w(x,t+\Delta t) = \frac{w(x+\Delta x,t) + w(x-\Delta x,t) + 4w(x,t)}{6} \tag{1-20}$$

3. 球内の半径座標 r 方向 1 次元拡散

3.1 拡散方程式と境界条件

図1-3に示すように、半径 b なる球内に内径 $2r$ 、厚さ dr の任意の同心球殻要素を設け、物質収支をとる。図に矢印で示したように要素の内面 ($r=r$) を通って $G_1[\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}]$ の水分が要素に流入し、その外面 ($r=r+\Delta r$) から $G_2[\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}]$ の水分が流出すると考える。この場合、 $G_1 = -4\pi r^2(D/v_0)(\partial w/\partial r)$ 、 $G_2 = G_1 + (\partial G_1/\partial r)dr$ となる。ここで $(G_1 - G_2)$ が球殻要素の水分蓄積速度 $= (4\pi r^2 dr/v_0)(\partial w/\partial t)$ に等しいことより、この場合の拡散方程式は次のように得られる。

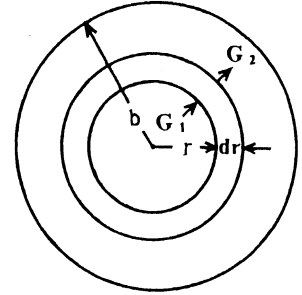


図1-3 球内の拡散

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial \{r^2 D (\partial w/\partial r)\}}{\partial r} \quad (1-21)$$

D が定数とおける場合、上式は次の基礎式となる。

$$[\text{基礎式}] : \frac{\partial w}{\partial t} = \frac{D}{r^2} \frac{\partial \{r^2 (\partial w/\partial r)\}}{\partial r} = \frac{2D}{r} \frac{\partial w}{\partial r} + D \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} \quad (1-22)$$

x 方向の 1 次元拡散の場合の式 (1-12) ~ (1-14) と類似に、初期条件と境界条件は次のように表される。始めに球内の含水率が一様に w_i であることより初期条件が与えられる。

$$[\text{初期条件}] \quad t \leq 0, \quad 0 \leq r \leq b \text{ において: } (w)_{t=0} = w_i \quad (1-23)$$

含水率の球中心についての対称性より、そこでの条件は次のように表される。

$$[\text{境界条件 1}] \quad t > 0, \quad r = 0 \text{ において: } \left(\frac{\partial w}{\partial r} \right)_{r=0} = 0 \quad (1-24)$$

空気側の物質移動抵抗が無視小とおける場合、球表面での境界条件は次のようになる。

$$[\text{境界条件 2}] \quad t > 0, \quad r = b \text{ において: } (w)_{r=b} = w_a \quad (1-25)$$

空気側の物質移動抵抗を無視できない場合に関しては続報で触れる。また、ここに示した球の線形拡散方程式についても解析解が存在する⁴⁾が、本報ではそれに触れない。

3.2 階差法による数値解法

球の半径 b を m 等分して ($b/m = \Delta r$ とおいて) 式 (1-22) を階差表現する (式 (1-7), (1-8), (1-9) の右辺第 2 項以下を省略して応用)。球中心から数えて i 番目の点 (この点の中心からの距離 r_i は $i\Delta r$ に等しい) に適用できる階差式は次のようになる。

$$\frac{w(r_i, t + \Delta t) - w(r_i, t)}{\Delta t} = \frac{2D}{i\Delta r} \{w(r_{i+1}, t) - w(r_{i-1}, t)\} \frac{1}{2\Delta r} + \frac{D}{\Delta r^2} \{w(r_{i+1}, t) + w(r_{i-1}, t) - 2w(r_i, t)\}$$

これを整理すると次式が得られる。

$$w(r_i, t + \Delta t) = \left\{ 1 - \left(\frac{2D\Delta t}{\Delta r^2} \right) \right\} w(r_i, t) + \left(\frac{D\Delta t}{\Delta r^2} \right) \left\{ 1 + \frac{1}{i} \right\} w(r_{i+1}, t) + \left(\frac{D\Delta t}{\Delta r^2} \right) \left\{ 1 - \frac{1}{i} \right\} w(r_{i-1}, t) \quad (1-26)$$

上式は、 x 方向の 1 次元拡散における式 (1-15) と同様に、この場合の時刻 $t + \Delta t$ における含水率

$w(r_i, t + \Delta t)$ が時刻 t における含水率分布, $w(r_i, t)$, $w(r_{i+1}, t)$ および $w(r_{i-1}, t)$, より算出されることを表す。ただし, 球の中心 ($r = 0$) および表面 ($r = b$) の含水率 $w(r_0, t)$ および $w(r_m, t)$ は, 以下に示すように別途, 境界条件より求められる。

式 (1-22) は中心 ($r = 0$) では次のようになる。

$$\left(\frac{\partial w}{\partial t}\right)_{r=0} = 2D \left\{\frac{(\partial w / \partial r)}{r}\right\}_{r=0} + D \left(\frac{\partial^2 w}{\partial r^2}\right)_{r=0} = 3D \left(\frac{\partial^2 w}{\partial r^2}\right)_{r=0} \quad (1-27)$$

ただし, 上式では次の関係 (不定形の極限值; $x = a$ で $f(x) = 0$, $g(x) = 0$ となるとき,

$$\lim_{x \rightarrow a} \frac{f(x)}{g(x)} = \lim_{x \rightarrow a} \frac{f'(x)}{g'(x)})$$

が応用された。

$$\left\{\frac{(\partial w / \partial r)}{r}\right\}_{r=0} = \left[\frac{\{\partial (w / \partial r) / \partial r\}}{(\partial r / \partial r)}\right]_{r=0} = \left(\frac{\partial^2 w}{\partial r^2}\right)_{r=0}$$

式 (1-24) は, 含水率分布が球中心に関して対称になることを示すものであり, $w(r_i, t) = w(r_{-i}, t)$ であることを意味する。この意を汲んで式 (1-27) を階差表現すると次のようになる。

$$\frac{w(r_0, t + \Delta t) - w(r_0, t)}{\Delta t} = \frac{6D}{\Delta r^2} \{w(r_i, t) - w(r_0, t)\}$$

$$\therefore w(r_0, t + \Delta t) = \left\{1 - \left(\frac{6D \Delta t}{\Delta r^2}\right)\right\} w(r_0, t) + \left(\frac{6D \Delta t}{\Delta r^2}\right) w(r_i, t) \quad (1-28)$$

一方, 球表面では式 (1-25) より, その含水率 $w(r_m, t)$ は常に一定値 w_s を示す。

3.3 確率過程論による考察

前述の確率過程論に照らして, $D \Delta t / \Delta r^2 = \beta_0 \Delta t$ とおくと, 式 (1-26) より $\{1 - (2\beta_0 \Delta t)\}$, $\beta_1 \Delta t = (\beta_0 \Delta t) [i + (1/i)]$ および $\beta_2 \Delta t = (\beta_0 \Delta t) [i - (1/i)]$ が遷移確率に相当する。直交座標における式 (1-15) の場合は図1-2に示すように左右への遷移確率 $\beta \Delta t$ は等しくなるが, 球座標における式 (1-26) の場合は $\beta_1 \Delta t$ と $\beta_2 \Delta t$ は等しくない。特に, $i = 1$ の場合 (中心から Δr の位置) 式 (1-26) の右辺第3項はゼロとなる。これは同項の遷移確率がゼロになることを意味し, $w(r_i, t + \Delta t)$ が $w(r_{i-1}, t)$ とは無関係に決定されるという一見奇妙な関係を表す。しかし, 遷移確率ゼロは確率論に矛盾するとはいえない。次に, 球中心における条件に基づいて得られた式 (1-28) に注目する。同式が表現する球中心における確率過程の挙動は図1-4に示される。図から明らかなように, $(6D \Delta t / \Delta r^2) = 6\beta_0 \Delta t$ が遷移確率, $\{1 - (6D \Delta t / \Delta r^2)\} = (1 - 6\beta_0 \Delta t)$ が補遷移確率に相当する。これと, 上述の式 (1-26) より3個との合計5個の遷移確率すべてが $0 \sim 1$ の領域になければならないことになる。この制約を満たすには次の関係の成立を確認すればよい。

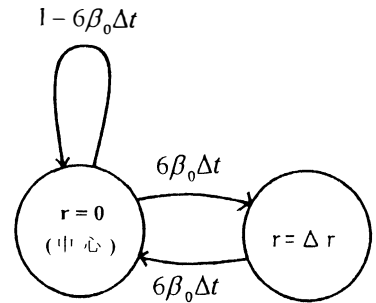


図1-4 球中心の拡散

$$0 \leq \frac{D \Delta t}{\Delta r^2} \leq \frac{1}{6} \quad (1-29)$$

結 言

1次元の線形拡散方程式の階差表現による数値解法が基礎的に検討され、拡散現象が確率過程のマルコフ過程で説明されることが明らかにされた。マルコフ過程を表現する関係と階差法による計算式との比較より、無次元項 $D\Delta t/\Delta x^2$ が遷移確率に相当することが示された。直交座標の x 方向1次元拡散問題では $D\Delta t/\Delta x^2=1/6$ のとき精度の高い計算値が得られること、および、球座標の半径 r 方向1次元拡散では $0 \leq D\Delta t/\Delta r^2 \leq 1/6$ とおくべきであることが示された。

階差法では、空間座標および時間座標の刻み Δr （または Δx ）および Δt を小さく定めるほど計算精度は高くなると考えがちであるが、本報より、上記のように両者の比を含む無次元項の制約に配慮すべきであることがわかった。

使用記号

b ：球半径	[m]
c ：濃度	[kg·m ⁻³]
D ：拡散係数	[m ² ·s ⁻¹]
L ：長さ	[m]
r ：半径座標	[m]
t ：時間	[s]
v_0 ：乾き固体の比容積	[m ³ ·(kg-solid) ⁻¹]
w ：含水率（乾量基準）	[kg·(kg-solid) ⁻¹]
x ：長さ方向座標	[m]
$\beta \Delta t$ ：遷移確率	[-]
$\Delta r, \Delta x$ ：長さ座標の刻み	[m]
Δt ：時間の刻み	[s]

参考文献

- 1) 山口信吉, 若林嘉一郎, 細野八郎: 農業機械学会誌, **39**, 179(1977)
- 2) 山口信吉, 山沢新吾, 若林嘉一郎: *ibid.*, **43**, 451(1981)
- 3) 山口信吉, 若林嘉一郎: 富山大学工学部紀要, **37**, 19(1986)
- 4) 山口信吉, 若林嘉一郎: 富山大学工学部紀要, **38**, 35(1987)
- 5) Yamaguchi, S.: *Proc. 8th Int. Drying Symp.*, Part B, p.1389(1992)
- 6) 若林嘉一郎, 山口信吉, 松本利達, 三田哲朗: 化学工学論文集, **3**, 189(1977)

Numerical solution for Moisture Diffusion Equation in Solid during Drying Process (Part 1)

— Constant Diffusivity —

Shinkichi YAMAGUCHI and Kaichiro WAKABAYASHI

Summary

A finite-difference method was described for one-dimensional diffusion in a rectangular-coordinate and for radial diffusion in a sphere assuming constant diffusivity for the fundamental discussion. It was found that the diffusion phenomenon was equivalent to Markov process of the stochastic process theory. In the light of the stochastic process, it was also shown that the dimensionless term $\Delta tD/\Delta r^2$ had to be in the range of $0 \leq \Delta tD/\Delta x^2 \leq 1/2$ for one-dimensional diffusion in a rectangular-coordinate and $0 \leq \Delta tD/\Delta r^2 \leq 1/6$ for radial diffusion in a sphere, where D was the diffusivity, Δt the time increment, Δx the length increment and Δr the radial increment, and $\Delta tD/\Delta r^2$ corresponded to a transition probability.

〔英文和訳〕

乾燥過程における固体内水分拡散方程式の数値解（第1報）

— 拡散係数一定の場合 —

山口 信吉, 若林嘉一郎

基礎的検討のために拡散係数一定の場合の直交座標の1次元拡散および球内の半径方向拡散に関する階差法が示された。拡散現象が確率過程論におけるマルコフ過程に相当することが見いだされた。この確率過程論に照らして、無次元項 $\Delta tD/\Delta x^2$ が直交座標の1次元拡散の場合 $0 \leq \Delta tD/\Delta x^2 \leq 1/2$ の範囲に、球内の半径方向拡散の場合 $0 \leq \Delta tD/\Delta r^2 \leq 1/6$ の範囲になければならないことが示された。ここに、 D は拡散係数、 Δt は時間の増分、 Δx は長さの増分、 Δr は半径の増分であり、 $\Delta tD/\Delta r^2$ は遷移確率に相当する。

乾燥過程における固体内水分拡散方程式の数値解（第2報）

—含水率依存性の拡散係数の場合—

山口 信吉, 若林嘉一郎

緒 言

前報²⁾では、拡散係数 D を一定とおける場合の1次元拡散方程式の階差表現を介して、拡散現象が確率過程論のマルコフ過程に相当することを明らかにし、空間座標の刻み Δx と時間の刻み Δt を含む無次元項($D\Delta t/\Delta x^2$)の値を確率論に矛盾しないように定めるべきであることを示した。

拡散係数が含水率の関数になる場合、拡散方程式は非線形となりその数値解法も複雑になる。本報では、前報の線形拡散方程式の階差表現法で得られた知見に基づいて、拡散係数が含水率の関数になる非線形1次元拡散方程式の階差表現法を検討し、注意すべき問題点を指摘する。

1. 直交座標の非線形1次元拡散方程式

著者らは、玄米粒内水分の拡散係数 D を測定し、 D が次のように含水率 w の関数になることを示した¹⁾。

$$D = D_0 \exp(Cw) \quad (2-1)$$

ここに、 D_0 および C は温度のみの関数であり、含水率に無関係である。通常の等温乾燥では、 D_0 および C は定数であると見なしてよい。

1.1 基礎式と境界条件（前報からの再掲を含む）

この場合、拡散係数が含水率の関数になるので、拡散の基礎式は非線形となり、前報²⁾の式(1-10)で与えられる。初期条件と境界条件は同報の式(1-12)～(1-14)で与えられる。本報ではそれらに新しく式番号を付けて示すことにする。また、空気流に接する端面での境界条件として、前報では考慮しなかった境界条件2'を設ける。

$$\text{[基礎式]} : \quad \frac{\partial w}{\partial t} = \frac{\partial \{D(\partial w / \partial x)\}}{\partial x} = D \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial D}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial x} \quad (2-2)$$

$$\text{[初期条件]} \quad t \leq 0, \quad 0 \leq x \leq L \text{ において: } (w)_{t=0} = w_i \quad (2-3)$$

$$\text{[境界条件1]} \quad t > 0, \quad x = 0 \text{ において: } \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)_{x=0} = 0 \quad (2-4)$$

$$\text{[境界条件2]} \quad t > 0, \quad x = L \text{ において: } (w)_{x=L} = w_s \quad (2-5)$$

上の境界条件2は、空気側の物質移動抵抗が無視できることを意味するものであるが、それを無視することが許されない場合、次のようになると考える。空気の水蒸気分圧 p [Pa]と固体の平衡含水率 w_s 。

$[\text{kg} \cdot (\text{kg} - \text{solid})^{-1}]$ との関係（吸着等温線）を近似的に直線で表し，その直線の勾配を M $[\text{kg} \cdot (\text{kg} - \text{solid})^{-1} \cdot \text{Pa}^{-1}]$ とする。すると，空気側の水蒸気分圧差推進力 $(p_s - p)$ は次式

$$M(p_s - p) = (w_s - w_e)$$

により固体の含水率差 $(w_s - w_e)$ に換算され，その換算含水率差を推進力とする物質移動係数 k_w $[\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \Delta w^{-1}]$ を定義することができる。ここに， p_s は固体表面に接する空気の水蒸気分圧， w_s は固体表面の含水率である。この場合の境界条件は次のように表される。

$$[\text{境界条件 2'}] \quad t > 0, \quad x = L \text{ において: } -D \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)_{x=L} = k_w (w_s - w_e) \quad (2-5')$$

1.2 階差法による表現

1.2.1 基礎式の階差表現 前報と同じ表記法を採用する。ただし，この場合は拡散係数 D が含水率 $w(x_i, t)$ の関数となるので， $D \{w(x_i, t)\}$ と表記すべきであるが，簡略化のためそれを $D(x_i, t)$ のように表すことにする。式 (2-2) は次の階差式で表現される。

$$\frac{w(x_i, t + \Delta t) - w(x_i, t)}{\Delta t} = \frac{D(x_i, t) \{w(x_{i+1}, t) + w(x_{i-1}, t) - 2w(x_i, t)\}}{\Delta x^2} + \frac{D(x_{i+1}, t) - D(x_{i-1}, t)}{2 \Delta x} \frac{w(x_{i+1}, t) - w(x_{i-1}, t)}{2 \Delta x}$$

これを整理すると次のようになる。

$$w(x_i, t + \Delta t) = \left[1 - \left\{ \frac{2D(x_i, t) \Delta t}{\Delta x^2} \right\} \right] w(x_i, t) + \left\{ \frac{D(x_i, t) \Delta t}{\Delta x^2} \right\} \left[1 + \frac{D(x_{i+1}, t) - D(x_{i-1}, t)}{4D(x_i, t)} \right] w(x_{i+1}, t) + \left\{ \frac{D(x_i, t) \Delta t}{\Delta x^2} \right\} \left[1 - \frac{D(x_{i+1}, t) - D(x_{i-1}, t)}{4D(x_i, t)} \right] w(x_{i-1}, t) \quad (2-6)$$

上式は $1 \leq i \leq (m-1)$ の範囲で用いられる関係であり，両端点 $x = x_0$ および $x = x_m$ の含水率は，別途，境界条件から求めなければならない。

1.2.2 原点 ($x = x_0 = 0$) における関係 式 (2-4) より，原点では含水率分布が対称であるので， $w(x_{i+1}, t) = w(x_{i-1}, t)$ となる。式 (2-6) で $i = 0$ とおき，これを適用すると次の関係が得られる。

$$w(x_0, t + \Delta t) = \left[1 - \left\{ \frac{2D(x_0, t) \Delta t}{\Delta x^2} \right\} \right] w(x_0, t) + \left\{ \frac{2D(x_0, t) \Delta t}{\Delta x^2} \right\} w(x_1, t) \quad (2-7)$$

1.2.3 表面 ($x = x_m = L$) における関係 表面の境界条件が式 (2-5) で与えられる場合は，その含水率 $w(x_m, t)$ は常に w_e となるから問題はない。

$$(w)_{x=L} = w(x_m, t) = w_e$$

次にそれが式 (2-5') で与えられる場合の計算法を示す。時刻 $t + \Delta t$ における表面とその近くの地点， x_m, x_{m-1}, x_{m-2} の含水率， $w(x_m, t + \Delta t), w(x_{m-1}, t + \Delta t), w(x_{m-2}, t + \Delta t)$ が図2-1に示すように与えられているとする。この区間の x 座標を Z とし，含水率分布を次式のように2次方程式で表す。

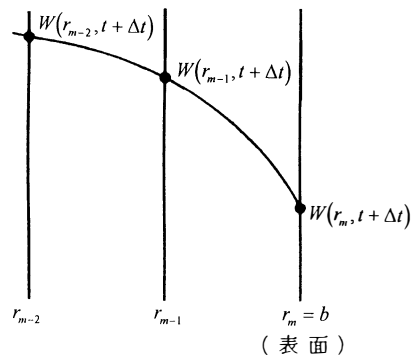


図2-1 球表面近傍の含水率分布 (2次曲線表示)

$$w(Z, t + \Delta t) = c + bZ + aZ^2$$

Zの原点を地点 x_{m-1} に一致させると、地点 x_{m-2} および x_m のZ座標はそれぞれ $-\Delta x$ および $+\Delta x$ となる。ここで、上式の定数 c, b, a を定めなければならない。まず、上式に $Z=0$ を代入すると c が決定される。

$$c = w(x_{m-1}, t + \Delta t)$$

次に、 $Z = -\Delta x$ および $Z = +\Delta x$ を代入すると次の関係が得られる。

$$w(x_{m-2}, t + \Delta t) = w(x_{m-1}, t + \Delta t) - b\Delta x + a\Delta x^2$$

$$w(x_m, t + \Delta t) = w(x_{m-1}, t + \Delta t) + b\Delta x + a\Delta x^2$$

この2式より定数 b, a は次のように決定される。

$$b = \{w(x_m, t + \Delta t) - w(x_{m-2}, t + \Delta t)\} \frac{1}{2\Delta x}$$

$$a = \{w(x_m, t + \Delta t) + w(x_{m-2}, t + \Delta t) - 2w(x_{m-1}, t + \Delta t)\} \frac{1}{2\Delta x^2}$$

上に求められた c, b, a を元の式に代入すると、2次方程式は次のように表される。

$$w(Z, t + \Delta t) = w(x_{m-1}, t + \Delta t) + \{w(x_m, t + \Delta t) - w(x_{m-2}, t + \Delta t)\} \frac{1}{2\Delta x} \cdot Z + \{w(x_m, t + \Delta t) + w(x_{m-2}, t + \Delta t) - 2w(x_{m-1}, t + \Delta t)\} \frac{1}{2\Delta x^2} \cdot Z^2 \quad (2-8)$$

Z座標によると、境界条件を表す式(2-5')は次のように表される。

$$-D \left(\frac{\partial w}{\partial Z} \right)_{Z=\Delta x} = k_w \{w(x_m, t + \Delta t) - w_s\} \quad (2-9)$$

式(2-8)をZで微分し、得られた結果に $Z = \Delta x$ を代入すると次のようになる。

$$\left(\frac{\partial w}{\partial Z} \right)_{Z=\Delta x} = \frac{3w(x_m, t + \Delta t) - 4w(x_{m-1}, t + \Delta t) + w(x_{m-2}, t + \Delta t)}{2\Delta x}$$

これを式(2-9)に代入して整理すると、時刻 $t + \Delta t$ における表面の含水率 $w(x_m, t + \Delta t)$ を与える次の関係が得られる。

$$w(x_m, t + \Delta t) = \frac{2k_w \Delta x w_s + 4D(x_m, t + \Delta t)w(x_{m-1}, t + \Delta t) - D(x_m, t + \Delta t)w(x_{m-2}, t + \Delta t)}{2k_w \Delta x + 3D(x_m, t + \Delta t)} \quad (2-10)$$

ここに、拡散係数 $D(x_m, t + \Delta t)$ は含水率 $w(x_m, t + \Delta t)$ の関数である。その拡散係数が複雑な形で右辺に含まれていることより、上式の $w(x_m, t + \Delta t)$ は陰関数で与えられていることがわかる。これを解いて $w(x_m, t + \Delta t)$ を求めるには、以下に示すtrial and error法によればよい。

まず、式(2-10)右辺の $D(x_m, t + \Delta t)$ を $D(x_m, t)$ に置き換えて左辺の値、すなわち、 $w(x_m, t + \Delta t)$ の第1近似値を求め、それを $w(x_m, t + \Delta t)_1$ とおく。ここに、 $D(x_m, t)$ は含水率 $w(x_m, t)$ を式(2-1)に代入して求められる拡散係数であり、既知の値である。次に、第1近似値 $w(x_m, t + \Delta t)_1$ を式(2-1)に代入して拡散係数 $D(x_m, t + \Delta t)_1$ を求め、それを式(2-10)右辺の $D(x_m, t + \Delta t)$ に置き換えて計算し、同式左辺の値、すなわち、第2近似値 $w(x_m, t + \Delta t)_2$ を求める。この試行をn回繰り返して、第n近似値 $w(x_m, t + \Delta t)_n$ と第(n-1)近似値 $w(x_m, t + \Delta t)_{n-1}$ との差の絶対値が予め設定しておいた

微小値以下になったならば、第 n 近似値を $w(x_m, t + \Delta t)$ と見なす。

1.3 確率論による検討

式 (2-6) を前報の確率過程論に照らして検討する。前報によると、 $D(x_i, t)\Delta t / \Delta x^2$ が遷移確率 $\beta \Delta t$ に相当し、 $(1 - 2\beta \Delta t)$ が補遷移確率に相当する。前報の図1-2を参照すると、拡散係数一定の場合遷移確率 $\beta \Delta t$ は左右とも等しくなるが、上式の場合、右側の遷移確率 $\beta_1 \Delta t$ と左側のそれ $\beta_2 \Delta t$ とは等しくならない。ここに、 $D(x_i, t)\Delta t / \Delta x^2 = \beta_0 \Delta t$ とおくと β_1, β_2 は次のように表される。

$$\beta_1 = \beta_0 \left[1 + \frac{D(x_{i+1}, t) - D(x_{i-1}, t)}{4D(x_i, t)} \right] \quad (2-11)$$

$$\beta_2 = \beta_0 \left[1 - \frac{D(x_{i+1}, t) - D(x_{i-1}, t)}{4D(x_i, t)} \right]$$

これより、 $\beta_1 + \beta_2 = 2\beta_0$ となることがわかる。ここで、次の関係

$$1 < \left| \frac{D(x_{i+1}, t) - D(x_{i-1}, t)}{4D(x_i, t)} \right| \quad (2-12)$$

が成立する場合、 β_1 か β_2 のいずれかが負となり確率論に整合しなくなる。式 (2-12) が成立する恐れがあるのは、(1) 拡散係数が含水率によって大きく変化し、(2) 刻み Δx の設定値が大きく、かつ、(3) 含水率勾配が大きい場合である。通常の乾燥問題の解析において式 (2-12) が成立することは滅多にないと思われるが、常にそれが成立しないという保証もない。したがって、非線形拡散方程式の求解にあたり、式 (2-6) を用いる解析法は一般性に欠けることになる。

2. 球内の半径方向の1次元拡散

2.1 基礎式と境界条件 (前報からの再掲を含む)

球内の1次元拡散の基礎式は、拡散係数が含水率依存性を示す場合は前報の式 (1-21) で表され、初期条件、境界条件は前報の式 (1-23) ~ (1-25) で与えられる。次に、それらに新しく式番号を付けて示す。また、球表面における境界条件として、前報と同じ境界条件2のほかに、前報では考慮しなかった境界条件2'を設定する。

$$[\text{基礎式}] \quad \frac{\partial w}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial \{r^2 D(\partial w / \partial r)\}}{\partial r} = D \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{\partial D}{\partial r} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{2D}{r} \frac{\partial w}{\partial r} \quad (2-13)$$

$$[\text{初期条件}] \quad t \leq 0, \quad 0 \leq r \leq b \text{ において: } (w)_{t=0} = w_i \quad (2-14)$$

$$[\text{境界条件1}] \quad t > 0, \quad r = 0 \text{ において: } \left(\frac{\partial w}{\partial r} \right)_{r=0} = 0 \quad (2-15)$$

$$[\text{境界条件2}] \quad t > 0, \quad r = b \text{ において: } (w)_{r=b} = w_s \quad (2-16)$$

上の式 (2-16) は空気側の物質移動抵抗を無視した関係を表す。空気側の物質移動抵抗を無視できない場合は、式 (2-5') と同様に次のように表される。

$$[\text{境界条件2'}] \quad t > 0, \quad r = b \text{ において: } -D \left(\frac{\partial w}{\partial r} \right)_{r=b} = k_w (w_s - w_s) \quad (2-16')$$

2.2 階差法の応用

2.2.1 基礎式の階差表現 基礎式、式 (2-13)、を階差表現すると次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{w(r_i, t + \Delta t) - w(r_i, t)}{\Delta t} &= \frac{D(r_i, t)}{\Delta r^2} \{w(r_{i+1}, t) + w(r_{i-1}, t) - 2w(r_i, t)\} \\ &\quad + \left(\frac{1}{2\Delta r}\right)^2 \{D(r_{i+1}, t) - D(r_{i-1}, t)\} \{w(r_{i+1}, t) - w(r_{i-1}, t)\} \\ &\quad + \frac{2D(r_i, t)}{i\Delta r} \frac{1}{2\Delta r} \{w(r_{i+1}, t) - w(r_{i-1}, t)\} \end{aligned}$$

これを整理すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} w(r_i, t + \Delta t) &= \left[1 - \left\{ \frac{2\Delta t D(r_i, t)}{\Delta r^2} \right\} \right] w(r_i, t) \\ &\quad + \left[\left\{ \frac{\Delta t D(r_i, t)}{\Delta r^2} \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{i} \right\} + \frac{\Delta t}{4\Delta r^2} \{D(r_{i+1}, t) - D(r_{i-1}, t)\} \right] w(r_{i+1}, t) \\ &\quad + \left[\left\{ \frac{\Delta t D(r_i, t)}{\Delta r^2} \right\} \left\{ 1 - \frac{1}{i} \right\} + \frac{\Delta t}{4\Delta r^2} \{D(r_{i+1}, t) - D(r_{i-1}, t)\} \right] w(r_{i-1}, t) \\ &= \left[1 - \left\{ \frac{2\Delta t D(r_i, t)}{\Delta r^2} \right\} \right] w(r_i, t) + \left\{ \frac{\Delta t D(r_i, t)}{\Delta r^2} \right\} \left[\left\{ 1 + \frac{1}{i} \right\} + \frac{D(r_{i+1}, t) - D(r_{i-1}, t)}{4D(r_i, t)} \right] w(r_{i+1}, t) \\ &\quad + \left\{ \frac{\Delta t D(r_i, t)}{\Delta r^2} \right\} \left[\left\{ 1 - \frac{1}{i} \right\} - \frac{D(r_{i+1}, t) - D(r_{i-1}, t)}{4D(r_i, t)} \right] w(r_{i-1}, t) \quad (2-17) \end{aligned}$$

2.2.2 球中心における関係 球の中心 ($r=0$) では、前報の式(1-28)と同様に次の関係が成立する。

$$w(r_0, t + \Delta t) = \left[1 - \left\{ \frac{6\Delta t D(r_0, t)}{\Delta r^2} \right\} \right] w(r_0, t) + \left\{ \frac{6\Delta t D(r_0, t)}{\Delta r^2} \right\} w(r_1, t) \quad (2-18)$$

2.2.3 球表面における関係 式(2-16)が成立すれば表面含水率 $w(r_m, t)$ は常に w_s に一致する。式(2-16')が成立する場合は、式(2-10)におけると同様に次の関係を用いればよい。

$$w(r_m, t + \Delta t) = \frac{2k_w \Delta r w_s + 4D(r_m, t + \Delta t)w(r_{m-1}, t + \Delta t) - D(r_m, t + \Delta t)w(r_{m-2}, t + \Delta t)}{2k_w \Delta r + 3D(r_m, t + \Delta t)} \quad (2-19)$$

2.3 確率論による検討

次に、この場合（非線形拡散）の結果を前報に述べた確率過程論と比較して検討する。式(2-17)において、 $\beta_0 = D(r_i, t)\Delta t/\Delta r^2$ とおいて次のように β_1 と β_2 を定義する。

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \beta_0 \frac{\{1 + (1/i)\} + \{D(r_{i+1}, t) - D(r_{i-1}, t)\}}{4D(r_i, t)} \\ \beta_2 &= \beta_0 \frac{\{1 - (1/i)\} - \{D(r_{i+1}, t) - D(r_{i-1}, t)\}}{4D(r_i, t)} \end{aligned} \quad (2-20)$$

すると、 $\beta_1 \Delta t$ および $\beta_2 \Delta t$ を遷移確率とみなすことができる。ここで、 $i=1$ の場合、 $[1 - (1/i)] = 0$ であり、 $D(r_{i+1}, t) > D(r_{i-1}, t)$ のとき $\beta_2 < 0$ となり、容易に確率論に矛盾することがわかる。すなわち、式(2-17)による計算法は一般性に欠けることになる。また球中心の式(2-18)において、 $(1 - 6\beta_0 \Delta t)$ が補遷移確率に相当することより、前報と同様に、 $0 \leq D(r_i, t)\Delta t/\Delta r^2 \leq 1/6$ が制約条件となることがわかる。

結 言

拡散係数が含水率の関数で与えられると拡散の基礎式は非線形となる。この場合の基礎式を階差表現し、前報²⁾で示された拡散現象と確率過程論の係に準拠して検討したところ、この階差表現による数値計算法には確率論に整合しない恐れがあることがわかった。とくに球の乾燥の場合、矛盾を生じる可能性が高いことが示された。統報では、この矛盾を解消する計算法を検討する。

使用記号

b : 球半径	[m]
C : 式(2-1)の定数	[kg ⁻¹ ·kg-solid]
D : 拡散係数	[m ² ·s ⁻¹]
D_0 : 式(2-1)の定数	[m ² ·s ⁻¹]
k_w : 含水率差基準物質移動係数	[kg·m ⁻² ·s ⁻¹ ·Δw ⁻¹]
L : 長さ	[m]
p : 水蒸気分圧	[Pa]
r : 半径座標	[m]
t : 時間	[s]
w : 含水率(乾量基準)	[kg·(kg-solid) ⁻¹]
x : 長さ方向座標	[m]
$\beta \Delta t$: 遷移確率	[-]
$\Delta r, \Delta x$: 長さ座標の刻み	[m]
Δt : 時間の刻み	[s]

引用文献

- 1) Yamaguchi, S.: *Proc. 8th Int. Drying Symp.*, Part B, p.1389(1992)
- 2) 山口信吉, 若林嘉一郎: 乾燥過程における固体内水分拡散方程式の数値解(第1報), 富山大学工学部紀要, **47**, 141(1996)

Numerical solution for Moisture Diffusion Equation in Solid during Drying Process (Part 2) — Moisture Dependent Diffusivity —

Shinkichi YAMAGUCHI and Kaichiro WAKABAYASHI

Summary

It has been known that the moisture diffusivity in some solids depends on moisture content. For one-dimensional diffusion in a rectangular-coordinate and for radial diffusion in a sphere, a finite-difference method was described to obtain the numerical solution of the diffusion equations for moisture-dependent diffusivity, then the accuracy and convergence of the solutions were discussed. It was pointed out that the finite-difference method for the moisture dependent diffusivity had a fear of a contradiction in the light of the stochastic process theory as mentioned previous paper.

〔英文和訳〕

乾燥過程における個体内水分拡散方程式の数値解（第2報） —含水率依存性の拡散係数の場合—

山口 信吉, 若林嘉一郎

個体内の水分拡散係数は含水率に依存することが知られている。含水率依存性の拡散係数の場合の拡散方程式の数値解を得るために直交座標の1次元拡散および球の半径方向拡散に関する階差法が示され、解の精度と収束が検討された。この含水率依存性の拡散係数の場合の階差法は、既報で論じた確率過程論に照らして矛盾の恐れを持つことを指摘した。

乾燥過程における固体内水分拡散方程式の数値解（第3報）

—関数 $\phi = \int Ddw$ の導入—

山口 信吉, 若林嘉一郎

結 言

本研究の第1報²⁾では、拡散現象を確率過程とみなせることを示した。第2報³⁾では、拡散係数 D が含水率 w に依存する場合、拡散方程式を階差法で解くとき確率論に矛盾する恐れがあることを指摘した。本報では、含水率の関数 $\phi (= \int Ddw)$ の導入によりこの矛盾を解消し得ることを示し、球の乾燥における関数 ϕ および含水率 w の数値解析法を述べる。

1. 関数 ϕ の定義

前報の式(2-1)に示したように、拡散係数は次のように表されるものとする¹⁾。

$$D = D_0 \exp(Cw) \quad (3-1)$$

ここに、 D_0 および C は含水率に無関係（温度 T の関数）であり、通常の等温乾燥では定数と考えてよい。本報では等温乾燥を対象として、含水率の関数 $\phi(w)$ を次のように定義する。

$$\phi(w) = \int D(w) dw = D_0 \int \exp(Cw) dw \quad (3-2)$$

上の関数 ϕ の計算に当たり、積分範囲を定めなければならない。積分の下限を $w = 0$ とおくとより $w = -\infty$ とするほうが演算結果は簡潔となる。含水率の負の値 ($-\infty$) は物理的に無意味であるが、これを単なる数学的な変数変換の手段と考えることとし、本報では次の表現を採用する。

$$\phi(w) = D_0 \int_{-\infty}^w \exp(Cw') dw' = \frac{D_0}{C} \exp(Cw) = \frac{D(w)}{C} \quad (3-3)$$

$$\therefore w = \frac{1}{C} \ln \left\{ \frac{C\phi(w)}{D_0} \right\} \quad (3-4)$$

これより、次の諸関係が成立することがわかる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial w} &= D, & \frac{\partial D}{\partial \phi} &= C, & \frac{\partial w}{\partial t} &= \frac{\partial w}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{1}{D} \frac{\partial \phi}{\partial t} \\ \frac{\partial w}{\partial x} &= \frac{\partial w}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{1}{D} \frac{\partial \phi}{\partial x} \end{aligned} \quad (3-5)$$

2. 関数 ϕ による基礎式と条件式の表示およびその階差表現

2.1 直交座標の1次元拡散

式(3-5)を応用して前報の式(2-2)を変形する。前報の式(2-2)左辺は式(3-5)より $\partial w / \partial t = (1/D)(\partial \phi / \partial t)$ となり、右辺は $\partial [D(\partial w / \partial x)] / \partial x = \partial [D(1/D)(\partial \phi / \partial x)] / \partial x = \partial^2 \phi / \partial x^2$ となるので、次の関係が得られる。

$$[\text{基礎式}] : \frac{\partial \phi}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \quad (3-6)$$

また、前報の式(2-3)～(2-5')より初期条件、境界条件は次のようになる。

$$[\text{初期条件}] t \leq 0, 0 \leq x \leq L \text{ において: } (\phi)_{t=0} = \frac{D_0}{C} \exp(Cw_i) = \frac{D(w_i)}{C} \quad (3-7)$$

$$[\text{境界条件1}] t > 0, x = 0 \text{ において: } \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{x=0} = 0 \quad (3-8)$$

$$[\text{境界条件2}] t > 0, x = L \text{ において: } (\phi)_{x=L} = \frac{D_0}{C} \exp(Cw_e) = \frac{D(w_e)}{C} \quad (3-9)$$

[境界条件2'] $t > 0, x = L$ において:

$$-\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{x=L} = \frac{k_w}{C} \left[\ln \left\{ \frac{C \phi(w_s)}{D_0} \right\} - \ln \left\{ \frac{C \phi(w_e)}{D_0} \right\} \right] = \frac{k_w}{C} \ln \left\{ \frac{\phi(w_s)}{\phi(w_e)} \right\} \quad (3-9')$$

上の関係を階差表現するとき、 ϕ は含水率の関数であるから、 $\phi[w(x_i, t)]$ のように表すべきであるが、本報ではそれを $\phi(x_i, t)$ と記す。 x の増分を δ とおくと、基礎式の階差表現は次のようになる。

$$\begin{aligned} \phi(x_i, t + \Delta t) = & \left[1 - \left\{ \frac{2D(x_i, t)\Delta t}{\delta^2} \right\} \right] \phi(x_i, t) \\ & + \left\{ \frac{D(x_i, t)\Delta t}{\delta^2} \right\} \{ \phi(x_i + \delta, t) + \phi(x_i - \delta, t) \} \end{aligned} \quad (3-10)$$

原点 ($x = 0$) では次の関係が応用される(前報の式(2-7)の誘導参照)。

$$\phi(x_0, t + \Delta t) = \left[1 - \left\{ \frac{2D(x_0, t)\Delta t}{\delta^2} \right\} \right] \phi(x_0, t) + \left\{ \frac{2D(x_0, t)\Delta t}{\delta^2} \right\} \phi(x_0 + \delta, t) \quad (3-11)$$

端面 ($x = L$) の境界条件が式(3-9)で与えられる場合、そこでの ϕ は定数 $D(w_e)/C$ となる。それが式(3-9')で与えられる場合は次のようになる(前報の式(2-10)の誘導参照)。

$$\begin{aligned} \phi(x_m, t + \Delta t) = & -\frac{2k_w \Delta x}{3C} \ln \left\{ \frac{\phi(x_m, t + \Delta t)}{\phi(w_e)} \right\} \\ & -\frac{1}{3} \phi(x_{m-2}, t + \Delta t) + \frac{4}{3} \phi(x_{m-1}, t + \Delta t) \end{aligned} \quad (3-12)$$

2.2 球内の半径方向1次元拡散

前報の式(2-13)の左辺は式(3-5)より $(1/D)(\partial \phi / \partial t)$ となる。また、式(3-5)より $\partial w / \partial r = (1/D)(\partial \phi / \partial r)$ であるから、前報の式(2-13)の右辺 $(1/r^2) [\partial \{r^2 D(\partial w / \partial r)\} / \partial r]$ は $(1/r^2) [\partial \{r^2 (\partial \phi / \partial r)\} / \partial r]$ となり、これを展開して左辺に等しいとおくと次の基礎式が得られる。

$$[\text{基礎式}] : \frac{\partial \phi}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{2D}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} = \frac{D}{r^2} \frac{\partial \{r^2 (\partial \phi / \partial r)\}}{\partial r} \quad (3-13)$$

前報の式(2-14)～(2-16')より初期条件、境界条件は次のようになる。

$$[\text{初期条件}] \quad t \leq 0, \quad 0 \leq r \leq b \text{ において: } (\phi)_{t=0} = \frac{D_0}{C} \exp(Cw_i) = \frac{D(w_i)}{C} \quad (3-14)$$

$$[\text{境界条件 1}] \quad t > 0, \quad r = 0 \text{ において: } \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} \right)_{r=0} = 0 \quad (3-15)$$

$$[\text{境界条件 2}] \quad t > 0, \quad r = b \text{ において: } (\phi)_{t=b} = \frac{D_0}{C} \exp(Cw_s) = \frac{D(w_s)}{C} \quad (3-16)$$

[境界条件 2'] $t > 0, r = b$ において:

$$- \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} \right)_{r=b} = \frac{k_w}{C} \left[\ln \left\{ \frac{C \phi(w_i)}{D_0} \right\} - \ln \left\{ \frac{C \phi(w_s)}{D_0} \right\} \right] = \frac{k_w}{C} \ln \left\{ \frac{\phi(w_s)}{\phi(w_i)} \right\} \quad (3-16')$$

r の増分を δ とおいて基礎式を階差表現すると, $1 \leq i \leq (m-1)$ に適用できる次式が得られる。

$$\begin{aligned} \phi(r_i, t + \Delta t) &= \phi(r_i, t) + \left\{ \frac{\Delta t D(r_i, t)}{r_i \delta} \right\} \{ \phi(r_i + \delta, t) - \phi(r_i - \delta, t) \} \\ &\quad + \left\{ \frac{\Delta t D(r_i, t)}{\delta^2} \right\} \{ \phi(r_i + \delta, t) + \phi(r_i - \delta, t) - 2\phi(r_i, t) \} \\ &= \left[1 - \left\{ \frac{2 \Delta t D(r_i, t)}{\delta^2} \right\} \right] \phi(r_i, t) \\ &\quad + \left\{ \frac{\Delta t D(r_i, t)}{\delta^2} \right\} \left\{ 1 + \frac{\delta}{i \Delta r} \right\} \phi(r_i + \delta, t) \\ &\quad + \left\{ \frac{\Delta t D(r_i, t)}{\delta^2} \right\} \left\{ 1 - \frac{\delta}{i \Delta r} \right\} \phi(r_i - \delta, t) \end{aligned} \quad (3-17)$$

球の中心 ($r=0$) では, 前々報の式 (1-28) と同様に次の関係が成立する。

$$\phi(r_0, t + \Delta t) = \left[1 - \left\{ \frac{6 \Delta t D(r_0, t)}{\delta^2} \right\} \right] \phi(r_0, t) + \left\{ \frac{6 \Delta t D(r_0, t)}{\delta^2} \right\} \phi(r_0 + \delta, t) \quad (3-18)$$

球表面 ($r=b$) の境界条件が式 (3-16) で与えられる場合, その ϕ は定数 $D(w_s)/C$ となる。

$$\phi(r_m, t) = \phi(r_m, t + \Delta t) = \phi(w_s) = (D_0/C) \exp(Cw_s) \quad (3-19)$$

それが式 (3-16') で与えられる場合は次のようになる (前報の式 (2-10) の誘導参照)。

$$\begin{aligned} \phi(r_m, t + \Delta t) &= -\frac{2k_w \Delta r}{3C} \ln \left\{ \frac{\phi(r_m, t + \Delta t)}{\phi(w_s)} \right\} \\ &\quad - \frac{1}{3} \phi(r_{m-2}, t + \Delta t) + \frac{4}{3} \phi(r_{m-1}, t + \Delta t) \end{aligned} \quad (3-19')$$

2.3 確率過程論による検討

直角座標の1次元拡散の場合は式 (3-10) より, $D(x_i, t) \Delta t / \delta^2$ が遷移確率 $\beta \Delta t$ に相当し, $1 - \{2D(x_i, t) \Delta t / \delta^2\}$ が補遷移確率に相当することがわかる。この場合は, 基礎式を直接階差表現した場合とは異なり, 前報の式 (2-11) の β_1, β_2 に含まれるような矛盾の恐れはない。すなわち, 関数 ϕ を介して階差表現すると非線形の場合でも確率論に矛盾することなく計算できることが示された。この場合の制約は, 補遷移確率の領域を $0 \sim 1$ に保つことより, 次式で与えられる。

$$0 \leq D(x_i, t) \frac{\Delta t}{\delta^2} \leq \frac{1}{2} \quad (3-20)$$

一方球の半径方向1次元拡散の場合, 式 (3-17) より, $\beta_0 \Delta t = D(r_i, t) \Delta t / \delta^2$ とおくと遷移確率は $\beta_1 \Delta t = \beta_0 \Delta t \{1 + (\delta / i \Delta r)\}$ および $\beta_2 \Delta t = \beta_0 \Delta t \{1 - (\delta / i \Delta r)\}$ となり, 補遷移確率は $(1 - 2\beta_0 \Delta t)$ となることがわかる。この場合 $\beta_1 \neq \beta_2$ であるが, β_2 において $i=1$ の場合より次の関係

$$\delta \leq \Delta r \tag{3-21}$$

を満足し、かつ、補遷移確率より $\beta_0 \Delta t \leq 1/2$ なる制約を満足すれば、矛盾無く計算できることになる。しかし、式(3-18)より球中心では $(1 - 6\beta_0 \Delta t)$ および $(6\beta_0 \Delta t)$ が補遷移確率および遷移確率に相当するので、上記の $\beta_0 \Delta t \leq 1/2$ よりも厳しい次の制約が必要条件となる。

$$0 \leq \frac{\Delta t D(r_i, t)}{\delta^2} \leq \frac{1}{6} \tag{3-22}$$

すなわち、これらの制約が保持されれば確率論に矛盾しないことになる。

2.4 Δr と δ について

階差法では、 Δt と Δr (または Δx) を一定とし、かつ、確率論に矛盾しないように遷移確率を設定しなければならない。前々報²⁾に示したように拡散係数を定数とみなせる場合には、 Δt を一定として、遷移確率を一定値に選べば Δr も一定となる。しかし拡散係数が定数でない場合、例えば、式(3-22)において Δt を一定とし遷移確率 $\Delta t D(r_i, t) / \delta^2$ を定数 K とおくと ($K \leq 1/6$)、増分 δ は次のように、拡散係数 $D(r_i, t)$ の関数、すなわち、 $\phi(r_i, t)$ の関数となる。

$$\delta(r_i, t) = \pm \left\{ \frac{\Delta t D(r_i, t)}{K} \right\}^{\frac{1}{2}} = \pm \left\{ \frac{\Delta t C \phi(r_i, t)}{K} \right\}^{\frac{1}{2}} \tag{3-23}$$

図3-1には、任意の地点 r_i およびそこから $\pm \Delta r$ の地点 r_{i-1} と r_{i+1} に垂線を引き、縦座標に ϕ をとってある。図の破線は式(3-23)で与えられる δ と ϕ の関係を描いたものである。この場合、 δ を介して ϕ の計算を進めることになり、計算法は複雑になる。次にその計算法を示す。

3. 球の乾燥における ϕ 分布の計算法

上述のように ϕ 分布の計算においては可変の増分 δ を考慮しなければならない。本報では、以下に球の乾燥における計算法を示すが、この計算法は直交座標の1次元拡散にも応用できる。

3.1 折れ線分布に基づく方法

任意時刻 t における地点 r_i 、 r_{i-1} および r_{i+1} の ϕ の値、 $\phi(r_i, t)$ 、 $\phi(r_{i-1}, t)$ および $\phi(r_{i+1}, t)$ は既知とし、図3-1を用いて ϕ 分布計算の原理を示す。図には ϕ の分布を折れ線で表し、式(3-23)を満足するように、 r_i からの距離 $\pm \delta$ と ϕ の関係を破線で描いてある。図のように、 $\phi(r_i, t)$ を通る水平線を引くと、破線との交点までの距離が $\pm \delta(r_i, t)$ となる。すると、 $r_i - \delta$ の位置に立てた垂線と ϕ 分布 (折れ線) との交点が $\phi(r_i - \delta, t)$ となり、 $r_i + \delta$ の位置に立てた垂線と ϕ 分布との交点が $\phi(r_i + \delta, t)$ となる。この両値と δ を式(3-17)に代入すれば Δt 後における r_i の ϕ の値、 $\phi(r_i, t + \Delta t)$ が求められる。

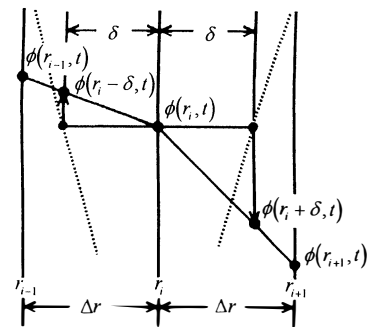


図3-1 ϕ 分布

上の図解の原理に基づき、次に代数的解法を示す。図の区間 $r_{i-1} \sim r_{i+1}$ の r 座標を Z で表し、 Z の原点を r_i とする。すると、 $\phi(r_{i-1}, t)$ と $\phi(r_i, t)$ を結ぶ直線および $\phi(r_i, t)$ と $\phi(r_{i+1}, t)$ を結ぶ直線の方程式はそれぞれ次の式(3-24) および (3-25) となる。

$$\phi(Z,t) = \frac{1}{\Delta r} \{ \phi(r_i,t) - \phi(r_{i-1},t) \} Z + \phi(r_i,t) \quad (3-24)$$

$$\phi(Z,t) = \frac{1}{\Delta r} \{ \phi(r_{i+1},t) - \phi(r_i,t) \} Z + \phi(r_i,t) \quad (3-25)$$

式(3-24)に $Z = -\delta$ を代入すると $\phi(r_i - \delta, t)$ が求められ、式(3-25)に $Z = \delta$ を代入すると $\phi(r_i + \delta, t)$ が求められる。

$$\phi(r_i - \delta, t) = \frac{\delta}{\Delta r} \{ \phi(r_{i-1},t) - \phi(r_i,t) \} + \phi(r_i,t) \quad (3-26)$$

$$\phi(r_i + \delta, t) = \frac{\delta}{\Delta r} \{ \phi(r_{i+1},t) - \phi(r_i,t) \} + \phi(r_i,t) \quad (3-27)$$

上の2式の和および差より次の関係が得られる。

$$\phi(r_i + \delta, t) + \phi(r_i - \delta, t) = \frac{\delta}{\Delta r} \{ \phi(r_{i+1},t) + \phi(r_{i-1},t) - 2\phi(r_i,t) \} + 2\phi(r_i,t) \quad (3-28)$$

$$\phi(r_i + \delta, t) - \phi(r_i - \delta, t) = \frac{\delta}{\Delta r} \{ \phi(r_{i+1},t) - \phi(r_{i-1},t) \} \quad (3-29)$$

これらを式(3-17)に代入して整理すると次のようになる。

$$\begin{aligned} \phi(r_i, t + \Delta t) = & \left[1 - \left\{ \frac{2 \Delta t D(r_i, t)}{\Delta r \delta} \right\} \right] \phi(r_i, t) \\ & + \left\{ \frac{\Delta t D(r_i, t)}{\Delta r \delta} \right\} \left\{ 1 + \frac{\delta}{i \Delta r} \right\} \phi(r_{i+1}, t) \\ & + \left\{ \frac{\Delta t D(r_i, t)}{\Delta r \delta} \right\} \left\{ 1 - \frac{\delta}{i \Delta r} \right\} \phi(r_{i-1}, t) \end{aligned} \quad (3-30)$$

上式に式(3-3)および(3-23)の関係を適用すると、 $\phi(r_i, t + \Delta t)$ を求める最終の式が得られる。

$$\begin{aligned} \phi(r_i, t + \Delta t) = & \left[1 - 2 \left\{ \frac{KC \Delta t \phi(r_i, t)}{\Delta r^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \right] \phi(r_i, t) \\ & + \left\{ \frac{KC \Delta t \phi(r_i, t)}{\Delta r^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \left[1 + \frac{1}{i} \left\{ \frac{C \Delta t \phi(r_i, t)}{K \Delta r^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \right] \phi(r_{i+1}, t) + \left\{ \frac{KC \Delta t \phi(r_i, t)}{\Delta r^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \left[1 - \frac{1}{i} \left\{ \frac{C \Delta t \phi(r_i, t)}{K \Delta r^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \right] \phi(r_{i-1}, t) \end{aligned} \quad (3-31)$$

ただし、上式の適用範囲は $1 \leq i \leq (m-1)$ であり、球中心($r=r_0=0$)および表面($r=r_m=b$)では以下に示すように、別途、境界条件より求めなければならない。

球中心では式(3-18)が成立するが、同式において $\phi(r_0 + \delta, t)$ を定めなければならない。時刻 t における地点 $r=r_0=0$ および $r=r_1=\Delta r$ の ϕ の値、 $\phi(r_0, t)$ および $\phi(r_1, t)$ は既知であるとする。区間 $r_0 \sim r_1$ の r 座標を Z で表すと、 $r_0 \leq Z \leq r_1$ の ϕ 分布はそれらの2点を結ぶ直線で与えられる。

$$\phi(Z,t) = \phi(r_0,t) + \frac{1}{\Delta r} \{ \phi(r_1,t) - \phi(r_0,t) \} Z \quad (3-32)$$

上式で $Z = \delta$ とおくと $\phi(r_0 + \delta, t)$ が得られる。

$$\begin{aligned} \phi(r_0 + \delta, t) &= \phi(r_0, t) + \frac{\delta(r_0, t)}{\Delta r} \{ \phi(r_1, t) - \phi(r_0, t) \} \\ &= \phi(r_0, t) + \left\{ \frac{C \Delta t \phi(r_0, t)}{K \Delta r^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \{ \phi(r_1, t) - \phi(r_0, t) \} \end{aligned}$$

ここでは、式(3-23)が応用された。上式を式(3-18)に代入して整理すると次のようになる。

$$\phi(r_0, t + \Delta t) = \left[1 - 6 \left\{ \frac{KC \Delta t \phi(r_0, t)}{\Delta r^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \phi(r_0, t) + 6 \left\{ \frac{KC \Delta t \phi(r_0, t)}{\Delta r^2} \right\} \phi(r_1, t) \right] \quad (3-33)$$

球表面 ($r=r_m=b$) の境界条件が式 (3-16) で与えられる場合、 ϕ は式 (3-19) のように定数となる。次に、それが式 (3-16') で与えられる場合を考える。時刻 $t + \Delta t$ における地点 r_{m-1} および r_m の ϕ の値 $\phi(r_{m-1}, t + \Delta t)$ および $\phi(r_m, t + \Delta t)$ を結ぶ直線で ϕ 分布が表されるとすれば、式 (3-16') の左辺は次のようになる。

$$\left\{ \frac{\partial \phi(r, t + \Delta t)}{\partial r} \right\}_{r=b} = \frac{\phi(r_m, t + \Delta t) - \phi(r_{m-1}, t + \Delta t)}{\Delta r}$$

したがって、式 (3-16') より次の関係がえられる。

$$\phi(r_m, t + \Delta t) = \phi(r_{m-1}, t + \Delta t) - \frac{k_w \Delta r}{C} \ln \left\{ \frac{\phi(r_m, t + \Delta t)}{\phi(w_s)} \right\} \quad (3-34)$$

上式左辺は陰関数で与えられているので、これを解いて左辺の $\phi(r_m, t + \Delta t)$ を求めるには前報の式 (2-10) および (2-19) の場合と同様に、trial and error法を応用すればよい。

3.2 2次曲線分布に基づく方法

図3-1において、 ϕ 分布を2次方程式で表すと次式となる (前報の式 (2-8) の誘導参照)。

$$\begin{aligned} \phi(Z, t) = \phi(r_i, t) + \frac{1}{2 \Delta r} \{ \phi(r_{i+1}, t) - \phi(r_{i-1}, t) \} \cdot Z \\ + \frac{1}{2 \Delta r^2} \{ \phi(r_{i+1}, t) + \phi(r_{i-1}, t) - 2 \phi(r_i, t) \} \cdot Z^2 \end{aligned} \quad (3-35)$$

図に上式の2次曲線を描き、 $r_i - \delta$ および $r_i + \delta$ の位置に立てた垂線と2次曲線との交点の高さを読み取れば、それぞれ $\phi(r_i - \delta, t)$ および $\phi(r_i + \delta, t)$ となる。それらを式 (3-17) に代入すれば、 $\phi(r_i, t + \Delta t)$ を求めることができる。これが図解による計算法であるが、以下にこの図解法に基づく代数的解法を示す。

式 (3-35) に $Z = \pm \delta$ を代入すると次のようになる。

$$\begin{aligned} \phi(r_i + \delta, t) = \phi(r_i, t) + \frac{\delta}{2 \Delta r} \{ \phi(r_{i+1}, t) - \phi(r_{i-1}, t) \} \\ + \frac{\delta^2}{2 \Delta r^2} \{ \phi(r_{i+1}, t) + \phi(r_{i-1}, t) - 2 \phi(r_i, t) \} \\ \phi(r_i - \delta, t) = \phi(r_i, t) - \frac{\delta}{2 \Delta r} \{ \phi(r_{i+1}, t) - \phi(r_{i-1}, t) \} \\ + \frac{\delta^2}{2 \Delta r^2} \{ \phi(r_{i+1}, t) + \phi(r_{i-1}, t) - 2 \phi(r_i, t) \} \end{aligned}$$

上の2式の和および差より次の関係が得られる。

$$\phi(r_i + \delta, t) + \phi(r_i - \delta, t) - 2 \phi(r_i, t) = \frac{\delta^2}{\Delta r^2} \{ \phi(r_{i+1}, t) + \phi(r_{i-1}, t) - 2 \phi(r_i, t) \} \quad (3-36)$$

$$\phi(r_i + \delta, t) - \phi(r_i - \delta, t) = \frac{\delta}{\Delta r} \{ \phi(r_{i+1}, t) - \phi(r_{i-1}, t) \} \quad (3-37)$$

これらを式 (3-17) に代入して整理すると次の関係に到達する。

$$\phi(r_i, t + \Delta t) = \phi(r_i, t) + \left\{ \frac{C \Delta t \phi(r_i, t)}{i \Delta r^2} \right\} \{ \phi(r_{i+1}, t) - \phi(r_{i-1}, t) \}$$

$$\begin{aligned}
 & + \left\{ \frac{C \Delta t \phi(r_i, t)}{\Delta r^2} \right\} \{ \phi(r_{i+1}, t) + \phi(r_{i-1}, t) - 2\phi(r_i, t) \} \\
 = & \left[1 - \left\{ \frac{2C \Delta t \phi(r_i, t)}{\Delta r^2} \right\} \right] \phi(r_i, t) + \left\{ \frac{C \Delta t \phi(r_i, t)}{\Delta r^2} \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{i} \right\} \phi(r_{i+1}, t) \\
 & + \left\{ \frac{C \Delta t \phi(r_i, t)}{\Delta r^2} \right\} \left\{ 1 - \frac{1}{i} \right\} \phi(r_{i-1}, t) \quad (3-38)
 \end{aligned}$$

上式は、基礎式、式(3-13)の階差表現において、式(3-17)以下の取り扱いのように r の増分として δ を介することなく、形式的に増分を Δr とおいて得られる式と同形であることに注目すべきである。

球の中心($i=0$)と表面($i=m$)における計算には、別途、境界条件を用いなければならない。時刻 t における球中心($r=r_0$)とそこから $\pm \Delta r$ の地点($r=r_1$), ($r=r_{-1}$)の ϕ の値、 $\phi(r_0, t)$, $\phi(r_{-1}, t)$, $\phi(r_1, t)$ が既知であり、式(3-8)より $\phi(r_{-1}, t) = \phi(r_1, t)$ であるとする。この区間の r 座標を Z とおくと、この区間の ϕ 分布を次の2次式で表すことができる(前報の式(2-8)の誘導参照)。

$$\phi(Z, t) = \phi(r_0, t) + \frac{1}{\Delta r^2} \{ \phi(r_1, t) - \phi(r_0, t) \} \cdot Z^2 \quad (3-39)$$

ここで、 $Z = \delta$ とおくと $\phi(r_0 + \delta, t)$ が求まり、それを式(3-18)に代入すると次のようになる。

$$\begin{aligned}
 \phi(r_0, t + \Delta t) = & \left[1 - \left\{ \frac{6 \Delta t D(r_0, t)}{\delta^2} \right\} \right] \phi(r_0, t) + \left\{ \frac{6 \Delta t D(r_0, t)}{\delta^2} \right\} \phi(r_0, t) \\
 & + \left\{ \frac{6 \Delta t D(r_0, t)}{\Delta r^2} \right\} \{ \phi(r_1, t) - \phi(r_0, t) \}
 \end{aligned}$$

上式に式(3-23)を適用すれば、球中心での計算式が次のように与えられる。

$$\phi(r_0, t + \Delta t) = \left[1 - \left\{ \frac{6C \Delta t \phi(r_0, t)}{\Delta r^2} \right\} \right] \phi(r_0, t) + \left\{ \frac{6C \Delta t \phi(r_0, t)}{\Delta r^2} \right\} \phi(r_1, t) \quad (3-40)$$

球表面の関係は、この場合も式(3-19)あるいは(3-19')で与えられる。

3.3 考 察

時刻 t における任意地点 r_i および r_i から $\pm \Delta r$ 離れた地点の ϕ の値、すなわち、 $\phi(r_{i-1}, t)$, $\phi(r_i, t)$, $\phi(r_{i+1}, t)$ より、 Δt 後の r_i での ϕ 、すなわち、 $\phi(r_i, t + \Delta t)$ を求めるとき、時刻 t における ϕ 分布を折れ線(1次式)で表す場合とそれを2次曲線で表す場合について検討した。一般に前者よりも後者の方が計算精度は高くなる。検討の結果、前者の計算式は式(3-31)、後者のそれは式(3-38)で与えられることがわかった。両式を比べると式(3-38)の方が簡潔であることは明らかである。すなわち、後者は計算精度が高く計算式が簡潔になるので、本研究では後者の計算法を推奨する。

ここで式(3-38)と(3-40)が、拡散係数一定の場合の前々報³⁾の式(1-26)と(1-28)に類似であることに気づく。従って、確率過程論に矛盾しない制約条件は、前々報の3.3節に示した式(1-29)と類似の次の関係で与えられる。

$$0 \leq \frac{\Delta t D(r_i, t)}{\Delta r^2} \leq \frac{1}{6} \quad (3-41)$$

この場合式(3-21)の制約、すなわち、 $\delta \leq \Delta r$ なる条件を考慮する必要はない。

4. ϕ 分布より含水率 w 分布の計算

以上に述べた数値計算法によって ϕ の分布, $\phi(r_i, t_j)$ が求められれば, 式 (3-4) より, 次式で含水率分布 $w(r_i, t_j)$ を算出することができる。

$$w(r_i, t_j) = \frac{1}{C} \ln \left\{ \frac{C \phi(r_i, t_j)}{D_0} \right\} \quad (3-42)$$

結 言

3報からなる本研究の第1報では, 拡散係数を一定とおける場合の線形拡散方程式を階差表現し, 拡散現象がマルコフ過程で説明されることを示した。空間座標の刻みを Δr (または Δx), 時間の刻みを Δt と表すと, $D\Delta t/\Delta r^2$ が遷移確率に相当し, その値を確率論に矛盾しないように選ぶべきであることを明らかにした。第2報では, 拡散係数が含水率の関数となる場合, 拡散方程式の階差表現において確率論に照らして矛盾を示す恐れがあることを指摘した。

第3報である本報では, 拡散係数 D が含水率 w の関数になる場合に $\phi = \int Ddw$ で定義される関数 ϕ を導入した。基礎拡散方程式を関数 ϕ で表現し, それを階差表現すると, 前報に示した矛盾の恐れなく数値計算を遂行できることがわかった。この ϕ を用いる計算法について, 球の乾燥の場合を詳細に検討し, 時間の増分 Δt と半径座標の増分 Δr , および含水率の関数である拡散係数 $D(w)$ の関係が, $0 \leq \Delta t D(w)/\Delta r^2 \leq 1/6$ となることを確認すれば, 確率論に矛盾なく階差法によって ϕ 分布の変化を求めることができ, ϕ を w に換算すれば含水率分布が得られることを示した。

使用記号

b : 球半径	[m]
C : 式 (3-1) の定数	[$\text{kg}^{-1} \cdot \text{kg-solid}$]
D : 拡散係数	[$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$]
D_0 : 式 (3-1) の定数	[$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$]
k_w : 含水率差基準物質移動係数	[$\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \Delta w^{-1}$]
L : 長さ	[m]
r : 半径座標	[m]
t : 時間	[s]
w : 含水率 (乾量基準)	[$\text{kg} \cdot (\text{kg-solid})^{-1}$]
x : 長さ方向座標	[m]
$\beta \Delta t$: 遷移確率	[-]
$\Delta r, \Delta x$: 長さ座標の刻み	[m]
Δt : 時間の刻み	[s]
δ : 長さ座標の増分 (可変)	[m]
ϕ : 式 (3-3) で定義される関数	[$\text{m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot (\text{kg-solid})^{-1}$]

参考文献

- 1) Yamaguchi,S.: *Proc. 8th Int. Drying Symp.*, Part B, p.1389(1992)
- 2) 山口信吉, 若林嘉一郎：乾燥過程における固体内水分拡散方程式の数値解（第1報）, 富山大学工学部紀要, **47**, 141(1996)
- 3) 山口信吉, 若林嘉一郎：乾燥過程における固体内水分拡散方程式の数値解（第2報）, 富山大学工学部紀要, **47**, 149(1996)

Numerical solution for Moisture Diffusion Equation in Solid during Drying Process (Part 3)

— Introduction of a function $\phi = \int Ddw$ —

Shinkichi YAMAGUCHI and Kaichiro WAKABAYASHI

Summary

We introduced a function of moisture content defined by $\phi = \int Ddw$ and then expressed the diffusion equation by using the function ϕ instead of moisture content w . It was found that the finite difference method of the diffusion equation used ϕ did not have any contradicting content as mentioned previous paper. The calculation method of the function ϕ was described in detail for radial diffusion in a sphere during drying. It was also shown that the dimensionless term $\Delta t D(W)/\Delta r^2$ which corresponded to a transition probability had to be in the range of $0 \sim 1/6$.

[英文和訳]

乾燥過程における固体内水分拡散方程式の数値解（第3報）

—関数 $\phi = \int Ddw$ の導入—

山口 信吉, 若林嘉一郎

$\phi = \int Ddw$ で定義される関数 ϕ を導入し、含水率 w の代わりにその関数 ϕ を用いて拡散方程式を表現した。この関数 ϕ を用いた拡散方程式の階差法には、前報で述べたような矛盾はないことがわかった。乾燥過程における球内半径方向拡散の場合の ϕ の計算法が詳細に述べられた。また、遷移確率に相当する無次元項 $\Delta t D(W)/\Delta r^2$ は、 $0 \sim 1/6$ の範囲にあるべであることが示された。

ゲルクロマトグラフィーのカラム負荷とランタイム

田中 久弥, 川崎 博幸, 山本 辰美

はじめに

クロマトグラフィーにおいて、あるカラム条件のもとで原液の打ち込み量を変えた場合に分離度 R_s がどのような影響を受けるかについて、一般的な考え方にもとづいて数量化された関係はいまのところえられていない。しかしながら、サイクリックなクロマトグラフィーでは所定の分離度 R_s にたいして、スループットを最大にするようなカラムへの負荷、操作時間 t_c 、ランタイムなどの最適な条件を決めるにあたり、これらの数量関係は必要不可欠であろう。従来、カラムへの負荷について、たとえば、タンパク質のゲルクロマトグラフィーではカラム容積にたいして原液の打ち込み容積を1パーセント以下に抑えればその影響は無視できるが、それ以上になると一理論段相当高さが高くなり、分離度が低下する²⁾などといわれており、なぜこのような容積分率もしくは移動相通過時間にたいする打ち込み時間の比などでその効果が表されるのかさらに検討の余地がある。

著者はすでに分離にともなう二つの成分のピークの分散効果 $(t_1 - t_2)^2 / 4(\sigma^2)$ 、ここで $\sigma^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2$ である、に着目し、この単位量をもって一分離単位として、それぞれの分布についてカウントした場合の平均、すなわち平均分離単位数 $N_{RS} = (R_s)^2 / 4$ 、より分離速度パラメータ κ_{RS} が $N_{RS} / t_c = (R_s)^2 / 4t_c$ で算出できることを述べたが¹⁾、本論文では、このパラメータにたいする打ち込み量の関係を Fig. 1 のような成分間の溶出時間差の分布にもとづいて考察し、従来の打ち込み容積分率などの条件の分離度にたいする影響を一般的な関係にまとめた。さらにこれをもとに、所定の分離度におけるサイクリック操作で、スループットを最大にするランタイムの算定についても検討を試みた。

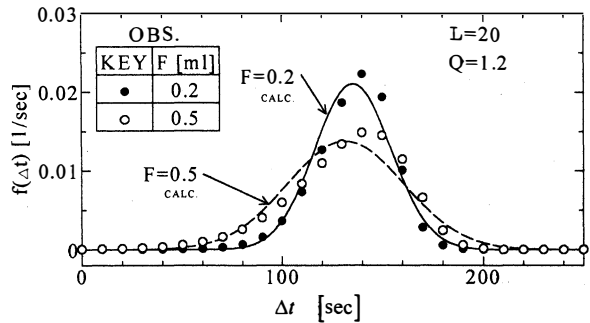


Fig. 1 Distributions of Elution Time Differences
 $\Delta t = t_1 - t_2$

1 速度パラメータ κ_{RS} と打ち込み量 F の関係

速度パラメータは単位時間あたりの分離過程の生起率を表すことから、打ち込み体積 F にたいするカラムの無次元負荷 S を流量 Q 、成分間の平均溶出時間差を Δt_E 、として $S = 1/Q \Delta t_E / F$ とすると、生

起率は F の減少，したがって負荷 S の減少とともに一定値に漸近するとみられる。この生起率の漸近値は着目する二成分からなる原液をインパルス状に打ち込んだときを想定した場合の分離の生起率に対応すると考えられる。一方、 F が増加して負荷 S が大きくなると、カラムは過負荷の状態となり生起率は限りなく小さくなりゼロにちかづくともみられる。

このような速度パラメータ κ_{RS} の無次元負荷 S の変化にたいする低負荷域での最大生起率 $(\kappa_{RS})_{max}$ への漸近，ならびに過負荷域での負荷による生起率のゼロへの低下を考慮すると、任意の S における速度パラメータ κ_{RS} は次式のように表わすことができる。

$$\kappa_{RS} = (\kappa_{RS})_{max} (1/S) / (\Gamma + (1/S)) \tag{1}$$

ここで Γ は正の定数である。これより $(\kappa_{RS})_{max}$ と Γ が決まれば、任意の t_c にたいして負荷 S における分離度 R_s が $\kappa_{RS} t_c = (R_s)^2 / 4$ より求められる。なお、実験の整理では、平均分離単位を $(R_s)^2 / t_c$ として計算した。また通常のクロマト分離のように所定の分離度 R_s については、操作時間 t_c あるいは無次元負荷 S のいずれか一方を決めれば、その場合の両者が決まることになる。すでに打ち込み量 F でのカラムの無次元負荷として定義した S は Δt_E を $t_c \Delta \delta$ 、ここで $\delta = (1 - \alpha) \beta / \alpha$ でカラム単位容積あたりの固定相、移動相の容積比、とすると成分間のこの差 $\Delta \delta$ はゲルと成分との組合せできまるので、 $F / Q t_c$ すなわちカラム移動相容積にたいする打ち込み容積の比あるいは移動相通過時間にたいする打ち込み時間の比に比例することになる。これは従来用いられているカラム容積にたいする打ち込み容積の比率であるが、ここでの S は分母に系の分離の特性値としてカラム有効容積、いいかえれば、カラムの分離容量を用いて、 F をその単位容量あたりの負荷とした。

2 ランタイム T_R とスループット P

クロマト分離操作では、通常、原液の打ち込みをある時間周期で繰り返す場合に、単位時間あたりの処理液量を大きく取るように、その時間周期を設定する。その場合、所定の分離度において打ち込み量 F を大きくすれば無次元負荷 S ふやすことになり、ランタイムはながくとらねばならない。それはひとつには各成分のピーク時間巾のブロード化によるのとさらに毎回の打ち込みの間に必要な溶離液によるカラムの洗浄時間の増加などに起因する。

代表的な操作時間として移動相通過時間 t_c を基準に原液打ち込みのくりかえし時間間隔すなわち打ち込み時間周期 t_{cy} を t_c で無次元

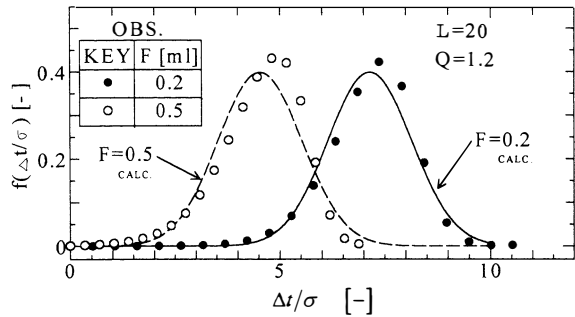


Fig. 2 Distributions of Dimensionless Elution Time Differences

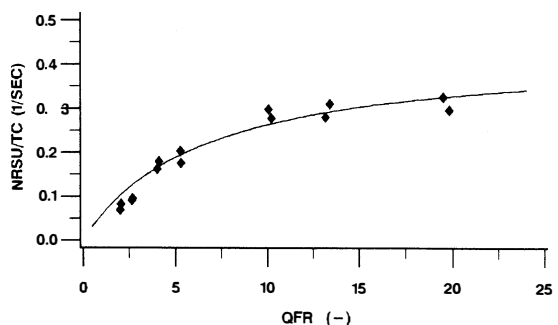


Fig. 3 Plots of $NRSU/t_c$ vs. QFR

化して、ランタイム T_R を $T_R = t_{cy}/t_c$ のように表す。また、スループットは従来例えば打ち込み量 F をその繰り返し時間間隔、 t_{cy} でわって F/t_{cy} のように表すが、ここではまず単位ランタイムあたりの無次元負荷として変形スループットを $P = S/T_R$ で定義する。このように表した P は原液の打ち込み時間 T_F と打ち込み時間周期 t_{cy} との比に比例することになる。

所定の分離度 R_s について、一回の打ち込み量 F を大きくとれば無次元負荷 S の増加になり、Eq.(1) の関係より、 κ_{RS} は $(R_s)^2/t_c$ であり、操作時間 t_c を大きくとらねばならない。繰り返し時間周期 t_{cy} は各打ち込みピークの時間間 $4\sqrt{\sigma_M^2}$ と負荷 S に比例した洗浄時間 MSt_c 、ここで M は定数、の和 $t_{cy} = 4\sqrt{\sigma_M^2} + MSt_c$ であるので、ランタイム T_R は次式のように表せる。

$$T_R = (4\sqrt{\sigma_M^2}/t_c) + MS \quad (2)$$

右辺の第一項の打ち込みピークの分散 σ_M^2 は、各成分のピークの分散 σ_1^2 、 σ_2^2 および平均溶出時間差自乗 $(t_{E1} - t_{E2})^2$ より等分率負荷の二成分の場合次式で表される。

$$\sigma_M^2 = (1/2)(\sigma_1^2 + \sigma_2^2) + (1/4)(t_{E1} - t_{E2})^2$$

これを変形して、 $(t_{E1} - t_{E2})^2 / (\sigma_1^2 + \sigma_2^2) = (R_s)^2$ 、さらに平均溶出時間差を $t_c \Delta(1 - \alpha)\beta / \alpha = t_c \Delta \delta$ とおき t_c に前述の S と R_s の関係を代入すれば、次式のようになる。

$$T_R = (4\Delta \delta / \sqrt{2} R_s) \sqrt{1 + (R_s)^2/2} + MS \quad (3)$$

また、無次元スループット P は次式でえられる。

$$P = S / ((4\Delta \delta / \sqrt{2} R_s) \sqrt{1 + (R_s)^2/2} + MS) \quad (4)$$

所定の分離度 R_s において、スループット F/t_{cy} を最大にする負荷 S と繰り返し打ち込み時間周期 t_{cy} は無次元スループット P とランタイム T_R より次のように求められる。いま、カラム長さを L 、断面積を A とすると、 $F/t_{cy} = LA \alpha \Delta \delta P/t_c$ より微係数 $d(F/t_{cy})/dS|_{R_s}$ を 0 とおけば、 $t_{cy} - S(dt_{cy}/dS) = 0$ は $(4/\sqrt{2})R_s \Delta \delta \sqrt{1 + (1/2)R_s^2} A - MR_s^2 B S^2 = 0$

となり、スループットを MAX にする負荷 S_{max} は次式で

$$S_{max} = \sqrt{4\Delta \delta \sqrt{1 + (1/2)R_s^2} A / \sqrt{2} MR_s B} \quad (5)$$

また、その場合の打ち込み周期 $(t_{cy})_{opt}$ は

$$(t_{cy})_{opt} = (4/\sqrt{2}) \Delta \delta R_s \sqrt{1 + (1/2)R_s^2} (A + BS_{max}) + MR_s^2 S_{max} (A + BS_{max}) \quad (6)$$

でそれぞれ算出できる。また、その場合に時間軸上にならぶ各打ち込みピークの離れ具合は次式の $(R_{cy})_{opt}$ を用いて推定することができる。

$$(R_{cy})_{opt} = (t_{cy})_{opt} / (\sqrt{2\sigma_M^2}) \\ = ((t_{cy})_{opt} / \sqrt{t_c \Delta \delta}) / \sqrt{(A + BS_{max}) + (t_c/2)} \quad (7)$$

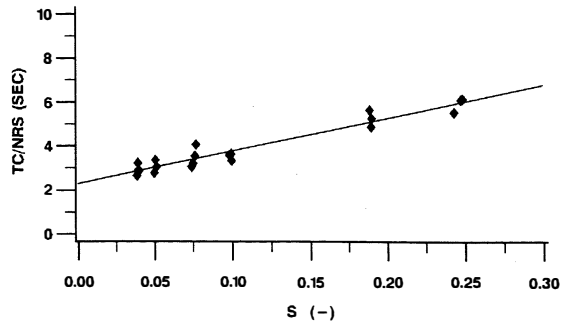


Fig. 4 Plots of $t_c/NRSU$ vs. S

3 実験的検討

3.1 実験とその結果の要約

実験にはゲルクロマトグラフィーによる成分分離系として、NaCl(1)－ブルーデキストラン(BD)(2)

系をもちいて、親水性ビニール系高分子樹脂ゲルTOYOPEARL HW40Cのカラムによるクロマト分離をおこなった。

速度パラメータ κ_{RS} と無次元負荷 S すなわち $F/Qt_c\Delta\delta$ との関係を求めるために、ひろい範囲の移動相通過時間 t_c でのふたつの成分の溶出時間差 $(t_1-t_2)/\sqrt{\sigma_1^2+\sigma_2^2}$ の分布の平均である分離度 R_s とその場合の打ち込み量 F にたいする無次元負荷 S を算出した。

Fig. 1には、20cm.のカラムを用い、流量 $Q=1.2\text{ml/min}$ で、打ち込み量 F を0.2, 0.5 mlにした場合の溶出時間差 $\Delta t=t_1-t_2$ の頻度分布 $f(\Delta t)$ を示した。Fig. 1で明かなように F が大きくなるにつれて各成分の溶出ピーク巾が増すことにより溶出時間差もブロード化しており、この分散の増大が分離に影響していることがわかる。

Fig. 2には、これら成分の $f(t)$ をもとに、溶出時間差 $(t_1-t_2)/\sqrt{\sigma_1^2+\sigma_2^2}$ の分布を次式

$$f(\Delta t/\sqrt{\sigma^2}) = \int_0^\infty f_1(t_1/\sqrt{\sigma^2}) \cdot f_2((t_1-\Delta t)/\sqrt{\sigma^2}) d(t_1/\sqrt{\sigma^2})$$

により求め、平均が R_s 、分散が1の正規分布 $N(R_s, 1)$ の計算値と比較した。図よりピーク最大値はやや大きい方にずれているが、ピークの重心位置である分離度 R_s の打ち込み量の増加による減少がみられる。

Fig. 3にはこのようにして求めた平均値 $R_s=(t_{E1}-t_{E2})/\sqrt{\sigma_1^2+\sigma_2^2}$ と対応するカラム通過時間 t_c から $(R_s)^2/t_c$ を速度パラメータ κ_{RS} として、 QFR で表わした $Qt_c\Delta\delta/F$ にたいして点綴した。このパラメータは単位時間あたり生起する平均分離単位数 $NRSU$ であり、図より打ち込み量の少なくなるにつれ κ_{RS} は一定値 $(\kappa_{RS})_{max}$ に漸近し、また打ち込み量が多くなると減少してゼロにちかづくことがみられる。

3.2 実験結果の整理と考察

Fig. 4には以上の傾向を定式化するのに、Eq.(1)の関係を用いて $1/\kappa_{RS}$ を無次元負荷 S にたいして点綴し、えられた直線の切片より $(\kappa_{RS})_{max}$ を、またその勾配より Γ をそれぞれ求めた。図中の直線は勾配15.0、切片2.30。ただし標準誤差0.93, 0.12で切片のばらつきはやや大きい、 $(\kappa_{RS})_{max}$ は0.43(1/sec)、 Γ は6.52(-) となる。

以上の結果より、速度パラメータ κ_{RS} は次

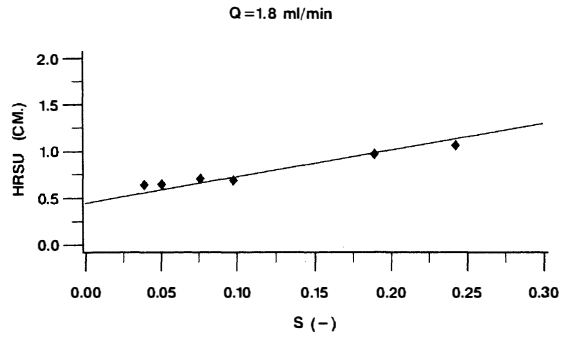


Fig. 5 Plots of H_{RS} vs. S

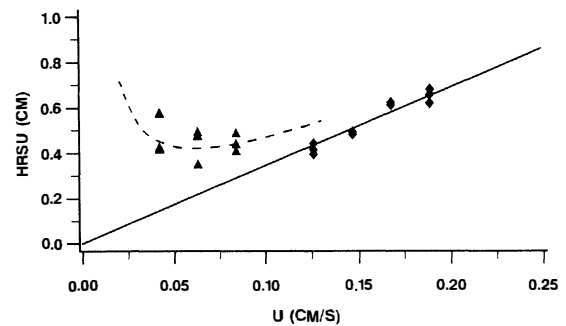


Fig. 6 Plots of H_{RS} vs. U

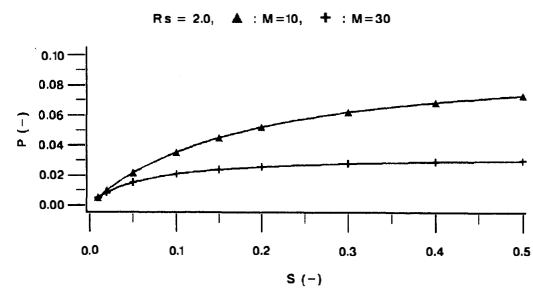


Fig. 7 Correlations of P with S

式で表されることが認められた。

$$\kappa_{RS} = 1/(A+BS) \quad (8)$$

ここで $A=2.30$, $B=15.0$ である。

一理論段相当高さ HETP にたいする打ち込み量の影響については打ち込み量のすくない場合その影響は無視できるが多くなると HETP が大きくなる結果分離度の低下になることは指摘されている²⁾。カラム長さ L をうえて求めた平均分離単位数 N_{RS} でわれば一平均分離単位相当高さ、すなわち $(t_{E1}-t_{E2})^2/\sqrt{\sigma^2}=1$ の分離事象あたりのカラム長さ H_{RS} がえられる。これは $L/\kappa_{RS}t_c$ に等しい。Fig. 4 の κ_{RS} の逆数と負荷 S との直線関係から次式が導かれる。

$$H_{RS} = ((\Gamma/(\kappa_{RS}RS)\max)S + (1/(\kappa_{RS}RS)\max))L/t_c$$

これより、ある流下速度 U のもとでは、 H_{RS} はその速度で決まる一定値 $(1/(\kappa_{RS})\max)U$ から負荷 S の増加とともに直線的に大きくなっていき、結果として分離度が低下することがわかる。

Fig. 5 には、流量 $Q=1.8\text{ml./min.}$ における H_{RS} と無次元負荷 S を点綴した。図中の実線は勾配 2.70, 切片 0.44 の上式の直線関係を表わしている。なお、ある負荷 S での H_{RS} と流下速度 U とは上式にあるように比例する関係にあり、その場合、それぞれの成分が移動相と固定相との間を出入りする速度過程がそれらの分離の進行度を決定しているといえる。しかし、移動相でのカラム長さ方向の混合過程による分離の阻害が生ずる結果、その影響はもう少し低流量域、通常 0.1cm./sec. 以下で現われるといわれているが、 H_{RS} はそのあたりで最小値を示し、さらに速度が低下すると反転し増加していくことになる。このような H_{RS} が反転して増加する流下速度の領域は操作条件として通例では避けている。

Fig. 6 には、この傾向を示す一例として、本実験系で $F=0.2\text{ml.}$ の場合について H_{RS} と U の関係を点綴した。図より明らかに低流速域で H_{RS} の反転増加がみられ、平均分離単位数、したがってその平方根である分離度の低下が予想される。

Fig. 7 には、前述の実験系についてえられた A, B ならびに $\Delta\delta=0.75$ をもとに、 $Rs=2$ における S と P の Eq.(4) による計算値を示した。これより負荷 S の増加にたいして、スループット P の増加率は低下し、毎回の打ち込みにあたって前処理としておこなう溶離液による洗浄時間 MS のランタイム T_R にしめる割合が大となる結果、 P はそれぞれの M で決まる一定値に漸近することがわかる。

つぎに、この系で所定の分離度 $Rs=2$ での最大スループット F/t_{cy} をあたえる操作条件を負荷 S とサイクルタイム t_{cy} できめるため、Fig. 8 には、負荷 S と PF で表わした $(F/t_{cy})/V\alpha\Delta\delta=P/t_c$ 、ならびに t_{cy} の Eq.(3)、および(4)の計算値を洗浄時間のパラメータ $M=10, 30$ について示した。図中の破線は S と t_{cy} の結果である。ピーク最大値は Eq.(5) と (6) によれば、 $M=10$ の場合 $S_{max}=0.168$ であり、これに対応する $(t_{cy})_{opt}=67.8\text{sec}$ となる。 $M=30$ の場合 $S_{max}=0.097$ で、 $(t_{cy})_{opt}=71.2\text{sec}$ である。なお、それらの $(P/t_c)\max$ はそれぞれ 2.48×10^{-3} , 1.36×10^{-3} である。

以上のように所定の分離度 にたいして、負荷 S , ランタイム T_R ならびに繰り返し打ち込み周期 t_{cy} を決めたが、えられる各打ち込みピークの離れ具合を表すのに、成分ピークの間隔を代表する分離度 Rs と同様に $R_{cy}=t_{cy}/\sqrt{2\sigma_M^2}$ が Eq.(7) を用いて算定できる。上で求めた $Rs=2$ のランタイムでは、 $M=10$ で $R_{cy}=5.41$, $M=30$ で $R_{cy}=7.30$ であり、いずれも毎回ピーク間の重なりはなく、成分を分割採取できることがわかる。

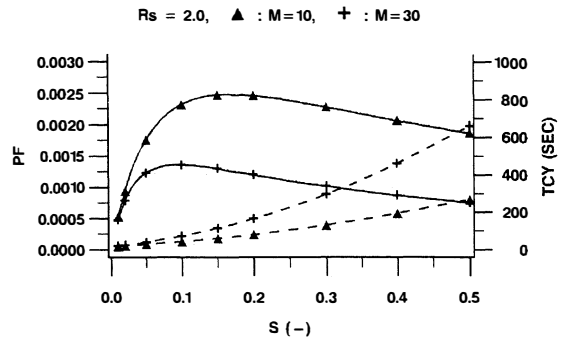


Fig. 8 Correlations of P/t_c and t_{cy} with S

おわりに

サイクリックな操作をおこなうクロマトグラフィーでは、所定の分離度 R_s のもとで、スループットを最大にする打ち込み量 F とその時間周期 t_{cy} を決めなければならない。本論文では、まず分離度 R_s の自乗は代表的な操作時間である移動相通過時間 t_c での平均分離単位数 $N_{RS} = \kappa_{RS} t_c$ であることより、分離速度パラメータ κ_{RS} を単位時間あたりの分離単位の生起率として、カラムの分離容量にたいする打ち込み量 F の比である負荷 S との関係をEq.(1)のように表し、時間 t_c 、負荷 S 、分離度 R_s の関係をえた。つぎに、この関係にもとづくランタイム T_R のEq.(3)を用い、所定の R_s のもとでスループット F/t_{cy} を最大にする負荷 S_{max} と繰り返し打ち込み時間周期 $(t_{cy})_{opt}$ をそれぞれEq.(5)およびEq.(6)で算定し、各打ち込みピークの離れ具合をEq.(7)の $(R_{cy})_{opt}$ で明らかにした。

使用記号

F	: Feed	[cm ³]
$f_i(t)$: Elution time distribution density function of component i	[1/sec]
H_{RS}	: Equivalent height of one resolution unit	[cm]
L	: Column length	[cm]
M	: Constant	
$N(\mu, \sigma^2)$: Normal distribution function	
N_{RS}	: Mean numbers of resolution unit	[-]
n_{RS}	: Numbers of resolution unit	[-]
n_{ST}	: Numbers of theoretical stage	[-]
P	: Dimensionless throughput	[-]
$p(n, t)$: Probability function of counting process model	
Q	: Flow rate	[ml/min]
R_{cy}	: Dimensionless clearance between cyclic elution peak	[-]
R_s	: Resolution defined by $\Delta t_E / \sqrt{\sigma^2}$	[-]
S	: Dimensionless column loading defined by $F/Q \Delta t_E$	[-]
t_{cy}	: Cyclic loading time	[sec]
T_R	: Run time defined by t_{cy}/t_c	[-]
t_E	: Mean elution time	[sec]
Δt	: Elution time difference	[sec]
U	: Interstitial flow velocity	[cm/sec]
Γ	: Constant	
κ_{RS}	: Resolution rate parameter	[1/sec]
σ^2	: Time variance defined by $\sigma_1^2 + \sigma_2^2$	[sec ²]
σ_i^2	: Elution time variance of i component	[sec ²]
σ_M^2	: Time variance of one cyclic elution peak	[sec ²]

Literature Cited

- 1) Tanaka, H: KAGAKU KOGAKU 27 AUTUMN MEETING PREPRINT C-320, NAGOYA (SEPTEMBER, 1994)

BULL. of FACULTY of ENGG. TOYAMA UNIV., 46, 117-123 (MARCH, 1995)

- 2) 角野富三郎，他：“巨大粒子のゲルパーミエーションクロマトグラフィー”，V-タンパク質の高速分子篩クロマトグラフィー，P142，喜多見書房（東京，1980）

Column Loading and Run Time of Gel-Chromatographic Operation

Hisaya Tanaka, Hiroyuki Kawasaki and Tatumi Yamamoto

In order to maximize the throughput $P/t_c (= S/t_{cy})$ for any given degree of resolution R_s , the operating conditions of column loading S and cycle time t_{cy} were determined.

Based on the summation of peak time width $4\sqrt{\sigma_M^2}$ and leaching time $MS t_c$ concerning to cycle time t_{cy} , the relationship among run time T_R , resolution R_s and loading S was obtained. Furthermore, from the linear relation between $1/\kappa_{RS}$ and S with respect to the resolution rate parameter $\kappa_{RS} (= (R_s)^2/t_c)$, the correlation R_s with S and t_c was derived.

Using these equations and putting the derivative $(d(P/t_c)/dS)_{RS}$ equal to zero, the optimum conditions of S and t_{cy} could be estimated. The calculated results for previous experimental BD-NaCL gel-chromatograph system were shown.

〔英文和訳〕

ゲルクロマトグラフィーのカラム負荷とランタイム

田中 久弥, 川崎 博幸, 山本 辰美

任意の分離度 R_s において、スループット P/t_c を最大にするようなカラム負荷 S とサイクルタイム t_{cy} の操作条件を決めた。

サイクルタイム t_{cy} についてのピーク時間巾 $4\sqrt{\sigma_M^2}$ と洗浄時間 $MS t_c$ の和から、ランタイム T_R 、分離度 R_s および負荷 S のあいだの関係を得た。さらに分離速度パラメータ κ_{RS} について、 $1/\kappa_{RS}$ と S との直線関係から、 S と t_c による R_s の相関式を導いた。これらの式を用い、導関数 $(d(P/t_c)/dS)_{RS}$ を 0 とおいて S と t_{cy} の最適条件を求めた。従来の BD-NaCL ゲルクロマトグラフ実験系について、それらの計算結果を示した。

平成6年度修士論文概要一覧

[電気工学専攻]

ラプラス変換法による音波伝播の境界要素シミュレーション

荒井 康 寿

初期状態を考慮に入れた音響管問題，集束音場問題など音場の過渡応答問題について境界要素法とラプラス変換を併用した数値シミュレーションを試みた。この結果，正弦波状パルス駆動による応答ばかりでなく，高い周波数成分を含むインパルス駆動による階段波形の応答の場合についても精度の良い解を得ることができた。また，数値ラプラス逆変換の取扱い方や要素分割数と解の精度との関係についても検討した。

多足ロボットの歩行運動シミュレーションと設計

稲垣 征 司

6足歩行型ロボットを開発する事を目的に，蜘蛛の歩行運動に関する詳細な解析，6足ロボットの歩行運動シミュレーション，ロボットの各足について設計を行った。本研究は，次の手順で行った。(1)蜘蛛の運動観測，(2)運動学による行列表現，(3)多足ロボットの歩行シミュレーション，(4)各足の設計。回転運動や凹凸歩行での足の運動方法，間接の変位量などがわかり，ロボットの基本運動方法がわかった。

オープンコア形単相リニアアクチュエータに関する研究

井ノ口 英 明

リニア誘導モータの一つであるオープンコア形単相リニアアクチュエータを試作して特性解析を行った。本装置の解析に当たり，磁気等価回路から誘導した電気等価回路を使用し種々の特性を得た。この結果，実測値と理論値との比較は十分に良く一致し，本解析で用いた等価回路並びにその定数の決定法，更に推力の算定法が妥当であったことが示され，本装置と類似した構造のリニアモータの特性解析に本法が有効に利用できるといえる。

伝送線路形変成器の解析

奥 田 達 哉

本論文では、伝送線路形の平衡—不平衡変成器について解析をしている。トロイダルコアに同軸線を巻き付けて制作する変成器については、詳しく解析されてきたが、本論文では、フェライトビーズに同軸線を通して制作する最も基本的な平衡—不平衡変成器について解析している。この変成器は制作が容易でかつ大変コンパクトである。実験により高周波でもよく動作することを示している。

視索上核ニューロン活動に対する 酸性線維芽細胞成長因子及び関連ペプチドの作用

角 谷 和 信

ラットの脳薄切片標本を用い、視索上核ニューロン活動に対する酸性線維芽細胞成長因子 (aFGF) 及び関連ペプチドの作用について検討した。aFGFは、視索上核の間欠型放電を示すニューロン活動を促進、非間欠型放電を示すニューロン活動を抑制した。N端フラグメント aFGF (1-15) は aFGF と同様の効果をもったが、C端フラグメント aFGF (144-140) は無効であった。以上より、aFGF が視索上核ニューロン活動を修飾すること及び aFGF の活性部位が N 端側にあることが判明した。

単細胞生物の電界融合及び接合と分裂時における電界効果

河 上 寛

P. bursaria 同士の電界融合からダブレットを得た。このダブレットは数ヶ月でシングレットに戻っていった。Paramecium の異種間電界融合では細胞分裂までは至らなかったが、葉緑体の再分離現象が生じた。また、P. bursaria の細胞分裂時に電界を印加した場合にはその娘細胞の分裂が停止し、細胞がカルス状に巨大化した。さらに、P. bursaria のダブレットの細胞分裂時に電界を印加してカルテット状の細胞を得た。

コオロギの求愛歌発音に関与する神経系に関する研究

北村 充 宏

コオロギの縦連合神経束に求愛歌を誘発する電気刺激を加えながら、求愛歌に関与する前翅閉筋及びそれを支配する中胸神経節内運動ニューロンからそれぞれ筋電図及び神経活動電位を同時記録した。記録後、さらにそのニューロンを染色し、形態学的観察を行った。閉筋を支配する運動ニューロンの細胞体は神経束N 5近傍に存在し、その軸索をN 5あるいはN 3 bに送っていることが明らかになった。

カエル座骨神経における活動電位の発生及び伝導に関する基礎的研究

木 戸 利 明

矩形波の立ち下がり相に指数関数を用いた疑似台形電流刺激をカエル座骨神経に加え、 α 線維、 β 線維及び γ 線維における活動電位の発生及び伝導につき調べた。その結果、疑似台形電流刺激により一方向性伝導が可能になること、生理的順序、すなわち γ 線維、 β 線維及び α 線維の順序で各線維の活動電位を発生できること、また各線維の活動電位を単独且つ選択的に活性化できることなどが明らかになった。

入出力線数に制限がある NAND ゲート回路の設計法

五 味 利 彰

本研究では、多段 NAND ゲート回路の一設計法である MA 法を、入出力線数に制限数がある場合でも取り扱えるように拡張した。入力線数を調整する場合には、ゲートの出力がつながっている入力線（ゲート線）よりも、入力変数がつながっている入力線（変数線）から調節を始めた方が、より単純化した回路を得ることができた。また、この方法では一部の関数ではあるが、24変数関数まで適用できることを示した。

分布定数形変成器の巻線間電界分布の解析

佐 伯 善 隆

本研究では、コンピュータシミュレーション手法の1つである、境界要素法を用いて、分布定数形結合二本線変成器の巻線間に存在する、電位分布、電界の強さを計算し、変成器の設計、解析などに必要なパラメータを求めた。理論値（厳密解）と比較を行い、ほぼ一致した。近似解法のために多少の誤差が認められたが、分割をさらに細かくする事により解消できると考えられる。今後、複雑な変成器の解析を進めるための基礎が得られた。

降雪電気量測定による冬季雷雲の電氣的振舞いとその構造の推測

作 本 憲 大

冬季雷雲の電氣的構造の解明と雷撃予測を行うことを目標として、降雪の電気量測定を行った。測定から、雷雲は正あるいは負の電気を帯びた電荷分布を形成していることが分かった。また、測定器2台を用いた2地点同時測定から、降雪電荷の分布状態、雷雲の動きの推定を行った。これらの電気量測定にもとづき、冬季電撃のメカニズムに関する理論的考察を行った。

細胞用電気ピンセットの開発とその電界融合—培養装置への応用

佐々木 超 悟

細胞を個々に取り出し、目的の容器に移し換えることのできる細胞用電気ピンセットを開発した。この装置の原理は細胞の誘電泳動現象に基づいており、構造が簡単で、活性の良い細胞を取得することができる。またこの電気ピンセットで異種の植物プロトプラストを個々に取り出し、1対1電界融合—培養装置として利用した。その結果、植物再生への応用の可能性が認められた。また、電気ピンセットの有効性と問題点を指摘した。

酸化物粒子を用いた2端子および3端子素子電力用素子の基礎研究

関 根 佳 宏

電力系統に導入することを目標として、酸化亜鉛粒子と酸化バリウム粒子を用いた2端子および3端子素子を製作し、その特性を調べる基礎実験を行った。これらの素子は加熱することにより、ブレイクダウンすることが分かった。この機構を等価回路を用いて考察した。また、3端子素子にスイッチング機構を持たせるための条件を求めた。さらに、酸化物粉末素子の非線形特性を考察した。

小脳皮質プルキンエ細胞の コンプレックススパイク活動に対するハルマリンの作用

高 野 博 之

ラットの小脳皮質プルキンエ細胞のコンプレックススパイク活動に対するハルマリンの作用を、自己相関関数、パワースペクトル、相互間隔ヒストグラムなどを用いて解析した。その結果、コンプレックススパイク活動は約100msecの周期で発火する性質をもつこと、ハルマリン投与はこのコンプレックススパイク活動の周期を幾分延長すると共に、発火の規則性を増加することなどが明らかになった。

二相交流磁気誘導浮揚形リニアモータに関する研究

館 野 晃 司

二次導体の浮揚をガイドする力に自己くま取り効果を利用し、二次導体が空中に完全に浮揚して推進するリニア誘導モータを試作した。その試作したリニア誘導モータの二次導体の形状が、浮揚におよぼす影響の測定と電動機としての基本的な特性の測定を行った。また有限要素法を用いて二相交流が作る磁束分布を解析し、さらに従来の回転形誘導電動機と同様の無負荷試験と拘束試験の結果からT形等価回路を利用する特性算定法についても検討した。

呼吸リズムの位相遷移に対する歩行開始相の影響に関する研究

福島 和之

一定リズムで呼吸している被験者に音刺激に応じて歩行を開始させる実験を行い、歩行開始相が呼吸リズムの位相遷移に与える影響を解析した。その結果、位相遷移曲線が被験者により1形及び0形の2形に分類できることが明らかになった。0形を示す被験者では、歩行をイメージするだけでも同形の位相遷移曲線が得られた。

BDD（二分決定グラフ）を用いたNANDゲート回路の設計法

増野 武裕

本研究では、著者の所属する研究室で発表したMA法：論理関数を積和項表現で扱い一出力のNANDゲート回路の設計法：を元に、論理関数を計算機上で扱うのに効率の良い、BDD（Binary Decision Diagram：二分決定グラフ）表現を用いて、より改良を加えた成果を発表している。その結果、記憶量が節約され、関数間の演算が速くできるようになる。また、多出力のNANDゲート回路の設計にも適用可能としている。

交流フィルタをもつ三相整流回路の高調波電流算定法に関する研究

南島 正範

交流フィルタをもつ三相整流回路によって生じる高調波電流を、重なり角にフィルタの影響を考慮した上で、その回路定数を変数として解析的に計算できる周波数領域で扱う新しい方法を提案し、シミュレーション法との比較により、本法との有効性を確認した。この結果、本研究による値がシミュレーション法と同程度の精度を持つことを示し、かつ、計算時間が大幅（ほぼ1/1800）に短縮されることを確認した。（電気学会論文誌D, Vol. 114-D, No.7/8, PP802-803, (1994)に掲載）

プロダクション・システムにおけるマッチアルゴリズムに関する研究

保 多 洋

プロダクション・システムにおけるマッチアルゴリズムはこれまでに数多く提案されているが、それぞれに欠点がある。本研究では、与えられた問題のプロダクション・ルールのRHS部を解析することにより、その問題に合ったネットワークを生成し利用するアルゴリズムを提案する。

RHS部の解析により本アルゴリズムが有効であると予想される問題を用いた実験で、本アルゴリズムが従来のものよりも高速にマッチ処理を行えることが実証できた。

ニューラルネットに基づくインピーダンスCTのシミュレーション

山 下 智 史

導体表面で観測される電気インピーダンスを用いて腐食形状を推定する2種の手法を比較・検討した。すなわち、感度理論に基づいた手法とニューラルネットによる手法の推定精度、計算時間を検討した。ニューラルネットとして3層パーセプトロン型のものを用いた。その結果、ニューラルネットの方が感度解析法より簡便で計算時間が短いこと、観測情報が誤差を含む場合は両方法ともほぼ同程度の精度を有すること等を明らかにした。

植物の発芽・発根過程に及ぼす電氣的効果

八 町 暢 彦

炭素及びステンレス電極を用いて、カイワレ大根 (*Raphanus sativus* L.) 種子に直流及び交流電圧を印加した場合の発芽への影響を調べたところ、ある程度の電圧を印加した方が発芽が促進されることがわかった。また、Ag-AgCl電極を用いたピペット電極を使用して、エンドウ (*Pisum sativum* L.) 種子の表面電位を測定したところ、発芽時に、胚付近の電位が約5時間で負の方向へ5~10mV変化することがわかった。

超音波モータの有限要素シミュレーション

チャヒヨノ ウイボウオ

超音波モータは、低回転数で強いトルク特性を持つ変換効率の良い特性を有する。これらは、固定子の定常態の解析は行われているが、回転子が固定子に接触して回転している状態を解析したものは見あたらない。本研究では、まず、基礎的知見を得るため、直線状モータについて、回転子と固定子の静的接触が押圧力でどう変化するかを調べた。また、固定子の時間応答を求め、進行波の伝搬状態を、端部損失をパラメータとして計算した。

逆フィルタ法による超音波診断装置の距離測定性能の改善

陸 渭 明

本研究では、逆フィルタ法により超音波反射波を単純化するシステムを試作し、超音波診断装置の距離測定性能の改善に対して有効であることを確認した。本法により、対象物の位置の識別が容易となり、距離分解能を向上させると共に、距離や角度、形状の変化に対しても追従することが可能となった。本研究成果により、大動脈の自動識別とその内径の連続計測の実現が期待でき、血圧、血流量、血管硬化度等の無侵襲かつ長時間における連続モニタの可能性が示された。

〔工業化学専攻〕

フェナジン系抗生物質ラバンズシアニンの合成研究

磯 部 淳

種々の生理活性を有するフェナジン系抗生物質ラバンズシアニンについてその全合成を試みた。合成ユニットとして1-ヒドロキシフェナジンと β -シクロラバンズロールを考え、前者は既知法により調製し、後者は効率的な新規合成法を開発してそれにより得た。以上2つの合成ユニットの縮合についてモデル反応も含めて種々検討を行った。さらに天然物である β -シクロラバンズロール酸化体の合成も行った。

トリシクロ〔5.3.1.0〕ウンデカトリエニルアニオンの 〔1,6〕シグマトロピー転位

岡崎 芳美

トリシクロ〔5.3.1.0〕ウンデカ-2,4,9-トリエンは、THFとHMPAの5:2の混合溶液中-78℃でn-BuLiを滴下したところアニオンを生成し、-78℃においてプロトン化するとトリシクロ〔6.3.0^{1,3}.0^{1,8}〕ウンデカ-5,7,9-トリエンを与え、0℃に昇温してプロトン化した場合には4-メチルジヒドロアズレンを与えた。この反応からアニオン種の〔1,6〕シグマトロピー転位が強く示唆される。

両親媒性β構造鎖中1-ピレニルアラニンの 円二色性および蛍光スペクトル挙動

亀田 有純

βシートを形成するポリペプチド中に、その立体構造を調べるためのプローブとしてピレニルアラニンを導入した。2本の鎖長12残基のβストランド鎖がビピリジル基で架橋されたペプチド複合体24BはTFE含量の増加に伴い溶液中でβシートからαヘリックスへと構造変化した。この構造変化に伴う、2本のβストランド間相互作用の変化は、導入したピレン環のCD及び蛍光スペクトルの変化から推定される挙動によって表された。

The Oxidative Damage of Biomolecules Induced by "Photo-Fenton's Reagent".

熊木 悟志

我々は活性酸素種による生体分子の酸化的損傷を分子量論的に解析する為、長波長光照射 (>350 nm)により定量的にヒドロキシルラジカルを発生させるナフタルイミド誘導体を合成した。これらの分子は光照射条件下において、速やかにDNA切断を行い、8-ヒドロキシデオキシグアノシンを高収率で与える事が判明した。また、リノール酸メチル基質として脂質酸化を検討したところ、対応する酸化生成物が得られた。

ポリマー吸蔵過酸化水素によるアルケン類のエポキシ化に関する研究

品川 一大

ポリアクリル酸樹脂に過酸化水素水を吸蔵させ、触媒としてモリブデン酸マグネシウム塩、助触媒に酸化ジオクチル錫、エポキシ体分解抑制物質の過塩素酸ナトリウムを加え、ベンゼン溶媒中、20℃においてエポキシ化を行うことにより、アルケン類（スチレン、内部アルケン類）において良好なエポキシ化収率（80～95%）を得た。また、この反応機構について考察した。

DNA strand scission and syntheses of new “light-activated reagents”.

中野 昌司

我々はN-(メチルチオプロピル)ナフタルイミド誘導體 (2a-2e) を合成し光照射下に於けるDNA切断活性のX174DNAを用いて検討した。これらの化合物は、低濃度でも効率良くDNAを切断していることが判明した。光照射条件下、2a-2eは対応するスルホキンド誘導體 (3a-3e) を与えることより、反応の過程に於いて、高反応性のペルスルホキンドの生成が考えられ、この活性種がDNA切断に関与していると考えられる。

PCR法による人生唾液中の口腔内細胞からのDNA型検出

伊藤 一美

容易に摂取可能な人生唾液中の口腔内細胞からDNA型検出する方法の改善を試みた。唾液中の Fe^{2+} 、 Cu^{2+} 、 Ni^{2+} がDNA増幅を阻害することが判明し、イオン除去作用を持つキレックス100は、キレート作用に加えて蛋白吸着作用も増幅効率の上昇に大きく寄与することが明らかとなった。さらに、陰イオン交換樹脂を用いることで生唾液の長期保存および高DNA増幅が可能であることがわかった。また、TGGE法について検討した結果、MCT118座位の2本鎖の解離温度近傍で個人に固有の泳動パターンがみられ、型検出に有効であることが確認された。

Model and Mechanistic Investigation for the Self-Condensation Reaction of Sulfenic Acids

濱 田 一 広

Reaction of trans-decalin-9-sulfenic acid with the methyl arenesulfenates is demonstrated to be a good model to elucidate the mechanism of the self-condensation reaction of sulfenic acids. From the kinetic investigation, the model reaction is considered to proceed via an initial protonation of the sulfenate ester followed by a rate determining attack of the sulfenic and the S-S bond fotation is expected to be more advanced relative to the S-O bond cleavage in the transition state.

窒素原子含有のヘテロ環モノマー類の重合反応

林 屋 晶 子

5員環状イミノエーテル誘導体である2-アルケニル-2-チアゾリン類のラジカルホモ重合及びブスチレンとの共重合を行い、さらに2種類の手法でポリチアゾリニウム塩を合成した。また6員環状イミノエーテル誘導体である4H-3, 1-ベンゾオキサジン類のカチオン開環重合を検討し、2位がHの場合、そのポリマー構造はポリ [(N-ホルミルイミノ)-1, 6-フェニレンメチレン] であることが判明した。

夕張、太平洋両炭中の極性成分の化学構造

樋 口 陽 子

Solcal-ZB Proc. で処理した夕張、太平洋両炭へキサン可溶分中の5割を占めていた極性留分をアドキンス触媒を用いて水素化し、その分解生成物の解析と、これより帰納される極性留分の構造に就て調べた。両炭共に骨格構造の破壊が起きずに平均分子量が1/2に低下した「300℃、5時間水素化物」の結果から、夕張炭極性留分は2～7環の様々な縮合環を、又太平洋炭極性留分は1～3環の比較的小さい縮合環をそれぞれ骨格とし、これらに脂肪族側鎖が多数付いた構造体より成る事が分かった。

S-架橋アヌレン類の合成と性質

平野 幸基

フランの3, 4位で縮環した硫黄架橋アヌレンジオンとそのメチル置換誘導体の合成に成功し, その性質について検討した。¹H-NMRの化学シフトの比較から, 架橋メチレンと硫黄の立体配置は, 共にanti型であること, 又, カルボニル基の局所構造の寄与によるジカチオンの非局在化による16 π 周辺共役の環電流は存在しないこと, 強酸中でのプロトン化によるジカチオンの生成が認められたが, 16 π 周辺共役の環電流は存在しないことが分かった。又, キノンの酸化還元電位も測定した。

Thermal Decomposition and Mass Spectra of Arylphosphoric Triamides

福島 和彦

The thermal decomposition and mass spectra of N-phenyl-, N, N',-diphenyl-, and N, N', N''-triphenylphosphoric triamides were investigated. From the analytical results, it appeared that N-phenyl- and N, N'-diphenylphosphoric triamides released ammonia and/or aniline to form similar condensed products, and N, N', N''-triphenylphosphoric triamide first released aniline to form the cyclic dimer and the condensation occurred further. In EI-method, it appeared that three compounds cleaved similarly by the elimination of ammonia or aniline.

ヒドロキサム酸エステル誘導体をアミノ化前駆体として用いる反応系の検討 —スルフィリミン類の新規合成法の開発—

不破 茂朝

現在用いられているN-未置換スルフィリミンの合成法より簡便な合成法を検討し, Ethyl O-(mesitylenesulfonyl) acetohydroxamateを用いるN-未置換スルフィリミンの合成法で, 安定なスルフィリミンは高収率で得ることができ, 不安定なスルフィリミンも塩として高収率で得られた。また, より安価な合成法として, 幾つかのEthyl O-(acyl) acetohydroxamateを合成試薬とするN-未置換スルフィリミンの合成を検討した。

トリチウムの紫外線誘起酸化に関する研究 —オゾン添加による反応速度促進機構の解明—

堀 井 一 宏

トリチウムガスの紫外線誘起酸化反応によるトリチウム水の生成速度が過剰のオゾンの存在によって飛躍的に促進することを見出した。この促進機構をコンピューターシミュレーションと実験から詳細に検討し、紫外線とオゾンから生成する $O(^1D)$ およびHとオゾンから生成するHOが生成速度に対して重要な役割を担っていることを明らかにした。また、酸化速度は添加した軽水素の0.5次、供給した光量子数の0.7次に依存することを見出した。

比較的弱い塩基を開始剤として用いたアンフィフィリック重合

三 浦 勝 幸

pkaが10.6~13.5の範囲の開始剤を用いる系に、嵩高いルイス酸を添加することでアクリルモノマー類の重合が進行することを見出した。重合の進行はモノマーの構造とルイス酸の構造による関係に影響されることを明らかにした。また、この重合系を共重合に応用した場合には、ルイス酸のモノマーに対する選択性は顕著でないことも見出した。

Solcal-ZB Processによる石炭の可溶化 —可溶化機構に就て—

水 谷 誠

BuZnI/Bu₂Zn/BuI系とBu₂Zn/BuI系の石炭可溶化の最適条件と可溶化機構について検討した。BuZnI/Bu₂Zn/BuI系ではBu₂Zn/BuI系よりブチル基の付加反応が主に起きるため、石炭の可溶化効果が高くなる事が分かった。又、石炭モデル化合物のBu₂Zn/PrI系での反応に於ては、BuPrZn, Pr₂Zn, BuIが生成したことから、化合物のプロピル化とブチル化以外にアルキル基の交換やカップリング反応などの様々な副反応も競争的に起きていることが分かった。

石炭の化学構造と植物由来成分に就て

矢 田 二三子

Solcal-ZB Proc. で処理した夕張炭, 太平洋炭のヘキサン可溶分中の Monoaromatics を中心に解析を行い, 当留分中に存在する成分及び Biomarker と石炭構造の係りに就て調べた。Monoaromatics も非常に複雑な混合物であるが低分子量成分は主に Alkylbenzenes より構成され, これらは Terpenoid 等の Biomarker が石炭化作用を受けて生成したものと考えられた。

環状シアナミド類の熱分解と防燃効果および熱分解生成物の HPLC による分離定量に関する研究

渡 辺 真 弘

ポリアミド 6(I) にメラミン(II) を混合した試料は難燃性を示すが, ポリプロピレン(III), ポリエチレン(IV) にメラニン を混合した試料は難燃性を示さない。I に II を混合した試料の熱分解生成物の分析, 及び熱分析より, I と II の相互作用により I をより安定化し, また活性化エネルギーが上昇することがわかった。また II と III, および II と IV には相互作用は見られず, また II を混合したことによる安定化は認められなかった。

シクロブテンを縮環した七員環化合物の合成

管 関 金

シクロロケテンとシクロブタジエンの付加体より 6 段階を経てビシクロ [5.2.0] ノナトリエンジオンの骨格合成に成功した。又, 1, 2-ビスブロモメチルシクロブテンより 5 段階を経てシクロブテノ [d] トロポンを合成した。又, 同様な方法を用いてシクロブテノアズレンの骨格合成を数種類検討した。

Synthesis of HNP-1, a Basic Antimicrobial Peptide, from Human Neutrophil and its Membrane Permeabilization Properties

劉 海 明

Human neutrophil peptide (HNP)-1 is a 30 amino-acid-residue peptide containing a disulfide infrastructure comprised of 6-half-cystine residues. To study a novel forming condition of the disulfide infrastructure, the synthesis of HNP-1 was carried out with solution and solid-phase methods. In addition, the membrane-permeabilizing ability of the fragmentary peptides of HNP-1 were evaluated by monitoring the fluorescence dye leakage from phospholipid vesicles.

[金属工学専攻]

GaによるAl-9mass%Mg合金の耐食性の劣化機構

五百竹 秀 夫

Al素材には微量のGa成分が含まれているが、再生塊やAl素材からGa成分を完全に除去することはコスト面および技術的見地からも極めて困難であり、これらの材料強度、機械的性質ならびに耐食性への影響が示唆される。そこで、本研究では軽量構造材として広く用いられているAl-Mg合金の耐食性に及ぼすGaの影響を明確にするために、供試料の腐食特性について電気化学的測定およびSEMによる腐食面の形態観察等について定量的に検討した。

ニッケル基合金に析出する γ' および γ'' 相の成長に伴う形態変化

池 内 執 一

γ' 相および γ'' 相を析出する二種類の合金について、透過電顕観察とX線回折により標記研究を実施した。 γ' 相は時効初期の球状から、時効時間の経過と共に漸次立方体状を帯びる傾向を示した。 γ'' 相は厚みの均一な薄い板状から、時効時間の経過と共に方形板状に移行し、1073Kでは更にプロペラ状に移行した。 γ' 相および γ'' 相の格子ミスマッチは、時効時間および時効温度依存性は顕著ではなかった。形態は大きさのみではなく組成の影響も示した。

浸炭鋼のショットピーニングに関する研究

内 田 真 一

ショットピーニング (SP) の効果を向上させるために、高エネルギーのウォータージェットを用いたSPとストレスピーニングを組み合わせを行い、圧縮残留応力発生機構及びストレスピーニングの効果についての調査、検討を行った。結果としては、ストレスの大きいものほど材料表面の圧縮残留応力及び硬さが大きく増加した。また発生した残留応力の大部分は、SPによる小領域塑性変形に起因しており、加工誘起変態に起因するものはごく少量であることが分かった。

42Ni-37Fe-16Cr-3Nb-1.6Ti合金における γ' および γ'' 相の析出と成長

奥 村 善 雄

本合金はNi基析出強化型合金で、析出強化相は γ' および γ'' 相である。この合金に関する時効硬化特性や γ' および γ'' 相の成長挙動については不明な点が多く、これらについて明白にすることが切望されている。本研究では、本合金の時効硬化特性を調べ、微視組織変化を透過型電顕を使って調査した。そして、析出した γ' および γ'' 相の成長を速度論的に解析した。また、時効に伴う母相の格子定数変化をX線回折を用いて調査した。

Sm-Co磁石スクラップからの有価金属の湿式回収

門 町 清 孝

本研究は、Sm-Co磁石スクラップから有価金属を回収するプロセスを開発する目的で、2種類のSm-Co磁石スクラップを用いて浸出、溶媒抽出分離、および晶析逆抽出などの工程を詳細に検討し、その結果をまとめたものである。さらに、それらの結果を基に有価金属回収プロセスを提案した。

このプロセスは、FeとZr成分のD2EHPA抽出液からのしゅう酸による逆抽出工程、およびD2EHPAに抽出されたSm成分の晶析逆抽出に特徴がある。

Ti-15V-3Cr-3Al-3Sn 合金における PFZ の形成に及ぼす熱処理の影響

高 嶋 敏 昭

Ti-15V-3Cr-3Al-3Sn 合金は β 型チタン合金の一つで、優れた冷間加工性と成形性を有しており、固溶化熱処理後時効処理を行い、母相中に α 相を析出させることで高強度が得られる。また、時効処理により β 粒界近傍に無析出物帯 (PFZ) が形成されることが確認されている。本研究では、Ti-15-3 に 3 種類の固溶化熱処理を施し、PFZ の形成に及ぼす各種の熱処理条件の影響を詳しく調査するとともに PFZ の形成機構について考察を加えた。

Al-Cu 合金の腐食特性に及ぼす Al_2Cu 金属間化合物の影響

竹 内 和 夫

本研究は、Al-Cu 合金の腐食特性に及ぼす Al_2Cu 金属間化合物の影響を明確にすることが主目的である。そこで、Al-Cu 合金で熱処理や加工により第 2 相として析出する Al_2Cu 金属間化合物の電気化学的特性ならびに本供試合金の腐食特性に及ぼす Al_2Cu 金属間化合物の影響を調査するために本供試合金の分極曲線、定電位腐食試験等の電気化学的測定、浸漬試験および走査型電子顕微鏡による腐食面の観察を行って定量的に検討した。

純銅の焼鈍双晶から種付け・一方向凝固した育成粒界に関する研究

田 島 淳 郎

アルミニウムなどに特異に観られる羽毛状晶が凝固中の双晶核の発生を起点とし、比較的双晶形成が容易な銅において種付けを行った結果、育成粒界は $\{111\}$ 双晶面、 $\{422\}$ 双晶面を持った粒界などで構成されている。そして、その双晶粒界は実験後の真空焼鈍によって粒界移動したために銅においても凝固中の双晶核が発生する可能性が考えられる。また、増殖機構となる亜粒界の形成は観られず、その代わり小さな双晶面のステップ・凹形状のような粒界が観察された。

Fe-Mn 酸化物の炭素還元過程における生成炭化物に関する研究

千々岩 徳 承

MnFe₂O₄を対象とし炭素還元過程の前期で生成する炭化物相を明らかにするとともに、還元反応の後期において還元剤の炭素が消失すると複酸化物とこの炭化物の間で進行する反応について詳細に検討した。MnFe₂O₄の炭素熱還元反応は(Fe, Mn) O型の非化学量論的化合物をへて(Fe, Mn)₃Cまで還元されることが明らかとなった。酸化物と炭化物間の反応はまず試料境界でCOガスを発生しながら反応が開始し、その後CO-CO₂ガスによる連鎖的な反応が進行する。

溶湯噴射法によるAl₂O_{3p}/Al複合材料の粒子分散とその再結晶について

寺 島 剛 史

本研究室では、金型内の強化粒子にアルミおよびアルミ合金溶湯を噴射して起こる溶湯の攪拌流を利用して粒子を分散させて複合材料を製造する方法を研究している。本研究では、この方法を用いて様々な条件で複合材料を作成し、そのときに生じた強化粒子の偏在について、巨視的および微視的組織観察からその機構を考察し、偏在を解消するために重要と思われる因子を明らかとして、良好な複合材料の作成に成功した。

Al-Mg-Si合金の時効析出に対する加工と予備時効の影響

額 博 志

本研究では、Al-Mg-Si合金の機械的性質を向上させる方法として知られる加工処理法について、Mg₂Si濃度の異なる合金を作成し、加工と予備時効処理を別々に施して、それぞれの影響を硬さ測定と高分解能電子顕微鏡観察によって明らかとすることを目的とした。実験の結果、加工は時効析出を促進し、予備時効は硬さを増加することがわかった。さらに、加工した試料の高分解能電顕観察において、転位近傍に存在するβ'中間相とは異なる析出物を見いだした。

Ni-22Cr-9Mo-5Fe-4Nb 合金の時効硬化と γ' 相の成長

前 川 輝 男

多成分系Ni基合金のうち、 γ' 相が単独に析出するインコネル625について、時効硬化と微視的組織変化を広い時効温度、時効範囲について詳細に調査した。そして析出した γ' 相にOstwald成長に基づくLSWの理論を適用して成長速度の解析を行い、 γ' 相の成長がLSWの理論では説明できることを明らかにした。また、この合金に圧延を施し、ひずみ時効による時効硬化特性と微視的組織変化についても調査した。

Al₂O_{3p}/A356合金複合材料のブリスタ及び ミクロ組織におよぼす微細粒子の影響

水 野 義 則

溶湯噴射法により複合材料を作製し、793Kの溶体化処理を施すと、ピレット表面にブリスタが発生した。本実験では従来の鑄造法と減圧鑄造法によって作製したピレット中の酸素ガス・窒素ガス・水素ガス濃度を測定し、ブリスタの原因究明を行ったところ、アルミナ粒子に吸着している酸素成分・水素成分が原因であると考えられた。また、A356合金基複合材のアルミナ粒子の分散には、単粒子で適当な粒子径を用いると凝集体を作りにくい事が分かった。

銅-亜鉛合金における α 相の晶癖面に対する亜鉛濃度の影響

吉 本 仁

一般に本合金を β' 単相とした後、約623K以下の低温で焼鈍するとベイナイト反応により板状 α 相が生成すると言われている。その板状 α 相の生成及び成長機構に関しては未だに議論が盛んである。本研究では、 β 単相範囲で亜鉛濃度を系統的に変化させ、生成した板状 α 相をSEM-ECPを利用して母相に対する晶癖面を求めて比較することにより、 α 相の生成機構を明らかにする基礎データを得ようと試みた。

〔機械工学専攻〕

スタaggerド配列フィン付管群の渦発生周波数に 及ぼす流れ方向管ピッチおよび管列数の影響

小 田 久 人

らせん状フィン付管群を横切る流れによって、管群部で発生する渦の発生周波数に及ぼす流れ方向の管ピッチと管列数の影響について実験的解明を行った。Re数 $1 \times 10^4 \sim 6 \times 10^4$ の範囲での実験を行った結果、管群の渦発生特性には管群形状に固有のタイプとダクト固有の気柱振動に誘起されるタイプの2種類があることが分かった。また、Re数に依存しない修正Sr数は、管列数には影響されず、管ピッチ増加にともなって減少する。

高温における粉体の断熱特性に関する研究

角 野 真一郎

粉体を使った充填層による断熱材は、ふく射の寄与が急激に増大するために高温用にはあまり使われない。そこで本研究は、高温における粉体の断熱特性について検討した。さまざまな粉体の有効熱伝導率を測定し、有効熱伝導率を固体伝導寄与分とふく射伝熱寄与分に分離した結果、粉体を混合する配合の仕方によっては、高温域におけるふく射伝熱の割合を大幅に減少させることができ、非常によい断熱性を示すことが明らかになった。

窒化珪素の疲労き裂進展特性に関する研究 (応力比並びに応力遮蔽効果について)

小 坂 誠 二

窒化珪素を用いて平面曲げ疲労試験を行い、ピッカース圧痕より発生する微小表面き裂の形状、き裂進展特性を調べ、その場合の応力比の影響を明らかにした。ついで、一定曲げモーメント試験における貫通き裂の進展特性を調査した。応力遮蔽効果の要因として、き裂先端後方の架橋部、き裂のジグザグ進展、き裂先端前方に発生する微小き裂、並びに常圧焼結による試験片素材作成時に生成される残留応力を取り上げ、それらの影響を定量的に評価した。

小口径水平管内の気液二相流の流動特性 ($D=1.8\text{ mm}$, 3 mm , 5 mm の実験結果の比較)

小林 英一

The experiment of adiabatic air-water two-phase flow, in horizontal capillary tubes with inner diameters of 1.8mm to 5 mm and at total mass flux of 220 to 1500 $\text{Kg}/\text{m}^2\text{s}$, was made. Flow pattern, void fraction and pressure drop was measured. The void fraction was compared with volumetric quality. Two-phase friction multiplier ϕL^2 was used to be correlated in terms of the Lockhart-Martinelli parameter. In addition, modified two-phase friction multiplier ϕ_{ib}^2 was proposed and correlated with mass quality, in this study.

クリック鞍形板ばねを用いたはいずり型微小走行機械の研究

澤間 和彦

鞍形に成形したクリック板ばねをクリック直前の変形状態に設定すると、わずかな力の変化で跳び変化を生じて大きな変位を発生する。メカニズムには、この板ばねが本体として組込まれ、形状記憶合金 (SMA) 線を用いて、急速加熱による跳びと冷却による緩慢な回復という非対称性の強い動作と足の非対称性ではないずり、微小走行機械を開発した。本論文では、メカニズムの基本特性、および試作モデルによる走行実験について述べる。

薄膜における転位の応力場に関する分子動力学的研究

新蔵 利信

2次元薄膜中に1つの刃状転位を含む場合において、転位まわりの応力場・ひずみ場、転位を含む薄膜の応力・ひずみ線図、転位の挙動を解析した。局所領域が転位を含まない場合、その局所応力・局所ひずみの関係は無転位薄膜から得られる局所応力・局所ひずみの関係と一致する。転位を含む薄膜の応力・ひずみ線図の勾配は無転位薄膜のそれと比べるとわずかに緩やかである。転位の移動量は薄膜の温度と転位のポテンシャルエネルギーに依存する。

剛体ローラによる転がりすべり接触によって 発生・進展するき裂の熱応力拡大係数

曾 田 利 通

剛体ローラによる転がりすべり接触を受ける半無限体について、任意に傾斜した単一内部き裂と複数内部き裂および表面屈折き裂について、それぞれ応力拡大係数の解析を行った。本解析では転がりすべり接触中のすべり摩擦による摩擦熱をも考慮して2次元熱弾性接触問題として取り扱い、内部発生型のき裂発生方向の推定や一对の内部き裂の相互干渉および表面発生型の屈折き裂の進展方向などについて検討した。

流動体を媒介させた変位拡大微小機構の研究

高 橋 文 峰

固体素子の高応答性を損なわず、出力の伝達にめだつた損失を生じないような変位拡大機構の開発を目指し、液体を充填させた密閉空間の体積変化を利用した微小機構を提案した。胴体部の断面積を長さに対して変化させることにより試作機構の変位拡大率は4.1倍となり、断面積比一定の機構と比較して約1.4倍の変位拡大効果が得られた。また、伸縮部の先端に静的に負荷をかけても変位拡大率は低下せず、安定した変位拡大効果が得られた。

摩擦熱を伴う転がり接触を受ける被覆材表面き裂の応力拡大係数

高 山 広 司

被覆材の表面に垂直き裂を有する被覆半無限弾性体が摩擦熱を伴う転がりすべり接触を受けるトライボロジ問題を破壊力学的に取り扱った。温度解析では摩擦熱の拡散速度に比べローラの転がり速度が十分大きい準定常状態を仮定した。応力拡大係数の解析結果は各種のトライボロジ被覆材の場合について行い数値的に検討した。さらに時間とともにステップ状に変化する熱源によって移動加熱される非定常解を解析し、準定常解の近似度と適用限界のペクレ数を検討した。

大型加熱面のミスト冷却に関する研究

坪 野 正 寛

ミスト冷却による大型加熱面を対象とした定常実験を行い、低温域におけるミスト冷却伝熱特性について追求した。単一ノズルでは、冷却の不均在壁面温度の上昇とともに顕在化し、液膜流動方向に作用する引張力が一因する液膜の破断を生ずる不安定な液挙動が壁面温度および熱流束を変動させる。また、噴霧流の複数化は、壁面温度の均一化が図られ、形成液膜の相互干渉による液膜保持と液膜の伸張・薄膜化が安定な熱伝達を促進させることが明らかとなった。

「熱プラズマ実験装置の試作ならびに放電時のマクロ的特性に関する研究」

乗 田 一 憲

本研究では、プラズマ境界層を含む熱伝達現象についての実験を行うための実験装置「管内熱プラズマ流実験装置」を試作し、その実験装置の放電時におけるマクロ的特性の把握を行った。その結果、実験装置の試作に関しての熱設計は妥当なことが確認され、放電時におけるマクロ的特性に関しては、電圧分布について陰極降下および陽極降下の存在を把握し、また、温度分布については、半径方向温度分布が大きいことを推測させるデータが得られた。

生体硬組織(骨)の疲労破壊に関する研究

東 川 弥

生体硬組織(骨)の疲労破壊過程を調査するために、牛大腿骨の緻密質を用いて回転曲げ疲労試験を行い、疲労寿命並びにき裂進展特性に及ぼす応力繰返し速度と骨密度の影響を検討した。また牛骨における疲労寿命分布を調査し、寿命のばらつきをもたらす要因を微視組織的に考察した。そして、これらの知見に基づき疲労破壊過程のコンピュータシミュレーションを行い、実験結果と比較・検討した。

インライン配列平滑管群の渦発生周波数に及ぼす 流れ方向管ピッチおよびレイノルズ数の影響

本 多 賢 司

インライン配列平滑管群に気流が直交する際の圧力損失特性および管群後方に発生する渦の周波数特性を実験的に解明した。管群抗力係数やSr数に影響を及ぼす因子として、流れ方向の管ピッチ比を1.25～3.0, Re数を $10^4 \sim 8 \times 10^4$, 流れ方向管列数を1～10の範囲で変化させた実験結果より、管ピッチ比の大きい場合と、小さい場合とでは流動状態が異なり、管ピッチ比が小さい場合にはSr数はRe数に依存することを明らかにした。

窒化クロム被覆鋼の耐食性評価と腐食疲労強度特性に関する研究

本 林 功

物理的气相蒸着法で窒化クロムを単層および多段被覆処理した炭素鋼の腐食疲労試験ならびに耐食性の電気化学的測定を行い、被覆処理の有用性について検討した。腐食疲労強度は、膜厚によって低下または向上し、最適な被膜厚さの存在が示唆された。耐食性は膜厚の増加に伴い大幅に向上した。多段被覆処理を行った場合には、耐食性は単層膜よりも向上したが、腐食疲労強度は単層膜と同程度かそれ以下となった。

自励オンオフ駆動による自由型バイプロインパクトユニットの研究

森 本 健 司

本体と衝突体を加振ばねで接続した2自由度自由型衝突振動系にて、相対変位が設定値のときに駆動力をオンオフして、定常衝突振動を励起する方式を提案した。理論上は本体と衝突体の絶対変位が不明でも、オンオフ時の相対変位のみで運動が決定されるのが最大の特徴である。ある駆動力レベルに対する供給エネルギーは、Bang-Bang駆動で両方向の駆動力レベルが同じとき最小となる。実験の結果、理論解析とよく一致した。

スタッドフィン付縦型伝熱面による水の凝固・融解に関する実験的研究

渡 邊 弘 毅

スタティック式潜熱蓄熱装置における熱抵抗問題の解決、及び放熱時である融解過程に生じる自然対流を妨げないフィンの形状を目的としたスタッドフィン付縦型伝熱面を提案し、この伝熱面による水の凝固・融解実験を行い、フィンの熱伝導寄与による伝熱促進効果、及び伝熱面積増大による熱負荷の影響などを明かにした。

非定常熱線加熱法によるエマルジョンの熱伝導率に関する研究

渡 邊 祐 樹

本研究では非定常熱線法を用いて、温度、体積率を変化させたエマルジョンの熱伝導率を測定し、Maxwellの式と比較検討を行った。試料として分散質にケロシン、シクロヘキサン、分散媒に水、乳化剤にTween20を用いた。エマルジョンの熱伝導率は分散質の体積率が低い場合はMaxwellの式とよい一致を示し、分散質の体積率が大きくなるとMaxwellの式より小さい値を示し、温度が高くなるにつれて、さらにその差は大きくなる傾向を示した。

スタッドフィン付き縦型伝熱面による氷の融解に関する解析的研究

陳 東

最近、太陽熱、地熱などエネルギー有効利用のため、様々な伝熱促進体を利用する潜熱・蓄熱装置に関して、実験的研究あるいは解析的研究が多くなされている。本研究においては潜熱装置の基本的伝熱特性を改良することを目的に、スタッドフィンを有する矩形容器内の氷の融解に関する三次元数値解析を行い、また、氷のみの場合の融解に関する解析は二次元で計算を行って、フィンによる伝熱促進効果及び自然対流の影響を詳細に調べた。

[生産機械工学専攻]

ワイヤ放電加工シミュレーション

岩 田 康

ワイヤ放電加工は金型加工に広く用いられるが、ワイヤの振動、たわみによってその加工精度が劣化する。本研究では直線、テーパ荒加工のワイヤの振動状況をシミュレーションし、加工条件により加工面垂直精度がどのように変化するかを調べた。解析の結果加工に及ぼすワイヤ振動の影響メカニズムを把握することができた。ガイド位置、サーボ電圧、比抵抗変化、テーパ加工の上下面速度差が垂直精度劣化の原因となることを明らかにした。

超精密旋盤を用いたゾーンプレート描画に関する研究

笠 次 克 尚

ゾーンプレートの描画方法として、超精密旋盤を利用したレーザ描画を行ってきた。この方法では、描画開始点である回転中心位置のずれと、ゾーンプレートの細かい格子線領域でのデューティ比の悪化によりゾーンプレートの精度が悪くなるという問題点がある。この問題を解決するために、前者についてはモアレ法を用い、後者には、レーザの焦点外しを利用した。これらの2つの方法によって精度の良いゾーンプレートを製作することが可能になった。

Al合金粉末成形材料のミクロ組織制御と強度特性向上に関する研究

木 本 勉

本研究では、高耐熱性粒子の微細分散による473K～573K程度での高耐熱性粉末成形合金の開発を目的としており、ガスアトマイズ法により製造した2024Al-3Fe-xNi系合金（ $x = 0, 3, 4, 5, 6, 10$ wt%）および202Al-3Fe-5Ni-7Si合金の計7種類の合金について、粉末と押し出し材のミクロ組織観察、ならびに引張試験を行うことにより、Ni添加量、粉末粒径、押し出し温度等の押し出し材の製造条件がミクロ組織ならびに機械的性質に及ぼす影響を比較検討した。

高分子材料の摩擦摩耗特性に関する研究

國 友 一 伸

高分子材料は種類が多く、機械的性質、摩擦摩耗特性も千差万別である。また、摩擦摩耗特性のデータも少ない。この多種多様な特性を持つ高分子材料の摩擦摩耗特性の測定に対応できるピンオンディスク型摩擦試験機を製作した。この試験機を使用して、5種類の熱硬化性及び熱可塑性高分子材料の摩擦摩耗を測定し、それらと速度荷重の積との関係としてデータを整理した。その結果、人工関節に使用されるポリエチレン系の材料が最も安定な摩擦摩耗特性を示すことがわかった。

背景を基準にしたステレオ写真法による三次元座標の決定

齊 藤 雅 之

ステレオ写真法による三次元座標測定の短所を補うため、測定物の背景に正確な基準線を置き、測定を行った。実験の結果、カメラの位置決めと、画像処理過程の画素数の不足に起因する感度、精度の不足があった。前者への対策として基準格子線を二面にし、カメラ位置を求める必要を無くした。後者への対策として画像処理にサブピクセルを用いた。また、ステレオ写真法においては、各カメラ間における同一の測定点を探す必要があるが、この自動化を可能にした。

負荷応答型切断システムに関する基礎研究

高 橋 英 司

本研究では、砥石切断状態をリアルタイムに監視し、高精度、高能率化を可能にする自動砥石切断加工システムを開発し、その有効特性を検討した。このシステムはコンピューター2台と砥石切断機から構成されており、切断中の砥石回転数をもとに、最適な切断条件を逐次判断、選択し、リアルタイムで送りの制御を行う。このシステムでは、アルミニウム合金やセラミックスの切断において、仕上げ面精度に対する加工能率は30～40%向上した。

軸力オブザーバの使用によるスプール変位 フィードバック型比例弁の特性改善

中 川 博

市販の比例弁を使用した一般的油圧サーボ機構は、電気・油圧サーボ弁使用の場合に比べて周波数特性が劣ることを確かめた。その理由は、電気・油圧サーボ弁に比べて比例弁自身の周波数特性が劣ることに大きな原因があることが結論付けられた。そこで、この比例弁のスプール変位フィードバックループに軸力オブザーバを使用してスプールをコントロールすることを試みた。その結果、微小信号入力に対する比例弁の応答が著しく改善出来ることが確かめられた。

アルミニウムディスク加工過程における形状ひずみの発生と 残留応力分布に関する研究

中 西 治 雄

本研究では、ダイヤモンド工具による旋削加工後のアルミニウムディスクの、残留応力の分布と形状ひずみを測定し、残留応力とびずみの関係について検討を行った。ディスクの加工枚数が増加するにつれて工具摩耗は進行し、形状ひずみおよび残留応力は異なるものとなっている。表面より数 μm の深さの所で、形状ひずみが凸の部分では残留応力は引張りとなり、凹の部分では圧縮残留応力が生じていることが知られた。

熱間押し出し加工における角形シリンダーの寸法精度向上に関する研究

橋 本 清 春

ポートホールダイに代表されるホローダイ方式の押し出し加工法では、雄型のブリッジ部にて一旦分割された被加工材が雌型のウェルディングチャンバー内で再び圧着されるために、接合強度や寸法精度が製品の品質上大きな問題となる。そこで、本研究では、ポートホールダイで成形した角形シリンダーの寸法精度および接合強度に及ぼす雄型ポートの孔数や配置の影響について、ウェルディングチャンバー内のメタルフローから検討した。

耐熱難加工合金の超塑性特性評価法に関する研究

村 地 良 二

最近、耐熱難加工合金の超塑性鍛造技術が着実に開発されており、それに伴い超塑性圧縮試験方法における基礎的データの蓄積が重要視されている。しかし現在、超塑性圧縮はもちろん通常の合金の高温圧縮試験方法を含めた統一規格が確立されていないため本研究では超塑性圧縮試験方法のJIS化につながる標準化を目的とし、Ti合金、2相ステンレス合金について圧縮変形応力-ひずみ線図に及ぼす温度制御、潤滑剤作用、及び試験片形状等の影響について検討した。

相関を用いたサブピクセル画像処理

山 本 将 之

一般にデジタル画像計測において、その分解能は画素数によって決定され、感度の不足が大きな問題となっている。そこで本論文では、ソフトウェア的に画素以下を読み取るサブピクセル処理法の1つとして焦点が合っていない画像にも対応できる相関を用いた方法を提案した。結果、画像の焦点の状態にあわせた相関モデルを用いることにより、相関法は様々な画像に適応し、有効である事が確認できた。

画像処理による自動供給装置上の工作物の判別

李 晶 燁

工作物が自動で供給される工作機械においては、工作物の判別が必要である。現在行われている方法と併用して画像処理による判別を試みた。あらかじめワーク画像を登録しておき、空間距離を計算し判別する方法を用いた。ワークには似た物があり、細部の画像の空間距離を求めることで対応できた。また照射光の影響で画像が変化するのに対し、クラス化を行い、類似度による判別を使う事で対応できた。

筐体内自然冷却システムの高効率化に関する研究

芦 田 一 夫

1 個の発熱体を有する上下全開筐体モデルにおいて、筐体内自然対流の流動特性と伝熱特性を解明するため流れ場と温度場の可視化実験及び、三角形 1 次要素の有限要素法を用いた数値解析を行った。その結果、発熱体の発熱量の増加に伴い筐体内に発生した循環流が強くなり、筐体内の伝熱に大きく影響することが分かった。また、数値解析から熱流束や筐体サイズが筐体内の平均温度に及ぼす効果を明らかにした。

傾斜半円柱乱流促進体による伝熱促進 —最適設置条件と境界膜厚さとの相関—

石 田 彰

矩形流路内に設置された半円柱乱流促進体による伝熱促進について、物質移動係数、物質移動強度、及び壁面剪断応力の測定を行い、促進体の傾斜角による促進機構の相違、及び各流れが伝熱促進に及ぼす影響を調べた。さらに、平滑面上での境界膜厚さを基準とした無次元クリアランス NTF を導入し伝熱促進性能との関連について検討した結果、クリアランスの変化により促進体下部の流れが大きく変化するような場合、NTF は最適クリアランスを決定する指標として適用できることが判明した。

クロマト分離操作のランタイムの最適化

石 原 学

サイクリックなクロマト分離操作でランタイム T_{cy} としてサイクル間の分離度 R_c を定義した。またカラムキャパシティ $Scap$ を用い、負荷量が分離速度に与える影響を解明し、これに Lineweaver Burk plot を適用することによって飽和分離速度を計算した。その関係を用い設計方程式をたてることによって、例えば、 dP/dT_{cy} が 0 になるような最適な条件を求める問題や、その他のスループット P に関する種々の問題の解決に役立つことを示した。

コバルト〔Ⅱ〕錯体による酸素の吸着特性

今 崎 靖 之

コバルト〔Ⅱ〕錯体 (Salcomine) は酸素の吸着剤として知られているが、その吸着特性については理論的に解明されていない。本研究では、円板形試料を用い、吸着時の発熱効果を考慮して吸着機構の解析を行い、平衡ならびに速度論的に明らかにするとともに、繰り返し使用による吸着剤としての失活過程についても検討を行った。

表面培養法を用いた白色腐朽菌 *Coriolus versicolor* による リグニン分解酵素の生産

川 口 浩 一

担子菌による物質生産を達成するための新しい培養方法を確立するために、*C. versicolor* を用いてリグニン分解酵素であるラッカーゼとリグニンパーオキシダーゼの生産を検討した。その結果、従来の振とう培養法と比較して、表面培養法を行ったとき菌体の増殖、およびリグニン分解酵素の生産は良好であった。また、数段階のクロマトグラフィーを行うことより2種類のリグニン分解酵素を培養液より容易に分離精製し、それぞれの酵素の性質を解明した。

液中斜面上での異形微細粒子群の連続分離に関する基礎的検討

木 嶋 敬 昌

静止液体中の斜面上において異形粒子間の転がり摩擦特性の差異を利用した微細粒子の形状分離が可能であることを実験的に確かめ、その分離機構を力学的モデルをもとに考察した。異形粒子群の分離挙動は、液中に添加した界面活性剤の種類および濃度によって影響を受けることを実験的に確かめた。遠心力が作用する静止液体中斜面上に異形微細粒子群を連続的に供給し、実験を行った結果、同分離場での形状分離の可能性を確かめた (粉体工学会1994年度春期研究発表会 (1994年5月, 京都) にて発表。)

2成分溶媒を含むポリマー溶液の乾燥における物質移動機構

熊 野 晋

高分子塗布膜の乾燥は製品の品質に大きな影響をおよぼす工業上極めて重要な単位操作である。本研究では溶媒1成分を含むポリマー溶液の乾燥における物質移動機構を実験及び数値計算の両面から検討した。また溶媒2成分を含むポリマー溶液の乾燥実験を行い、各成分の乾燥速度を各々の減量曲線より測定した。そして、初期組成や初期の試料厚さが乾燥速度や平均組成、乾燥の選択性に及ぼす影響について検討した。

粉粒体挙動に及ぼす粒子形状効果

越 間 研 吾

粉粒体素材の充填や流動性等の静的及び動的粉体現象は粒子径、密度等の他に粒子形状特性によって大きく支配される。本論文では、粉粒体のこれらの特性値を、粒子に関する二つの形状指数（円形度 ϕ ：粒子伝体の巨視的な変形の度合、平滑度 ζ ：粒子表面の凹凸の度合）を定義し、これをもとに検討した。その結果、粉粒体の充填特性、粒子排出特性をはじめ2、3の静・動的特性に及ぼす粒子形状の効果について明らかにした。（1994年度秋期研究発表会（1994年11月、東京）にて発表）

ポリアクリルアミド加水分解ゲルによる金属イオンの吸着特性

武 田 一 広

本論文は、高分子電解質ゲルの機能性応用に関する基礎的研究として、ポリアクリルアミド加水分解ゲルによるCu〔Ⅱ〕イオンとFe〔Ⅱ〕イオンの吸着特性を解明したものである。特に、ゲル中の固定カルボキシル基は金属イオンの価数に応じて結合するとして、各イオンの単一水相ゲル吸着に対する化学平衡論的考察の妥当性を示し、合わせて混合水相ゲル吸着におけるCu〔Ⅱ〕イオンとFe〔Ⅱ〕イオンの吸着選択性逆転の機構を定量的に明らかにした。

回転振動傘型円板による微細粒子群の形状分離 —分離特性に及ぼす操作条件の影響—

玉 生 善 彦

振動と遠心力の作用を同時に利用した乾式の形状分離装置（回転振動傘型円板）を試作し、約20～50 μ mの不規則形状粒子を用いて装置の分離特性に及ぼす操作条件の影響を実験的に検討した。本装置によって同微細粒子群の形状分離が可能であり、分離効率には円板の振幅、回転速度、表面傾斜角、表面素材の粗さ及び材質によってかなり影響を受けることを確かめた。加振方向や滑沢剤添加により、円板上への粒子付着を低減できることを得た。（第32回粉対に関する討論会（1994年、10月、つくば）にて発表）

ダブルジュット式連続乳化器の特性

西 井 健 一

分散相、連続相各液を平行に固定した二本のニードルから容器に噴射することで連続的に乳化を行う装置を施策し、分散滴から検証した。その結果、分散滴径分布は、滴径 d を代表径 d_{32} で基準化することで、ほぼ一本の対数正規分布で近似できたが、上限値 $d_{max}/d_{32}=2.30$ が存在した。また、 d_{32} は液噴射速度 U 、ニードル内径 d_N 、物性項 ρ/σ により表すことができ、そして、実際に乳化が起こっている領域の容積として自由噴流内部を想定して推算した。

シリカゲルの物性値とその応用 Properties of Silicagel and Its Application to Rice Drying

彦 坂 道 治

最近、国産品に比べて低廉な中国製シリカゲルが出回っているがその物性値は不明である。シリカゲルを米のような穀物の乾燥に応用するには、その基礎的性質が必要となる。本研究では、中国製シリカゲルの比熱、湿潤熱および平衡含水率を測定し、それらを含水率の関数として表す実験式を提出した。測定値を熱力学関係式で整理し、異なる温度での平衡含水率より推定される湿潤熱と湿潤熱測定値が合理的に一致することを認めた。

米粒内部の含水率変化に伴う応力変化

Change of Internal Stress with Change of Moisture Content in Rice Kernel

藤 垣 智 弘

玄米粒内の水分拡散係数Dを従来のように不変の定数とおくと、基礎拡散方程式は線形となり、乾燥過程における粒内部応力の計算は比較的容易となる。しかるに、Dが含水率wの関数になることより、従来の方法による応力計算の妥当性に疑問が持たれる。本研究は、Dをwの関数とにおいて非線形拡散方程式の数値解を求めて煩雑な方法による応力計算を実行し、その結果より乾燥あるいは吸湿過程での玄米の胴割れデータを説明するものである。

気泡塔内におけるガスホールドアップ分布

松 村 秀 和

塔径の異なる3種類の気泡塔を用い、空気-水系上昇並流における平均ガスホールドアップ ϕ 、局所的ガスホールドアップ ϕ_r 及び局所的気泡通過頻度 f_r をマンメーター法、レーザー式ボイド率測定法により測定を行い、その半径方向の分布を求め二相流の性質を検討した。その結果、 ϕ_r の分布は $(\phi_r - \phi_w) / (\phi_c - \phi_w) = 1 - (r/R)^n$ により良好に示すことができ、多孔ノズルの場合、自由上昇域において $n = 7$ 、強制上昇域への遷移域において $n = 2.5$ であった。

トリ-n-オクチルホスフィンオキシドによる有機酸の抽出

安 川 宏

溶媒抽出剤TOPOによる有機酸（酢酸、乳酸、リンゴ酸、クエン酸）の抽出実験を行った。抽出平衡について検討した結果、『溶媒和数＝カルボキシル基の数』の仮定がほぼ成立していた。また、平面接触型反応器を用いた抽出速度実験を行い検討した結果、物質移動過程に律速されていることが確認された。そして、攪はん条件を一定にし濃度条件を操作して検討した結果、物質移動過程に律速されているモデルに反映されていることが分かった。

生酵母の特性を利用した有用物質生産のための新規生物プロセスの開発

山 崎 宏 史

生酵母の発酵能および有機合成能の特性を利用し、有用物質を効率よく生産する2種類の生物プロセスについて検討した。発酵能の利用では、キシロース資化性酵母 *Pichia stipitis* と pH 応答性固定化酵素を組み合わせることで、未利用資源である稲わらからエタノールを効率よく生産できるプロセスを開発した。さらに、有機合成能の利用では、生酵母による不斉還元合成反応を利用し、アセト酢酸エチルから高光学純度(+)-(3)-3 ヒドロキシ酪酸エチルを効率的に生産する新しい培養プロセスを開発した。

水溶液の加熱冷却による二重拡散対流 —対流セルの構造と界面近傍での移動現象—

山 根 岳 志

側方から加熱冷却された2層の濃度成層流体における二重拡散対流現象について、実験と数値計算の両面から検討した。温度場及び流れ場の可視化実験結果より、特に界面近傍の流れに注目した詳細な現象の説明がなされた。また数値計算では空間刻みに側面と界面近傍が密な不等分割を用いたところ、少ない分割数で精度の高い解析結果を得た。その結果より擬定状態における界面等の二重拡散対流セルの構造に関する詳細を明らかにした。

[電子工学専攻]

GaAs (001) 面上へのGaSeのヘテロエピタキシャル成長

和 泉 貴 幸

本研究では、GaSe薄膜の成長をGaAs (001) 基板上に試みた。その結果、250~400℃の温度範囲ではc軸配向したGaSe薄膜の成長が確認されたが、その界面に結晶性の悪い相を持つことが分かった。さらに高温で成長を行うと、成長温度450℃ではGaAs (001) 表面上にGa₂Se₃が成長することが確認された。この結果より、GaAsのpassivation物質として有望なGaSe/Ga₂Se₃/GaAsヘテロ構造を作成できる可能性があることが分かった。

ネマチック液晶セルにおける分子配列 —配向膜ポリマーの分子構造の影響—

稲 葉 博 和

側鎖に液晶基を持つジアミンと種々の酸無水物から合成された新しい液晶性ポリイミド配向膜を用いて、高プレチルト化とプレチルト角の制御可能性を検討した。その結果、側鎖の液晶基の導入により高プレチルト化でき、主鎖の酸無水物成分を変えることでプレチルト角の抑制が可能になった。MOPACによるポリイミド配向膜の三次元的構造解析結果を併せ、ラビング回数に対するプレチルト角変化の実験結果を考察し、液晶性ポリイミド配向膜による液晶配向モデルを示した。

単眼視画像による移動物体の自動計測

大 黒 将 史

単眼の監視カメラを用いゲートを出入りする人や車の数と方向を計数するシステムを作成した。本システムの特徴は物体の重なりで生ずる抽出誤りの対策や日照時に生ずる影に自動的に対処している点である。差分画像から得られた物体領域を仮想的なオブジェクトに対応付ける。オブジェクトには生命力や年齢などの仮想生命的な属性を持たせる。そのオブジェクトを追跡することによりオクルージョン等による一時的な観測不能な場合にも頑健な追跡ができる。

液晶の分子構造と壁面配向特性

岸 岡 宏 文

ラビング処理を行った配向膜表面の液晶分子の配向機構を解明するため、STM・AFM観察による配向膜の表面状態、及びAFMを用いたポリイミド配向膜上の液晶配向について研究した。その結果、AFM加工により配向膜形状が変化し、4 nm程度の溝形状が作製できた。また、本構造上で良好な液晶配向を確認した。配向膜塗布による配列は主鎖の繰り返し構造を示しており、その構造は液晶配向に影響しなかった。

自然言語テキストからの知識自動獲得方式の研究

木 下 直

自然言語テキストから知識を抽出し、データベースに自動登録する手段として、構文・意味解析を用いる方法が自然であるが、現時点では文解析の精度・速度の点に問題がある。これを改善するため、テキストの表層表現の特徴を利用する方法と組み合わせることを考察した。実験の結果、表層表現の特徴のみを用いた方法でも、対象テキストに高い規則性が見られる場合、かなりの高精度で知識の自動獲得ができることを確認し、構文・意味解析の前段階として有効利用できる可能性を確認した。

RHEED 強度振動を用いた Bi 系酸化物超伝導体薄膜の原子層成長

小 西 慎一郎

Bi 系超伝導薄膜を原子層オーダーで制御して作製するために初期成長中の in situ RHEED 強度振動測定およびパターン観察より、Bi, Sr, Cu, Ca の各元素の 1 原子層分の蒸着時間を見積もった。1 原子層以上に蒸着すると各々異なった RHEED パターンが現れることが分かった。その蒸着時間に基づいて 2201 相, 2212 相を作製し、結晶性、表面性を評価した。単相の 2201 相, 2212 相がそれぞれ得られ、組成制御性のよい試料ほど表面性が良いことがわかった。

SmA 液晶による偏波面制御素子

米 谷 善 唯

スメクチック A (SmA) 液晶による偏波面制御素子について検討した。横型電極構造の液晶位相子の作製を行い、理論解析により入射角の増大に伴う位相変化の増大を確認し、実験では光の斜め入射化により 2π の位相差を得た。また、旋光子と位相子の両機能を有する新規四電極構造素子を提案・制作し、旋光子と位相子の独立した動作を確認するとともに、斜め電界により旋光角 $\pi/2$ 、位相差 π を実現した。

Si (001) 基板上への $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ 混晶の MBE 成長

米 田 賢 司

本研究では Si (001) 基板上に低い貫通転位密度と良い表面形態を持った緩和した SiGe 混晶を得るため、いくつかの成長条件と構造を変えた試料を作製し、表面性、歪の緩和、転位に関して評価した。その結果、低温 (550℃) で成長し高温 (700℃) でアニールすることにより、良い表面形態をもち緩和した SiGe 混晶を得ることができた。また格子定数差を緩和するような混晶バッファー層を挟むことで試料表面の転位密度を減少させることができるのが分かった。

オブジェクト指向に基づくシーケンス制御用言語と IL 言語へのコンパイラの作成

酒 井 貞 亮

シーケンス制御用言語として広く用いられているラダー図には様々な問題点が存在する。そこで本研究ではオブジェクト指向と状態遷移図モデルを採用した新しいシーケンス制御用言語を開発した。本研究では、本言語によるプログラムをプログラマブルコントローラと呼ばれる制御装置で採用されている IL 言語に変換するコンパイラを作成した。これにより本言語によるプログラムをプログラマブルコントローラで実行することが可能になった。

音響的仮想現実感システムの作成

作 田 定 之

仮想現実感 (バーチャルリアリティ: Virtual Reality) における人間の聴覚事象を室内音響の側面からとらえ、仮想環境の音場を再現して可聴化するシステムを作成した。これは、計算機シミュレーションにより求めた対象室空間の音場特性と、頭部や外耳形状の特性をシステムに組み込み、音源定位性能を向上させているのが特徴である。本論は、システム作成において行ったモデル化の手法やアルゴリズムについて述べ、作成したシステムの評価を行い、結果を考察したものである。

分散型ELパネルのマトリックス駆動特性

高 橋 潤

32×32ラインを有する分散型ELパネルのマトリックス駆動を検討した。背面電極の低抵抗化、薄膜化、蛍光体濃度の最適化により、従来比20倍の発光輝度改善ができた。コンピュータ制御のマトリックスドライバを製作し、フレーム周波数200[Hz]でキャラクタ表示に成功した。しかしながら、コントラスト比は最大2.6 (@5 [cd/m²])と改善の余地があり、コントラスト比を向上させるため、リフレッシュパルスを工夫した新たな出力波形を提案した。

アントラセン誘導体を用いた有機EL素子の電氣的・光学的特性

丹 保 哲 也

高い蛍光量子効率を持つ有機材料であるアントラセンを有する新規のアントラセン誘導体を使用して、有機EL素子の作製及び、発光機構の解明を行った。アントラセン誘導体の低分子及び、高分子材料を発光層として使用した素子において、共に、425nmにピークを持つ青色発光が得られた。発光スペクトルより、この発光は、有機材料中に含まれるカルバゾールからのエネルギー移動によるアントラセンの発光であることが確認された。

汎用を目指した文書画像認識システムに関する研究

辻 正 博

処理対象を特定した文書画像認識システムが考案されているが、本研究では、できる限り処理対象を制限しない汎用なシステムの作成を目標とした。一般の文書を処理できるシステムの応用範囲は広く、誰にでも利用できるシステムである事も重要となる。このため、できる限り処理の自動化を行った。更に、単に文字認識に留まらず、文書の構造を理解し、本文や脚注といった要素の解釈も行なう。一般の文書を実際に処理し、汎用性を確認した。

焦電検出法による硫酸グリシンの強誘電分域構造の観察

早 川 孝 一

焦電検出法を用いて一軸性強誘電体である硫酸グリシン $[(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3 \cdot \text{H}_2\text{SO}_4 : \text{TGS}]$ の強誘電分域構造の観察を試みた。この技法は、試料がバルク状態で、表面に非接触、非破壊的に観察が行われ、分極反転機構の動的な観察にも利用できる。ここでは、観察装置の作成、分域構造の観察例、定量的実験について報告する。これらの結果から、TGS分域構造の特性が見出された。

エリアベースマッチングによるステレオビジョン

林 一 成

将来、ロボットの視覚システムの形態として注目されるステレオビジョンにおいて、エリアベースマッチング手法によるシステム計算機に実装した。ステレオビジョンの問題点を整理し、システムの評価を行うため、適切なサンプルを用いて検討した。領域分割法を応用した新しい画像処理法を考案し、LM法が問題点を解決できることを示した。

長鎖アルキルTCNQ・LB膜の構造評価

林 康 宏

C_nTCNQ ・LB膜の凝集によるステップ構造の抑制を狙い、アラキジン酸/ C_nTCNQ 混合膜の構造を検討した。原子間力顕微鏡による表面観察の結果、凝集の無いドメイン構造を取ることが解った。 π -A曲線とドメインの総面積の評価から、膜構造は C_nTCNQ 単分子膜中にアラキジン酸単分子膜が円状ドメインとして分布することが明らかとなり、以上を総合して安定性、ステップ構造の変化を説明できる分子配列モデルを示した。

文書画像認識システムの視覚障害者用インターフェイスに関する研究

丸 山 博

視覚障害者は本を読むという作業に「自分の目」を使う事ができない。そこで、文書画像認識システムを使って視覚障害者が一人で本を読むためのインターフェイスを作成した。視覚を補うために聴覚を使用し、入力手段としてマウスを利用することによって視覚障害者が利用できる環境を実現した。また、視覚障害者のためのユーザーインターフェイスを作成するための支援言語となる、グラフィックインターフェイス記述言語を作成した。

Ge/Si (001) 基板上へのInSb薄膜のヘテロエピタキシャル成長

森 雅 之

Si (001) 基板上にGeバッファー層をMBE成長させ、その上に二源蒸着法によってInSb薄膜をヘテロエピタキシャル成長させた。Ge層の使用は、Siのように非常に大きな格子不整合を持つ、異なった基板上へのInSb薄膜の成長を大きく促進する。試料の特性を明らかにするために、X線回折測定、電子チャネリングパターン観察、オージェ電子分光法の各測定を行った。4000ÅのGe層を使用して、成長方向及び面内方向において、(001)配向したInSb薄膜が得られた。

知識ベースを利用した自然言語テキスト検索方式の研究

山 崎 謙 一

本研究では、(1)疑似的な自然言語による検索要求文と、(2)概念集合を体系化した知識ベースを利用し、(3)検索要求文の表層表現と意味的に同等であると推論される2次的なパターンを生成し、最終的な検索を行う処理構造を使用して本検索システムを実現した。この結果、高い適合率を維持しつつ、かつ高い再現率を実現することが可能であり、検索要求を的確に反映した高精度の検索が可能であることを検証し、自然言語テキスト検索に対して有効であることを確認した。

障害者用情報入力インターフェースに関する研究

山 科 徹 也

上肢障害者のための機器操作インターフェースを開発する為に、障害者の残存機能を機器の側から見た人間の持つ情報量という観点から分析・評価するためのシステムを構築し、ポインティング動作についてそのシステムの評価を行った。移動時間特性、分解能、情報伝達度、速度特性といった点から分析を行い、先に同様な実験を行っている報告と符合する結果を得た。人間の「意図」と「動作」の間の情報伝達特性の評価への応用が期待できる。

反強誘電性液晶の分子配列とその過渡応答特性

渡 邊 学

強誘電状態から反強誘電状態への相転移を利用した反強誘電性液晶の新しい中間制御技術について検討した。中間調が（パルス電圧）/（パルス幅）値により決定されることを明らかにした。ストロボ観察の結果から、スメクチック層方向に伸びる反強誘電ドメインがファン組織境界で止り安定化することが分かった。また、強誘電 \rightarrow 強誘電干と反強誘電 \rightarrow 強誘電の相転移電圧の違いを利用した新しい多フレーム駆動技術を提案・実現した。

カラー画像中の文字列抽出に関する研究

孔 英 奇

汎用の文書認識システムを目指している。これまで白黒2値の文書画像を対象として研究されてきたが、本研究では、フルカラーに拡張し、カラー画像中から文字列を抽出するアルゴリズムを検討した。イメージスキャナで、画像を取り込み、ラベルを付け、色空間のクラスタリングを行った。さらに単一クラスタ画像から文字列候補矩形を求め、文字列らしさを数量化し文字列抽出を行った。実際にカラー画像に対して処理し良好な結果が得られた。

2段階成長法によるSi(100)基板上へのInSb薄膜の成長と評価

李 冬 梅

Si基板上への高品質InSb薄膜を成長するために、1層目基板温度を230℃、2層目を370℃とする2段階成長法を用いた。この方法での室温のホール移動度は最高でおよそ5,000 (cm²/Vs)であった。さらに、高い移動度を得るために、1層目基板温度を230℃、2層目基板温度を230℃から450℃まで連続に上げながら蒸着を行なった。この方法によって、高い成長温度でも膜が平坦になり、フラックス比を5.0とした場合に、室温のホール移動度は20,000 (cm²/Vs)の高い値を得た。

平成 8 年 2 月 発行

富山県富山市五福3190番地

富山大学工学部紀要委員会

Contents

1 . Electric charges observation of snow fragments from thunderclouds in winter at several points and presumption of the cloud behaviourTadashi Kato, Iwao Kitamura, Nagayasu Ikeda, Takeo Wakai, Tsutomu Sakai.....	1
2 . Electric Interaction between charged fog and water drops — simulation experiments for the electric structure in a thundercloud —Atutoshi Tomii, Iwao Kitamura, Nagayasu Ikeda.....	9
3 . Breakdown experiments on fog with the alternative current voltageKouchi Kurosaki, Atsushi Inakawa, Iwao Kitamura, Nagayasu Ikeda.....	17
4 . System concept for lightning forecastNagayasu Ikeda, Iwao Kitamura, Tadakuni Murai, Tadashi Kato, Atsushi Masuda, Takeo Wakai and Tsutomu Sakai.....	25
5 . Basic experiments on electric quenching of fog IIAtsushi Masuda, Makoto Kawamura, Iwao Kitamura, Nagayasu Ikeda.....	31
6 . Layer Structure of Ferroelectric Liquid Crystal Phase in the cells with Four X-Ray Diffraction PeaksJunta Asano, Hiroyuki Okada, Hiroyoshi Onnagawa, Kazuo Miyashita.....	39
7 . Molecular alignment in the antiferroelectric liquid crystal cells with non-parallel combinations of rubbing directions — Bidirectional Rubbing Method —Kimitaka Terasaka, Katunori Morita, Hiroyuki Okada and Hiroyoshi Onnagawa.....	47
8 . Crystal Growth of Phosphorus-Doped Triglycine Sulfate and its Ferroelectric PropertiesMasakazu Yoshio and Noriyuki Nakatani.....	53
9 . Exciting Moment and Bank Angle of V-type Multi-Cylinder Engine.Akihiro Kiri, Yoshinori Yokota, Norio Ito.....	59
10. Automatic Designing and Drawing of a Hypoid Gear using a Personal ComputerAkihiro Kiri, Norio Ito.....	67
11. Representation and Accuracy of Gear Tooth SurfaceAkihiro Kiri, Lim Yew Chew, Norio Ito.....	77
12. Strain in Ni-Mo Alloys Pulse-Plated From An Acidic Citrate BathSeichi Rengakuji, Sinichirou Mukobata, Yuuko Nakamura, Takayuki Hirata.....	89
13. Effect of solution treatments on the formation of PFZ in Ti-15V-3Cr-3Sn-3AlKiyoshi Kusabiraki, Toshiaki Takashima and Takayuki Ooka.....	97
14. Bénard convection in a water layer with density inversionT.Yamane, H.Narahashi, Y.Miyazawa, M.Yoshida and H.Miyashita.....	107
15. Drying Mechanism of Sand Layer Containing Binary MixtureM.Yoshida, Y.Satake, O.Yamada, M.Yagi and H.Miyashita.....	115
16. Inductive Production of <i>Coriolus</i> Ligninolytic Enzymes by Adding Phenolic CompoundsKaoru Matsunaga, Kazuhiro Hoshino, Setuko Akakabe, Shoichi Morohashi, Toshisuke Sasakura,.....	125
17. Production of Lignan Antioxidant Materials by Cluster-Cultured Sesame Cells (<i>Sesamum indicum</i> L.)Mayumi Okuwa, Kazuhiro Hoshino, Setuko Akakabe, Shoichi Morohashi, and Toshisuke Sasakura.....	133
18. Numerical solution for Moisture Diffusion Equation in Solid during Drying Process (Part 1) — Constant Diffusivity —Shinkichi Yamaguchi and Kaichiro Wakabayashi.....	141
19. Numerical solution for Moisture Diffusion Equation in Solid during Drying Process (Part 2) — Moisture Dependent Diffusivity —Shinkichi Yamaguchi and Kaichiro Wakabayashi.....	149
20. Numerical solution for Moisture Diffusion Equation in Solid during Drying Process (Part 3) — Introduction of a function $\phi = \int Ddw$ —Shinkichi Yamaguchi and Kaichiro Wakabayashi.....	157
21. Column Loading and Run Time of Gel-Chromatographic OperationHisaya Tanaka, Hiroyuki Kawasaki and Tatumi Yamamoto.....	167
22. Abstract of Master degree's thesis in 1995	175