



室蘭工業大学

学術資源アーカイブ

Muroran Institute of Technology Academic Resources Archive



室蘭工業大学研究報告. 理工編 第6巻第2号 全1冊

メタデータ	言語: eng 出版者: 室蘭工業大学 公開日: 2014-05-16 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10258/2956

理工編 正誤表

頁	上下	行	誤	正	備考
369	↓	1	Bending of a	Bending of an	Abstract
369	↓	4	analitical	analytical	"
369	↓	8	analysis	analysis	"
370	↓	3	anlitical	analytical	"
370	↓	6	analitical	analytical	"
377	↑	8	analitically	analytically	"
385			C E T	G E T	FLOW CHART
389	↑	2	顕微鏡組織	顕微鏡組織	"
392	↑	6	軟質性のため	軟質性のものは	"
399	↓	1	低炭業	低炭素	"
406			{0,15,7,7;15,0,5,5}	{0,15,7,7,15,0,0.5}	Table 1
"			{-5,15,5,5,30,30,0,8}	{-5,15,5,5,30,30,0.8}	"
"			{0,15,7,7,15,0,0,5}	{0,15,7,7,15,0,0.5}	Fig.3
416	↓	4	0.05mmpr えと	0.05mmpr へと	"
426	↑	1	t=20° 流線	t=0° 流線	第 11 図
563	↓	4	図 - 9 b	図 - 8 b	"
566	表-2	$\frac{k^2}{6}$	1.804×10^{-4}	1.804×10^{-3}	"
587	↓	6	$v = 312 \frac{NfV(T+273)}{PF}$	$v = 3120 \frac{NfV(T+273)}{PF}$	"
591	↑	1	吸着, 新化学工学講座 VI-36,29(1961)	吸着, 共立全書 P54, (1965)	"

室蘭工業大學

研 究 報 告

理 工 編

第 六 卷 第 二 号

昭 和 四 十 三 年 七 月

MEMOIRS
OF
THE MURORAN INSTITUTE OF TECHNOLOGY
Science and Engineering

VOL. 6, NO. 2
July, 1968

MURORAN HOKKAIDO
JAPAN

Editing Committee

A. Abe	President	<i>Chairman of the Committee</i>
S. Saito	Prof.	<i>Electrical Engineering</i>
H. Kano	Prof.	<i>Industrial Chemistry</i>
E. Yamamoto	Prof.	<i>Mineral Development Engineering</i>
S. G. Nomachi	Prof.	<i>Civil Engineering</i>
K. Okuda	Asst. Prof.	<i>Mechanical Engineering</i>
S. Abe	Prof.	<i>Metallurgical Engineering</i>
H. Yanai	Prof.	<i>Chemical Engineering</i>
K. Kikuchi	Asst. Prof.	<i>Industrial Mechanical Engineering</i>
T. Arakawa	Prof.	<i>Architectural Engineering</i>
J. Futatsugi	Prof.	<i>Electronic Engineering</i>
M. Masuda	Prof.	<i>Literature</i>
K. Hoshi	Lect.	<i>Physics</i>
S. Nagata	Prof.	<i>Electrical Engineering (Evening Session)</i>
Y. Kanamori	Prof.	<i>Chief Librarian</i>

All communications regarding the memoirs should be addressed to the chairman of the committee.

These publications are issued at irregular intervals. They consist of two parts, Science and Engineering and Cultural Science. When the two reach a combined total of over 800 pages, they form one volume.

室蘭工業大学研究報告 第六卷 第二号

理 工 編

目 次

		頁
深い Scheibe の光弾性模型実験とその解析について	中 村 作太郎 志 村 政 雄	2 (1) 345
On Bending of Multi-Equi-Cell Plate.	S. G. Nomachi	2 (25) 369
低炭素鋼の被削性に関する研究 (第 1 報)	菊 地 千 之 田 中 雄 一	2 (43) 387
低炭素鋼の被削性に関する研究 (第 2 報)	菊 地 千 之 田 中 雄 一	2 (61) 405
電子計算機による二次元流れの流線追跡について 第 1 報	奥 田 教 海	2 (75) 419
電子計算機による二次元流れの流線追跡について 第 2 報	奥 田 教 海	2 (85) 429
ウィック・フレームの特性について (第 2 報)	澤 林 則 弘 重 信	2 (95) 439
クランク室圧縮型 2 サイクルディーゼル機関の排気 ガス特性	澤 林 則 弘 重 信	2 (107) 451
固体壁近傍の予混合火災の安定性について	澤 林 則 弘 重 信	2 (123) 467
固定層における安息香酸の水抽出 第 4 報	谷 口 允 木 村 秀 一 杉 田 治 八 郎 水 野 忠 治	2 (133) 477
Foundations of the Empiricist Theory of Sets and Set Functions and its Logic.	Y. Kinokuniya	2 (147) 491
無段変速同期電動機と巻線型誘導電動機の直列縦続 結合法について	伊 達 隆 三	2 (161) 505
水中放電による爆発気泡に関する諸特性について	二 木 治 郎 秋 山 稠 田 仲 一 松 浦 勇 二	2 (171) 515
無段変速同期機の動特性 (I)	近 藤 修	2 (187) 531

エアープレンディング法による粉粒体の混合速度	安田清原 藤保水 公英 二明崇弘	2 (203) 547
プロピレンの接触酸化 (第1報)	加納久雄 杉岡正敏	2 (211) 555
超音波照射による原油のロウ化防止に関する研究	清水崇弘 清原竹内隆男	2 (225) 569
木炭質イオン交換体の耐熱特性	柳井弘行 菊地敏	2 (231) 575
粒状活性炭による気相脱硫に関する基礎研究	柳井弘信 林藤忠信 後藤正道 石井正	2 (241) 585
昭和42年度教官学術研究発表集録		593

深い Scheibe の光弾性模型実験と その解析について

中村作太郎・志村政雄

On the Photoelastic Experiment and Analysis of the Deep Scheibe Models

Sakutaro Nakamura and Masao Shimura

Abstract

Recently the extremely deep Scheibe of immense height (h) for the span (l) has caused much public discussion in the field of the civil and architectural constructions, and Messrs. S. Timoshenko, Karl Girkmann and Kurt Beyer discussed in their already published books that the solution of deep Scheibe in the case of $h/l > 0.50$ was satisfied only by the Scheibe Theory, not by the Beam Theory.

The present writers performed the photoelastic experiments on some deep Scheibe models of $h/l > 0.50$ made of epoxy resin plates in order to find their stress phenomena.

Then, they carefully compared these experimental results with the theoretical values calculated by applying one Deep Beam theory and some Scheibe theories, and they clarified the tendency of stress distribution of models.

I. 緒 言

支間 l に比べ断面高さ h の比較的高い単純桁の応力現象に関する理論解析および光弾性実験などについては、すでに Coker, Filon, 福原達三, Frocht, Wilson, Stokes, Boussinesq, Lamb, Girkmann, Beyer, Timoshenko, 辻二郎, 西田正孝, 河田幸三などの諸氏^{1)~5)}のほか著者ら⁶⁾により種々研究されたところであるが、特に最近、著者らはこれらの問題に興味を持ち、支点構造と高さの異なった $h/l = 0.1 \sim 0.5$ の範囲のエポキシ樹脂単純桁模型により光弾性実験⁷⁾を行ない、支点構造と h/l の差異による諸種の新しい現象を発見した。

特に応力分布のみについていえば、 $h/l = 0.1 \sim 0.5$ の範囲では Deep Beam Theory により計算した値は割合によく実験解析値に近接することが確認出来た。

しかし、 $h/l > 0.5$ の深い Scheibe (壁桁または縦板桁) については、K. Girkmann⁸⁾, K. Beyer⁹⁾, S. Timoshenko¹⁰⁾ の諸氏の著書に発表されている通り、Beam Theory では満足されず、Scheibe Theory を用いるべきであるとされている。

著者らによる光弾性模型実験の結果よりみても Beam Theory の用い得る限界点は $h/l = 0.5$ と考えても大差ないように思う。

本研究においては、 $h/l=0.5\sim 2.0$ の範囲の深い Scheibe についてその断面応力度分布現象を見出すため、高さの異なる数種のエポキシ樹脂板模型桁を作り、単純支持の状態です光弾性実験を行ない、その解析結果を Deep Beam Theory や二・三の Scheibe Theory による理論計算値と比較吟味した。

その結果、本研究による実験解析の断面応力度分布は Deep Beam Theory と Scheibe Theory によって求めた両理論解析の断面応力度分布の中間的現象傾向を示し、現在用いられている Scheibe Theory は必ずしも万全でないことを見出し、更にまた荷重点付近の断面応力度分布には応力集中の影響が著しく入ることも更めて確認した次第である。

II. 模型実験

1. 模型について

模型材料としては理研計器 K. K. 製のエポキシ樹脂、厚さ 6 mm 板を用いた。模型の製作に対しては寸法誤差および加工歪の防止に特に注意し、やすりを用い全部手仕上げでおこない、最大誤差 2% 以内に止るようにした。また模型に時間縁効果の入らない中に来次第ただちに実験を行なうようにした。模型の形状および寸法は、図-1 の通りである。すなわち、Model No. 1~Model No. 7 で $h/l=0.5\sim 2.0$ の Scheibe 模型である。

またこのエポキシ樹脂の光弾性感度、フリッジ応力の測定^(5),11)は、Model No. 1 および Model No. 2 の中央断面 (断面 A~A) について行ない、フリッジ応力 $S=1.130 \text{ kg/mm}$ 、光弾性感度 $\alpha=0.885 \text{ mm/kg}$

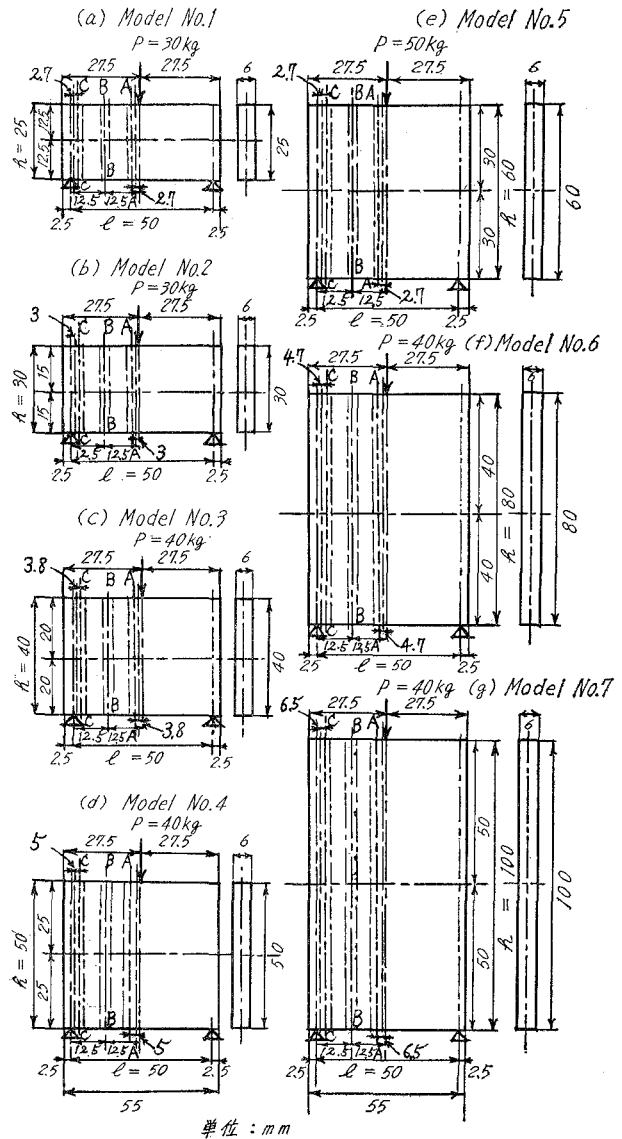


図-1 Scheibe 模型寸法

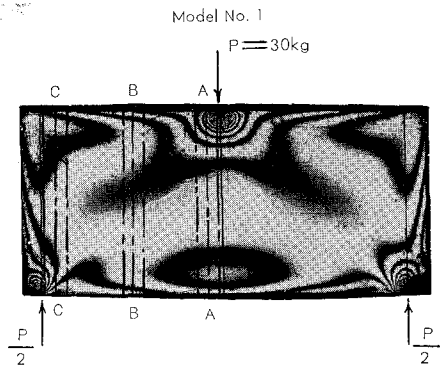


図-2 Model No. 1 等色線縞写真

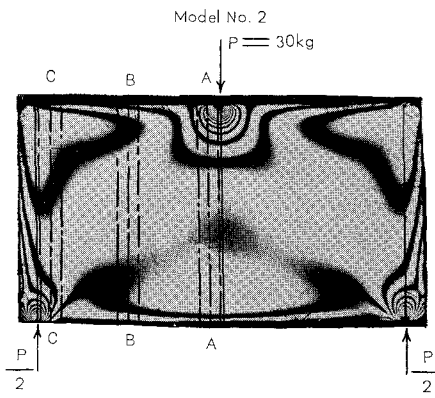


図-3 Model No. 2 等色線縞写真

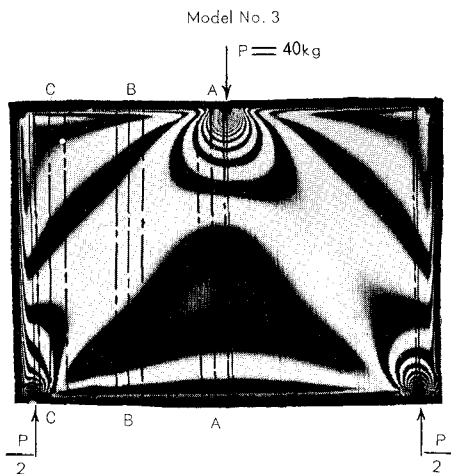


図-4 Model No. 3 等色線縞写真

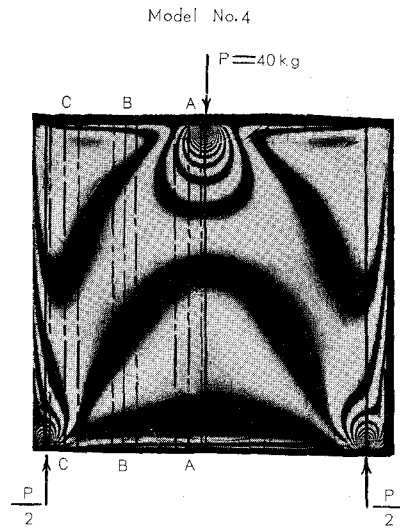


図-5 Model No. 4 等色線縞写真

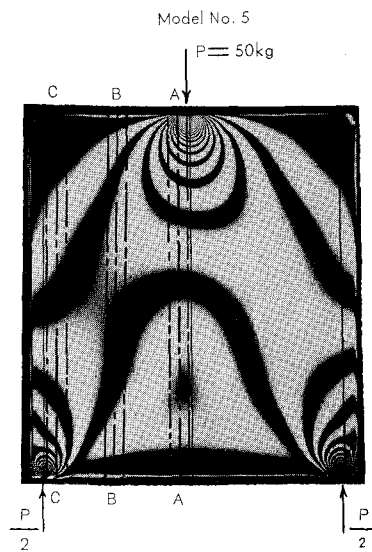


図-6 Model No. 5 等色線縞写真

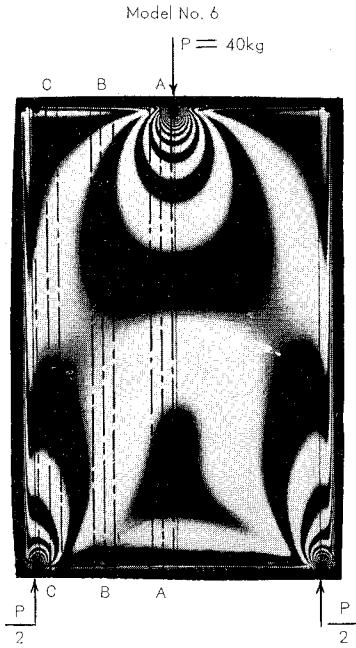


図-7 Model No. 6 等色線縞写真

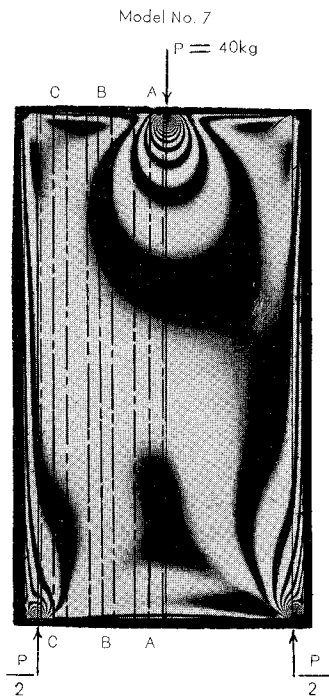


図-8 Model No. 7 等色線縞写真

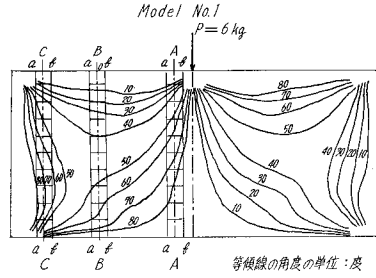


図-9 Model No. 1 等傾線

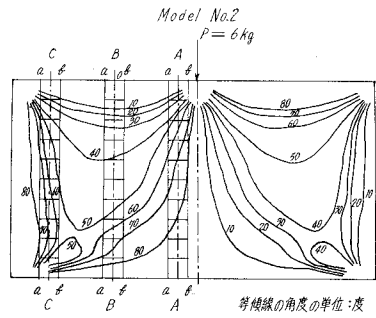


図-10 Model No. 2 等傾線

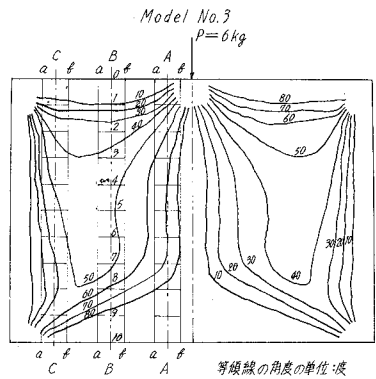


図-11 Model No. 3 等傾線

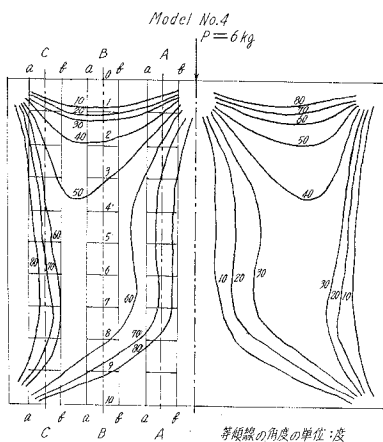


図-12 Model No. 4 等傾線

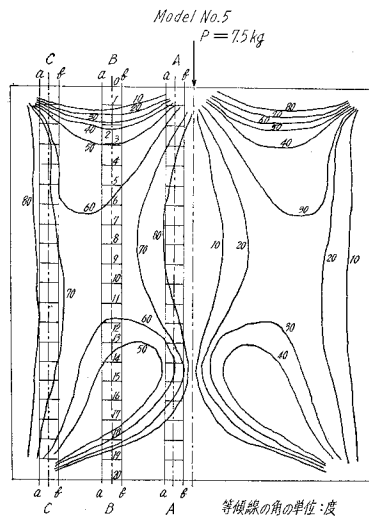


図-13 Model No. 5 等傾線

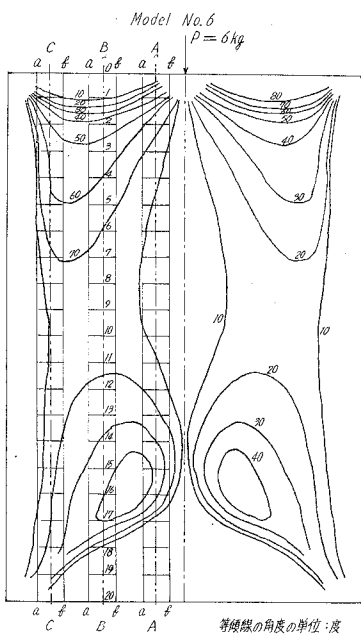


図-14 Model No. 6 等傾線

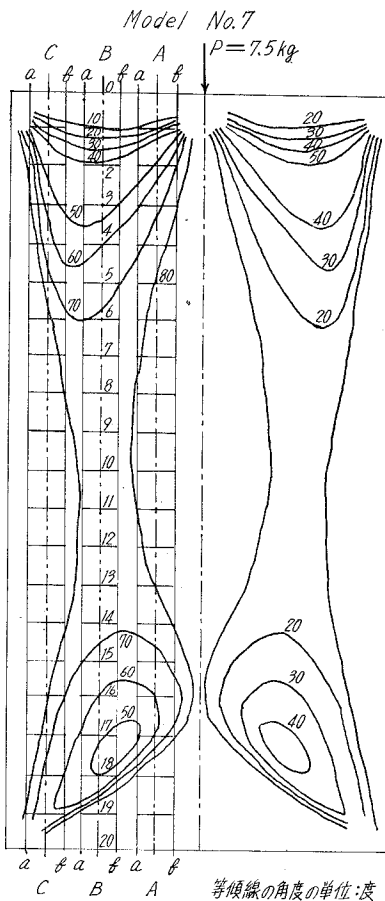


図-15 Model No. 7 等傾線

($S=(\sigma \cdot d)/N$, $\alpha=1/S$, d =厚さ)の数値を得た。

2. 実験方法

Model No. 1~Model No. 7 の7板の模型板桁を1板ずつ光弾性実験装置の荷重支持台に載せ、両端単純支持の状態にて集中線荷重 P を図-1 の通り板桁上面支間中央点に静かに載荷し水銀燈の光源によって光弾性縞写真を撮影し、更に荷重を適度に減らし白色燈の光源を用いてスクリーン上に張ったトレーシング・ペーパーに傾角 10° の変化毎に等傾線を追跡した。

3. 光弾性縞写真および等傾線

上述の実験方法によって求めた光弾性縞写真と等傾線を示せば、図-2~図-15 の通りである。すなわち、図-2~図-8 が光弾性縞写真(等色線縞写真)で、図-9~図-15 が等傾線である。

III. 解析理論

1. 実験解析理論

光弾性実験によって得た等傾線および等色線縞写真の結果と、これに平面応力問題における平衡方程式を補助に用い、図式計算法であるせん断応力差積分法により実験解析を行なったのでその解析理論^{9),5),11)}について述べる。

図-16, 図-17 を参照し、次の通り解式の誘導を行なった。

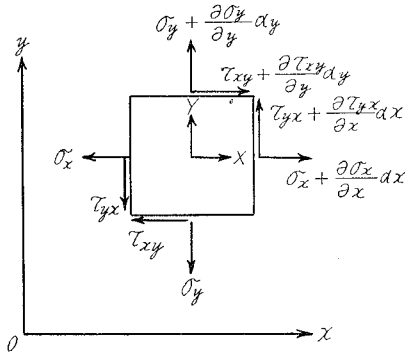


図-16 平面応力の平衡図解

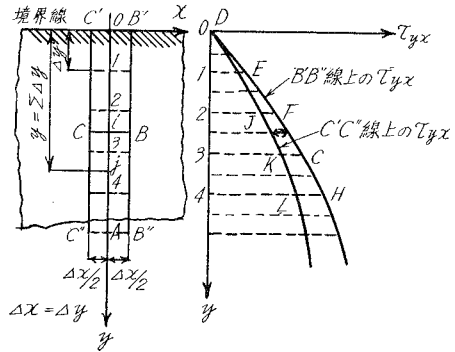


図-17 せん断応力差積分法図解

平面応力問題における応力の平衡方程式は、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + X &= 0 \\ \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + Y &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ただし、 $\tau_{xy} = \tau_{yx}$

σ_x, σ_y : x 面, y 面に働く垂直応力; τ_{xy}, τ_{yx} : x 面, y 面に働くせん断応力; X, Y : x 軸, y 軸方向に働く単位体積当りの体積力; 重力や遠心力を主体に扱う問題以外の普通の場合には

$X=Y=0$ とおいてよい。

(1) 式を積分すると

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= (\sigma_x)_0 - \int_{x_0}^x \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} dx \\ \sigma_y &= (\sigma_y)_0 - \int_{y_0}^y \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} dy \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

ただし、 $(\sigma_x)_0, (\sigma_y)_0$ は積分の基準点 0 (多くは境界上にとる) における σ_x, σ_y の値であってこれらは測定により既知である。

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2) \sin 2\theta \quad (3)$$

ここに、 θ : y 軸と主応力 σ_1 の方向との間の角 (等傾線より求められる)

図-8 において、 B, C 点を i 点に充分近くとれば、

$$\left(\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} \right)_i \div \frac{(\tau_{yx})_B - (\tau_{yx})_C}{\Delta x} = \left(\frac{\Delta \tau_{yx}}{\Delta x} \right)_i \quad (4)$$

(2) 式の積分形は次の形に改められる。

$$(\sigma_y)_j = (\sigma_y)_0 - \sum_0^j \frac{\Delta \tau_{yx}}{\Delta x} \Delta y = (\sigma_y)_0 - \sum_0^j \Delta \tau_{yx} \quad (5)$$

そこで、同じ y 軸上の σ_x の値は

$$\sigma_x = \sigma_y - (\sigma_1 - \sigma_2) \cos 2\theta \quad (6)$$

ここに、 $\sigma_1 - \sigma_2$ (主応力差) $= (S/d)N$, S : フリンジ応力, N : 縞次数, d : 板厚, $\Delta \tau_{yx}$: 間隔 Δx はなれた断面の τ_{yx} の差。

2. Deep Beam Theory の理論解析法

M. M. Frocht 氏などによって取扱われた Deep Beam に関する理論解式³⁾ の誘導を行なう。Deep Beam に集中荷重が作用した時の応力状態を知るには、先ず z 軸方向の厚さ t なる半無限板に集中荷重が作用した時の解式から出発しなければならない。すなわち集中荷重の作用点から流出する応力の放射状態を半無限板の場合と同様に扱い、この影響を単純桁の応力状態の上に組み合わせたものである。

A. 半無限板に集中荷重が作用した場合の解式

図-18 を参照し、 r 方向の応力は

$$\sigma_r = \frac{A \cos \theta}{r} \quad (7)$$

いま、応力函数 ϕ を次の通り選ぶ。

(7)

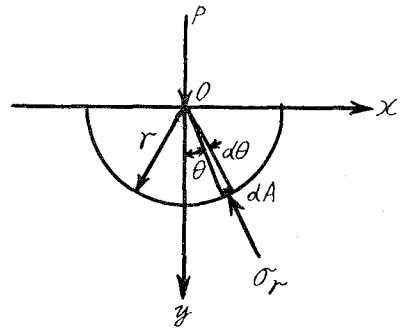


図-18 集中荷重による放射状圧力分布

$$\phi = C_r \theta \sin \theta \quad (8)$$

この ϕ は次式を満足する。

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi_1}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial \theta^2} = 0 \\ \text{ここに, } \phi_1 &= \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

(8) 式より,

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} = 0, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} &= \frac{C \theta \sin \theta}{r}, \quad \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} = \frac{C}{r} (2 \cos \theta - \theta \sin \theta) \\ \therefore \phi_1 &= \frac{2C \cos \theta}{r} \end{aligned} \quad (10)$$

これより,

$$\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial r^2} = \frac{4C \cos \theta}{r^3}, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial \phi_1}{\partial r} = -\frac{2C \cos \theta}{r^3}, \quad \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial \theta^2} = -\frac{2C \cos \theta}{r^3} \quad (11)$$

また、応力成分は

$$\sigma_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2}, \quad \sigma_\theta = \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2}, \quad \tau_{r\theta} = -\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right) \quad (12)$$

上述の式より,

$$\sigma_r = \frac{2C \cos \theta}{r}, \quad \sigma_\theta = 0, \quad \tau_{r\theta} = 0 \quad (13)$$

次に応用函数 ϕ の係数 C を求める。図-18 より,

$$P - 2 \int_0^{\pi/2} \cos^2 \theta d\theta = Ct\pi$$

$$\therefore P = 2 \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sigma_r t r d\theta = 4Ct \int_0^{\pi/2} \cos^2 \theta d\theta = Ct\pi \quad (14)$$

ここに, t : 半無限板の Z 軸方向の厚さ

$$\therefore C = \frac{P}{\pi t} \quad (15)$$

(15) 式を (13) 式に代入し,

$$\sigma_r = -\frac{2P}{\pi t} \cdot \frac{\cos \theta}{r}, \quad \sigma_\theta = 0, \quad \tau_{r\theta} = 0 \quad (16)$$

また $\sigma_x = \sigma_r \sin^2 \theta$, $\sigma_y = \sigma_r \cos^2 \theta$, $\tau_{yx} = \sigma_r \sin \theta \cos \theta$ となるから, これらに (16) 式を代入し,

$$\sigma_x = -\frac{2P \cos \theta \sin^2 \theta}{\pi t r}, \quad \sigma_y = -\frac{2P \cos^3 \theta}{\pi t r}, \quad \tau_{yx} = -\frac{2P \sin \theta \cos^2 \theta}{\pi t r} \quad (17)$$

(17) 式は極座標に関する式なので、 x, y の直角座標に関する式に直すため、 $\cos \theta = y/r$, $\sin \theta = x/r$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ を用い次式を得る。

$$\sigma_x = \frac{-2Px^2y}{\pi t(x^2+y^2)^2}, \quad \sigma_y = \frac{-2Py^3}{\pi t(x^2+y^2)^2}, \quad \tau_{yx} = \frac{-2Pxy^2}{\pi t(x^2+y^2)^2} \quad (18)$$

これは半無限板に集中荷重が作用した時の解式である。

B. Deep Beam としての解式

短形桁 (Deep Beam) としての解式は上述の (18) 式に単純桁としての条件を付け加えれば求まる。

図-19 を参照し、単純桁としての解式を $\sigma_y = 0$, $\sigma_x = \frac{M}{I} y = \frac{M}{I} \left(y - \frac{h}{2} \right)$,

$$\tau_{yx} = \frac{VA\bar{y}}{tI}$$

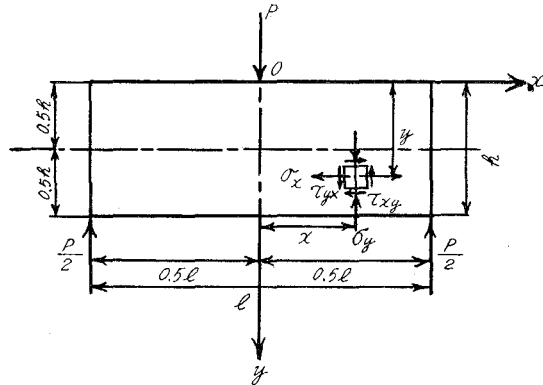


図-19 Deep Beam (短形桁) の平面応力の平衡

(ここに、 I : 桁の断面二次モーメント、 A : 桁の断面積、 t : 桁の z 軸方向の厚さ、 \bar{y} : 中立軸よりその点までの垂直距離、 V : その点における垂直力) によって求めれば次式の通りとなる。

$$\sigma_x = \frac{6P}{th^3} \left(\frac{l}{2} - x \right) \left(y - \frac{h}{2} \right), \quad \sigma_y = 0, \quad \tau_{yx} = \frac{-3P}{th^3} (hy - y^2) \quad (19)$$

そこで、(18) 式と (19) 式を組合せると Deep Beam としての解式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= \frac{2P}{t} \left\{ \frac{3}{h^3} \left(\frac{l}{2} - x \right) \left(y - \frac{h}{2} \right) - \frac{1}{\pi} \frac{x^2 y}{(x^2 + y^2)^2} \right\} \\ \sigma_y &= -\frac{2P}{t} \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \frac{y^3}{(x^2 + y^2)^2} \\ \tau_{yx} &= -\frac{2P}{t} \left\{ \frac{3}{2h^3} (hy - y^2) + \frac{1}{\pi} \frac{xy^2}{(x^2 + y^2)^2} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

ここに、 l : 支間長、 h : 桁の断面高さ、 t : z 軸方向の厚さ、 P : 集中線荷重、 x : 応力を求めんとする点の y 軸より測った水平距離、 y : 応力を求めんとする点の x 軸より測った垂直距離、 τ_{yx} の記号はせん断力の方向を示し載荷点の左右にて \oplus , \ominus とする。

また (20) 式によって求める σ_x は引張または圧縮応力度、 σ_y は圧縮応力度、 τ_{yx} は引張応力度となる。

3. Scheibe Theory の理論解析法

K. Girkmann, K. Beyer, S. Timoschenko などの諸氏によって取扱われた Sceeibe Theory の理論解析法^{7)~9)} について述べる。

いま、Scheibe における基本方程式を示せば、 x, y 座標にて、

$$\frac{\partial^4 F}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 F}{\partial x^2 \cdot \partial y^2} + \frac{\partial^4 F}{\partial y^4} = 0 \tag{21}$$

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \frac{\partial^2 F}{\partial y^2}, & \sigma_y &= \frac{\partial^2 F}{\partial x^2}, \\ \tau_{yx} &= -\frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y} \end{aligned} \tag{22}$$

ここに、 F : 応力函数

Scheibe を 図-20 の通り、 $\Delta x, \Delta y$ 間隔に区分し格点に記号を付ける。応力函数 F は上述の式(21)を満足しなければならない。 h, i, k, l, m などの点における F を F_h, F_i, F_k, F_l, F_m とする。

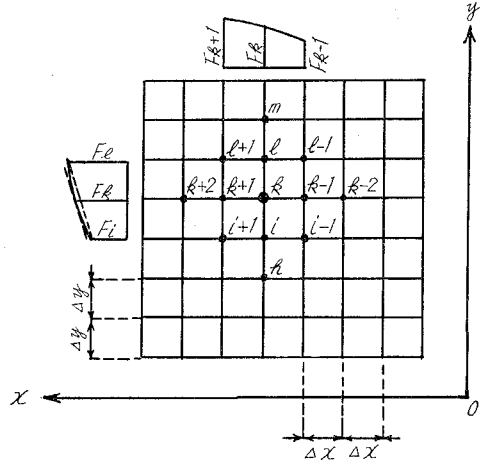


図-20 Scheibe の格点配置に関する座標図解

図-20 の k 格点で、 $\frac{F_k - F_{k-1}}{\Delta x}$, $\frac{F_{k+1} - F_{k-1}}{2\Delta x}$, $\frac{F_{k+1} - F_k}{\Delta x}$ の三つの定差割合を基本として考えることが出来る。そこで、

$$\left(\frac{\Delta^2 F}{\Delta x^2} \right)_k = \frac{F_{k+1} - F_k}{\Delta x} - \frac{F_k - F_{k-1}}{\Delta x} \tag{23}$$

また、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Delta' F}{\Delta x} &= \frac{F_{k+1} - F_{k-1}}{2\Delta x}, & \frac{\Delta' F}{\Delta y} &= \frac{F_l - F_i}{2\Delta y}, \\ \frac{\Delta^2 F}{\Delta x^2} &= \frac{F_{k-1} - 2F_k + F_{k+1}}{\Delta x^2}, & \frac{\Delta^2 F}{\Delta y^2} &= \frac{F_l - 2F_k + F_i}{\Delta y^2}, \\ \frac{\Delta^2 F}{\Delta x \Delta y} &= \frac{(F_{l+1} + F_{i-1}) - (F_{i+1} + F_{l-1})}{4\Delta x \Delta y}, \\ \frac{\Delta^4 F}{\Delta x^4} &= \frac{6F_k - 4(F_{k+1} + F_{k-1}) + (F_{k+1} + F_{k-2})}{\Delta x^4}, \\ \frac{\Delta^4 F}{\Delta y^4} &= \frac{6F_k - 4(F_l + F_i) + (F_m + F_h)}{\Delta y^4}, \\ \frac{\Delta^4 F}{\Delta x^2 \Delta y^2} &= \frac{4F_k - 2(F_{k+1} + F_{k-1} + F_i + F_l) + (F_{i+1} + F_{i-1} + F_{l+1} + F_{l-1})}{\Delta x^2 \Delta y^2} \end{aligned} \right\} \tag{24}$$

(24) 式を (21) 式および (22) 式に用い、(25), (26) 式を得る。

$$\left. \begin{aligned} F_k \left[6 \left\{ \left(\frac{\Delta y}{\Delta x} \right)^2 + \left(\frac{\Delta x}{\Delta y} \right)^2 \right\} + 8 \right] - 4 \left[\left\{ 1 + \left(\frac{\Delta y}{\Delta x} \right)^2 \right\} (F_{k+1} + F_{k-1}) \right. \\ \left. + \dots + \left\{ 1 + \left(\frac{\Delta x}{\Delta y} \right)^2 \right\} (F_l + F_i) \right] + 2(F_{l+1} + F_{i+1} + F_{l-1} + F_{i-1}) \\ \left. + \dots + \left(\frac{\Delta y}{\Delta x} \right)^2 (F_{k+2} + F_{k-2}) + \left(\frac{\Delta x}{\Delta y} \right)^2 (F_h + F_m) \right] = 0 \end{aligned} \right\} \tag{25}$$

k 格点に対し,

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= \frac{F_l - 2F_k + F_i}{\Delta_y^2} \\ \sigma_y &= \frac{F_{k+1} - 2F_k + F_{k-1}}{\Delta_x^2} \\ \tau_{yx} &= \frac{(F_{l+1} - F_{l-1}) - (F_{i+1} - F_{i-1})}{4\Delta_x \cdot \Delta_y} \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

$\Delta_x = \Delta_y$ にとれば, (25) 式は次式の通りとなる。

$$\left. \begin{aligned} 20F_k - 8(F_{k-1} + F_{k+1} + F_i + F_l) + 2(F_{i-1} + F_{i+1} + F_{l-1} + F_{l+1}) \\ + \dots + (F_{k-2} + F_{k+2} + F_k + F_m) = 0 \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

この (27) 式は板の周辺を除く内部の各点の F の値を求める式である。

次に板の周辺における F の値を求める解式¹⁰⁾ について述べる。図-21 を参照し,

$$l = \cos(\angle N_x), \quad m = \cos(\angle N_y), \quad \bar{X} = l\sigma_x + m\tau_{xy}, \quad \bar{Y} = m\sigma_y + l\tau_{yx} \quad (28)$$

$$\therefore l = \cos \alpha = dy/ds, \quad m = \sin \alpha = -dx/ds$$

また

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \frac{\partial^2 F}{\partial y^2}, \quad \sigma_y = \frac{\partial^2 F}{\partial x^2}, \\ \tau_{xy} &= \tau_{yx} = \frac{\partial^2 F}{\partial x \cdot \partial y} \end{aligned}$$

なる故, (28) 式より次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \bar{X} &= \frac{dy}{ds} \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + \frac{dx}{ds} \frac{\partial^2 F}{\partial x \cdot \partial y} \\ &= \frac{d}{ds} \left(\frac{\partial F}{\partial y} \right) \\ \bar{Y} &= -\frac{dx}{ds} \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} - \frac{dy}{ds} \frac{\partial^2 F}{\partial x \cdot \partial y} \\ &= -\frac{d}{ds} \left(\frac{\partial F}{\partial x} \right) \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

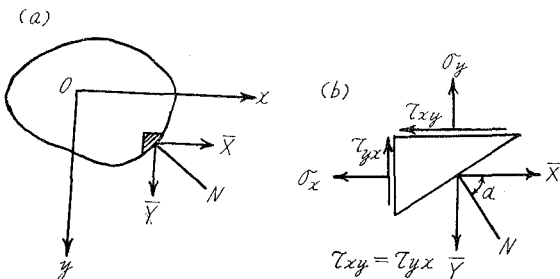


図-21 Scheibe の周辺における力の平衡図解

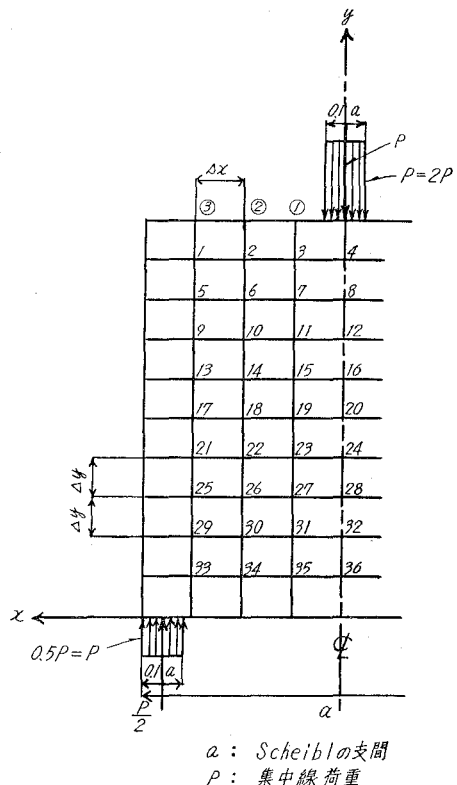


図-22 Scheibe の理論解析に関する図解

$$\therefore \frac{\partial F}{\partial x} = \int (-\bar{Y}) ds, \quad \frac{\partial F}{\partial y} = \int \bar{X} ds \tag{30}$$

また

$$\frac{\partial F}{\partial s} = \frac{\partial F}{\partial x} \frac{dx}{ds} + \frac{\partial F}{\partial y} \frac{dy}{ds}$$

$$\therefore F = x \frac{\partial F}{\partial x} + y \frac{\partial F}{\partial y} - \int \left(x \frac{\partial^2 F}{\partial s \cdot \partial x} + y \frac{\partial^2 F}{\partial s \cdot \partial y} \right) ds \tag{31}$$

境界における F の決定

図-22 を参照し, lower side unloaded part, lower side loaded part, corner of the plate, vertical side, upper side unloaded part, upper side loaded part, out side などにおける F の値を決定した。その数式を示せば次の通りである。

- (a) lower side unloaded part $F = 0$
 - (b) lower side loaded part $F = -(P/2)x^2 + 0.4Pax - 0.08Pa^2$
 - (c) corner of the plate $F = -0.005Pa^2$
 - (d) vertical side $F = -0.005Pa^2$
 - (e) upper side unloaded part $F = -0.1Pax + 0.045Pa^2$
- ① 点 $F = 0.0325Pa^2$ ② 点 $F = 0.02Pa^2$ ③ 点 $F = 0.0075Pa^2$

a) $P=30kg$	b) $P=40kg$	c) $P=50kg$
SOLUTIONS BY MSWEEPOUT		
101 +6.79597838009161E+00	201 +9.061304506788886E+00	301 +1.13266306334857E+01
102 +1.60425400926914E+01	202 +2.13900534569224E+01	302 +2.67375668211531E+01
103 +2.41946672618917E+01	203 +3.21795563491894E+01	303 +6.02244454364863E+01
104 +2.87372136415177E+01	204 +3.83162848553568E+01	304 +4.78953560691964E+01
105 +7.56252649781451E+00	205 +1.00833686637527E+01	305 +1.26042108296906E+01
106 +1.6506589821528E+01	206 +2.20087986428704E+01	306 +2.75109483035881E+01
107 +2.31445879314452E+01	207 +3.08594505752607E+01	307 +3.85743132190762E+01
108 +2.60450201245239E+01	208 +3.47266934993656E+01	308 +4.34083668742070E+01
109 +7.72712151593131E+00	209 +1.03028286879083E+01	309 +1.28785358598854E+01
110 +1.62031725465167E+01	210 +2.16042300620227E+01	310 +2.70052875775289E+01
111 +2.17828369701709E+01	211 +2.90437826268947E+01	311 +3.63047282836188E+01
112 +2.38699188034139E+01	212 +3.18265584045522E+01	312 +3.97831980056909E+01
113 +7.47604785925043E+00	213 +9.96806381233404E+00	313 +1.24600797654176E+01
114 +1.53144085239940E+01	214 +2.04192113653261E+01	314 +2.55240142066577E+01
115 +2.00734234834591E+01	215 +2.6764584646127E+01	315 +3.34557058057661E+01
116 +2.17118490795442E+01	216 +2.89491321060593E+01	316 +3.61864151323749E+01
117 +6.92071454747058E+00	217 +9.27619339582757E+00	317 +1.15345242457845E+01
118 +1.39086465676030E+01	218 +1.85448620901377E+01	318 +2.31810776126723E+01
119 +1.78717035468249E+01	219 +2.38283380527334E+01	319 +2.97861725780422E+01
120 +1.91663646928309E+01	220 +2.55551529237751E+01	320 +3.19499411547194E+01
121 +6.067441130464238E+00	221 +8.08988173952332E+00	321 +1.01123521744042E+01
122 +1.19289519522528E+01	222 +1.59052692696708E+01	322 +1.98815865870888E+01
123 +1.49876508002003E+01	223 +1.99835344002674E+01	323 +2.49794180003347E+01
124 +1.59360628739159E+01	224 +2.12480838318882E+01	324 +2.65601047898608E+01
125 +4.867008887302025E+00	225 +6.48934518306952E+00	325 +8.11168147883700E+00
126 +9.284669307782366E+00	226 +1.23795907704317E+01	326 +1.547448844630399E+01
127 +1.12968134923649E+01	227 +1.50624179898201E+01	327 +1.88280224872756E+01
128 +1.18717494469930E+01	228 +1.582899926264575E+01	328 +1.97862490783224E+01
129 +3.28479905304895E+00	229 +4.37973207073199E+00	329 +5.47466508841508E+00
130 +5.99522261125801E+00	230 +7.99363014834416E+00	330 +9.99203768543042E+00
131 +6.92384576005541E+00	231 +9.23179434674071E+00	331 +1.15397429334262E+01
132 +7.142224730266131E+00	232 +9.52299440354860E+00	332 +1.19037455044360E+01
133 +1.43917257121939E+00	233 +1.91889676162588E+00	333 +2.39862095203239E+00
134 +2.45230413845536E+00	234 +3.26973885127386E+00	334 +4.08717356409243E+00
135 +2.56674742660841E+00	235 +3.4222990214460E+00	335 +4.27791237768089E+00
136 +2.55877126109039E+00	236 +3.41169501478725E+00	336 +4.26461876848421E+00

表-1 電子計算機による F の値

$$(f) \text{ upper side loaded part} \quad F = -Px^2 + 0.0425Pa^2$$

$$(g) \text{ out side} \quad F = -0.025Pa^2$$

また 図-22 に示した格点 1 より格点 36 に至る F の値は (25) 式または (27) 式を用い、 F に関する 36 元連立方程式を作り、 $P=30\text{kg}$ 、 $P=40\text{kg}$ 、 $P=50\text{kg}$ の三種類の場合について電子計算機 (室蘭工業大学所有の FACOM 231) を利用して求めた。その値を示せば表-1 の通りである。

板の周辺および内部における総べての格点の F の値を用い、(26) 式によって、 σ_x 、 σ_y および τ_{yz} を計算した。

IV. 理論と実験の比較・考察

1. 断面応力度分布の比較

Model No. 1~Model No. 7 の 7 枚の Scheibe 模型について、 x 軸方向の断面垂直応力度 σ_x 、 y 軸方向の断面垂直応力度 σ_y 、垂直せん断応力度 τ_{yz} の分布を A-A 断面 (中央部断面)、B-B 断面 (1/4 点断面)、C-C 断面 (支点部断面) について、実験解析結果を Deep Beam Theory の理論解析値および Scheibe Theory の理論解析値と比較図示すれば、図-23~図-43 の通りとなる。

2. 考 察

A. σ_x の分布曲線

a) 断面 A-A (支間中央部)

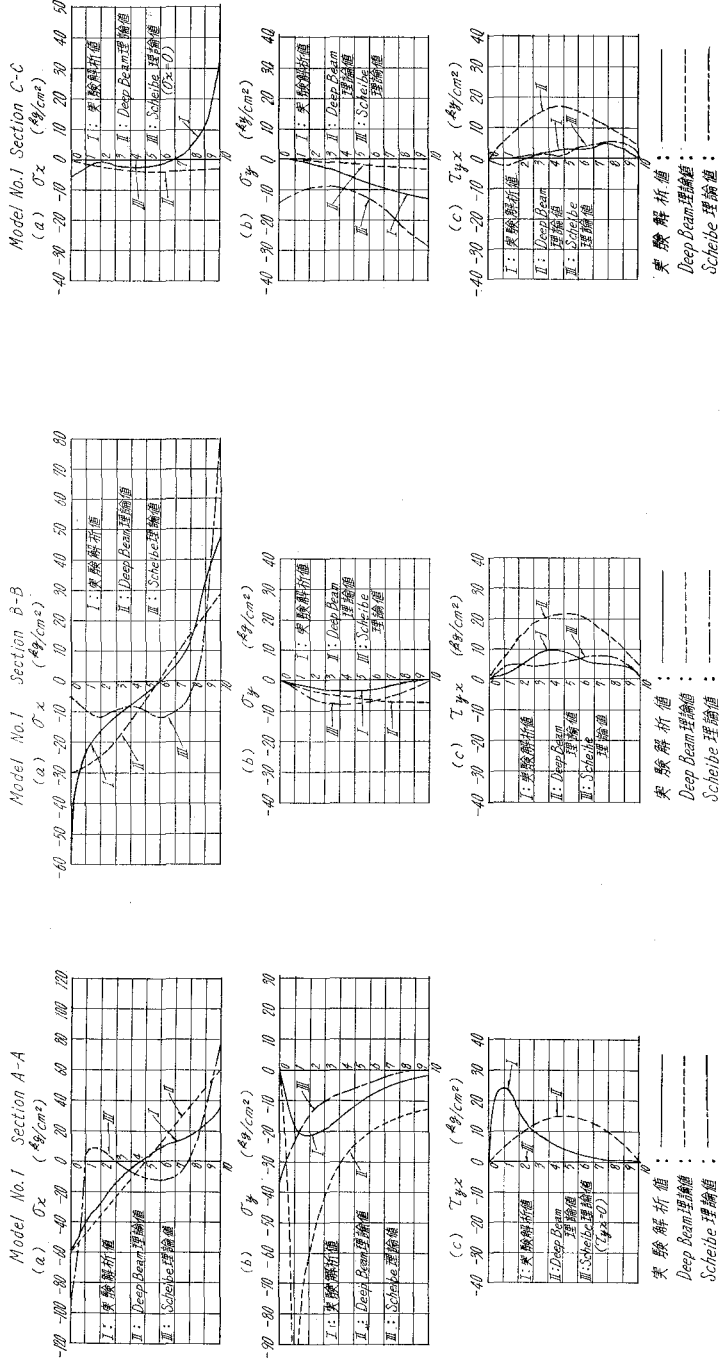
$h/l=0.5\sim 0.8$ の範囲では、Scheibe 表面 (周辺境界面) の応力度についていえば、上面・底面とも実験解析値と Deep Beam, Scheibe の両理論値とは大体において接近している。しかしその内部応力度にては、実験解析値が Deep Beam と Scheibe の両理論値の中間の大きさ、中間の曲線形状を示す傾向のあることがわかった。

$h/l=1.0\sim 2.0$ の範囲にて、Scheibe の上面応力度では実験解析値、両理論値ともほぼ相接近し別に問題はなかったが、底面応力度にては実験と両理論による値の間にかかなりの差異を示し、実験解析値の方が大きな結果を与えている。2, 3 回実験を繰返して見たがやはり大きな値を示すことに変わりなく、これは集中線荷重による応力集中現象と h/l の増加にともなう実験条件すなわち荷重の増大と 載荷時における模型の x 軸方向への傾斜の影響などが加算されたためではないかと判断される。

しかし、実験解析値の曲線形状は、やはり Deep Beam と Scheibe の両理論値の曲線形状の中間の性状を示す傾向のあることを更めて発見した。

b) 断面 B-B (支間 1/4 点部)

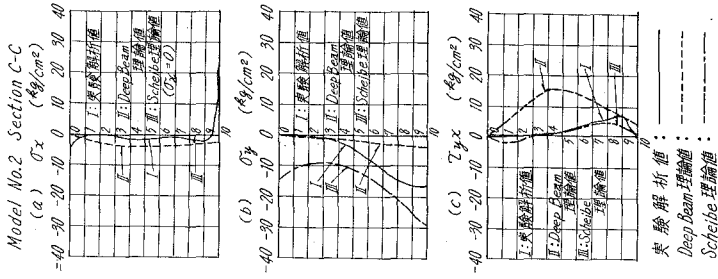
$h/l=0.5\sim 2.0$ のすべての模型について、実験解析値は大きさ、分布曲線形状とも、Deep Beam と Scheibe の両理論値の中間の性状を示していることが特に顕著である。



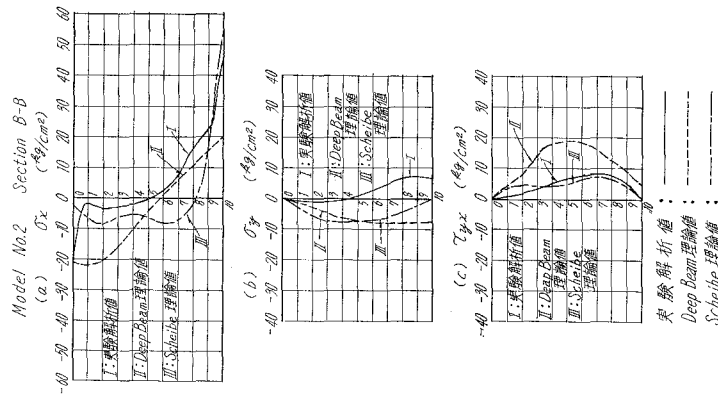
図—25 Model No. 1 断面 C-C の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)

図—24 Model No. 1 断面 B-B の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)

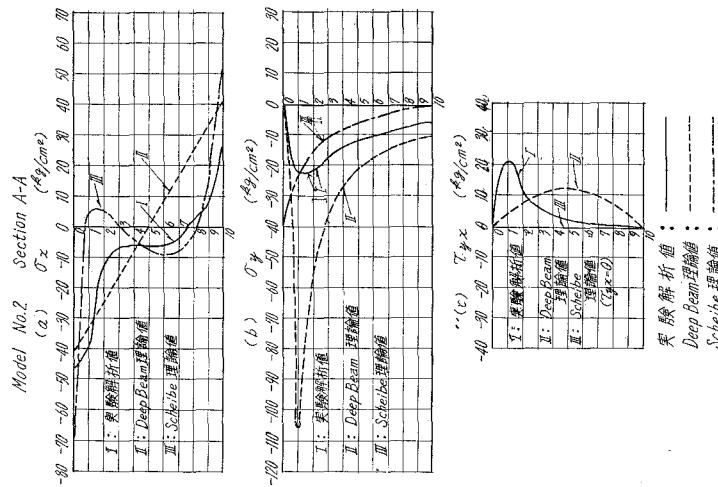
図—23 Model No. 1 断面 A-A の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)



図—28 Model No. 2 断面 C-C の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)



図—27 Model No. 2 断面 B-B の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)



図—26 Model No. 2 断面 A-A の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)

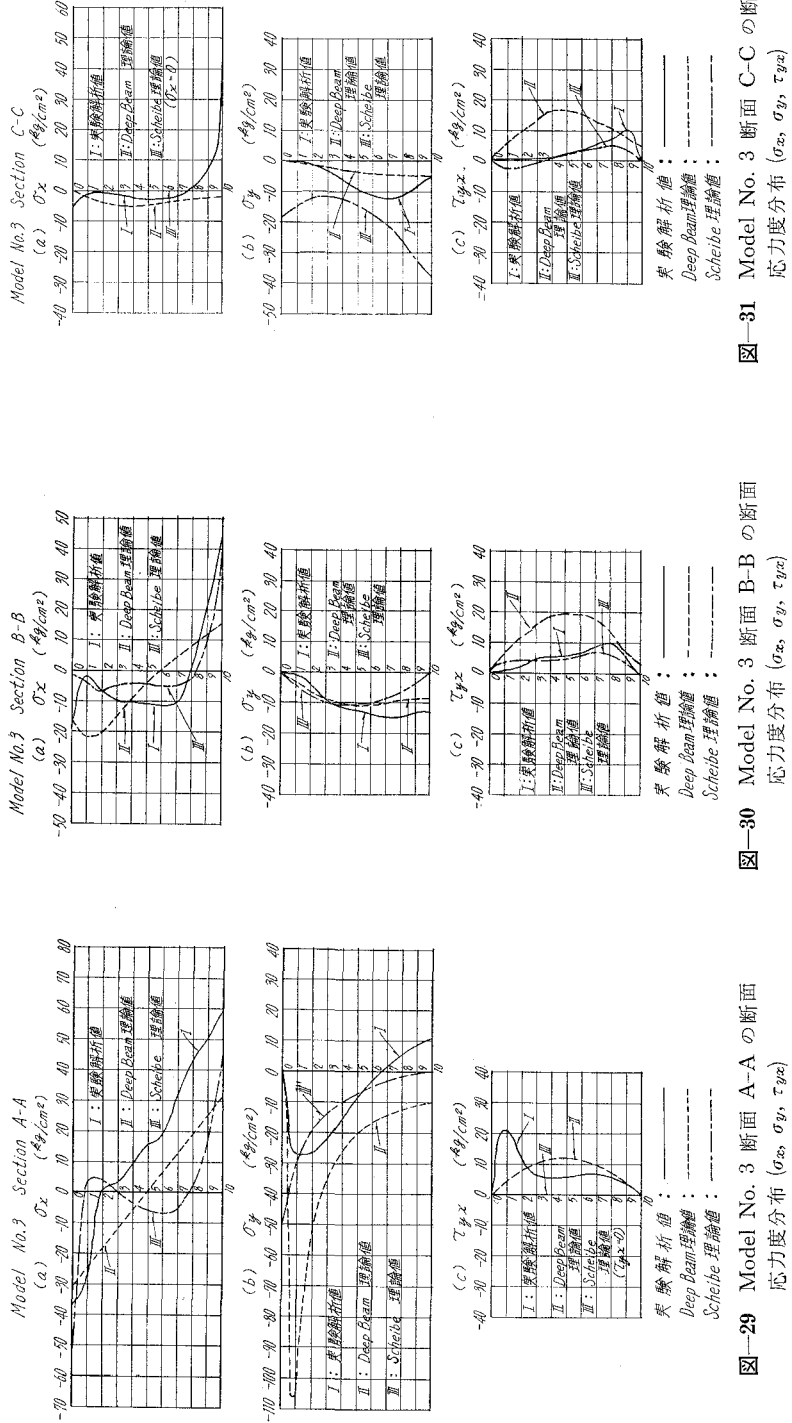
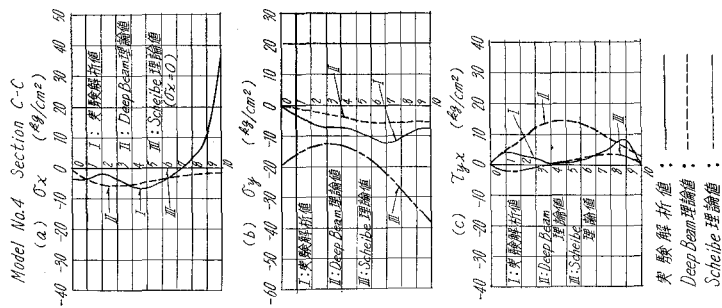


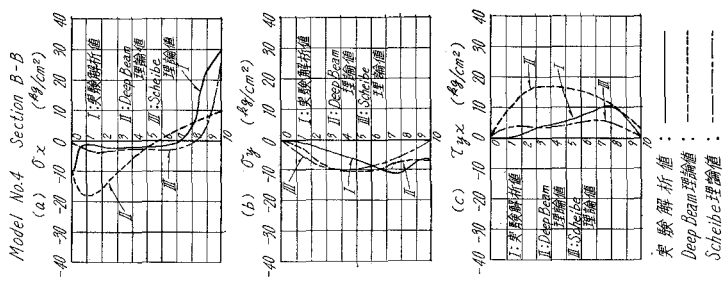
図-31 Model No. 3 断面 C-C の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)

図-30 Model No. 3 断面 B-B の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)

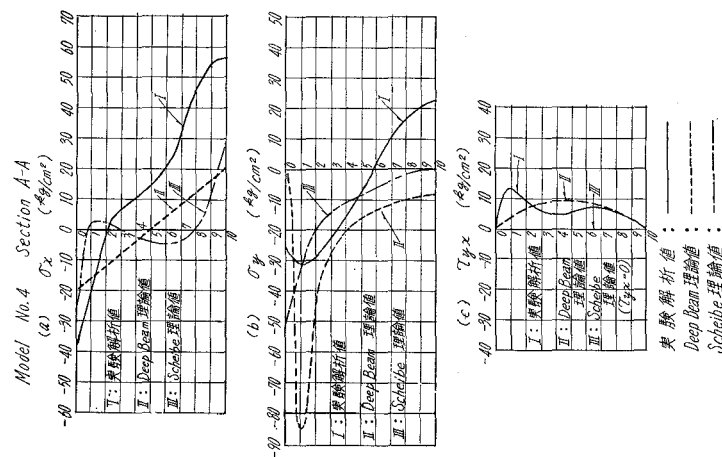
図-29 Model No. 3 断面 A-A の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)



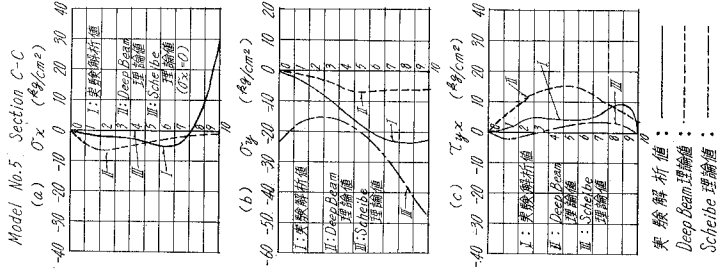
図—32 Model No. 4 断面 A-A の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)



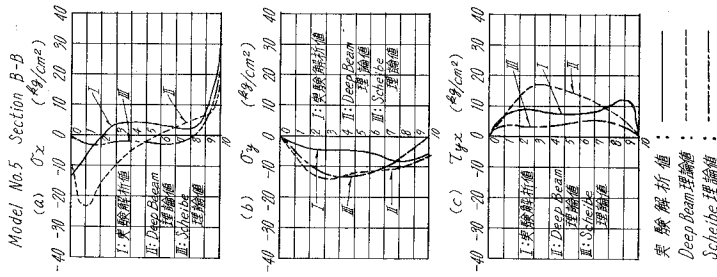
図—33 Model No. 4 断面 B-B の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)



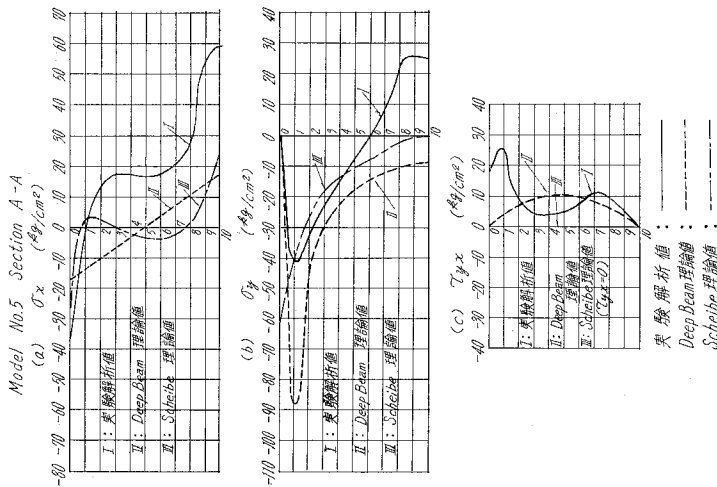
図—34 Model No. 4 断面 C-C の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)



図—37 Model No.5 断面 C-C の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)



図—36 Model No.5 断面 B-B の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)



図—35 Model No.5 断面 A-A の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)

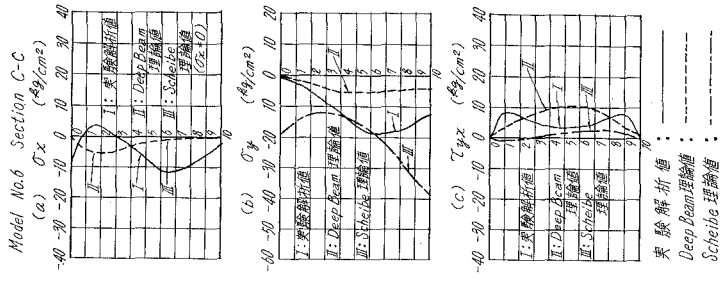


図-38 Model No. 6 断面 A-A の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)

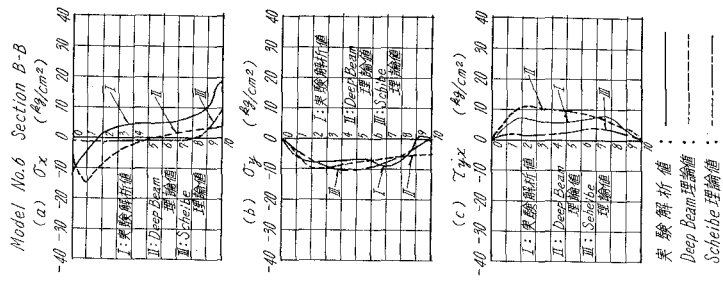


図-39 Model No. 6 断面 B-B の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)

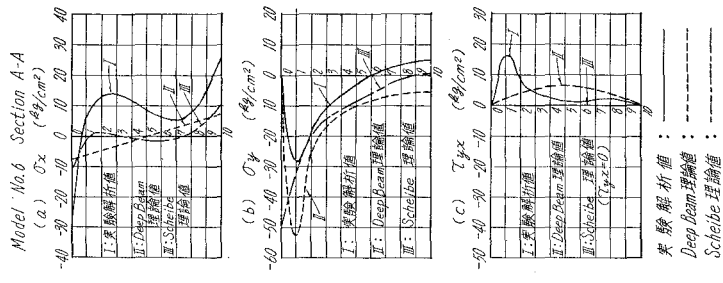
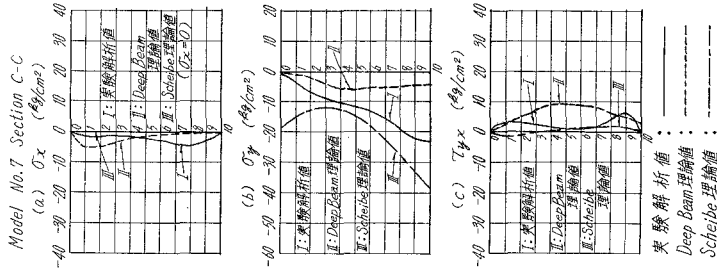
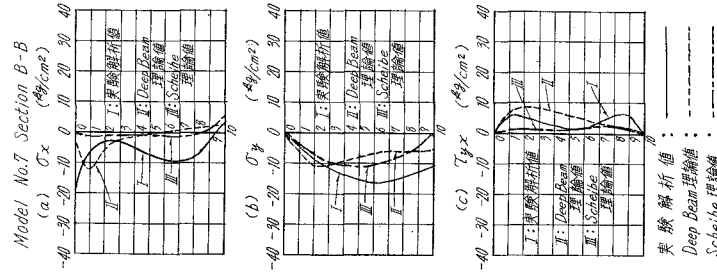


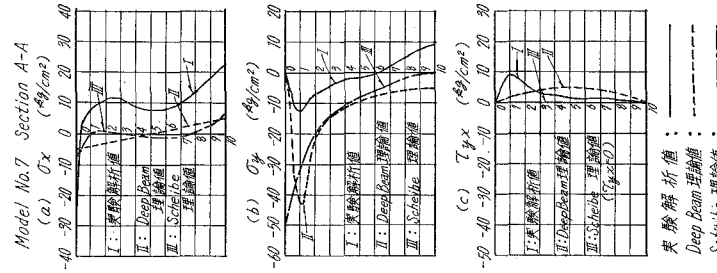
図-40 Model No. 6 断面 C-C の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)



図—41 Model No. 7 断面 A-A の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)



図—42 Model No. 7 断面 B-B の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)



図—43 Model No. 7 断面 C-C の断面
応力度分布 ($\sigma_x, \sigma_y, \tau_{yx}$)

詳細に吟味すれば、底面応力度の実験解析値は Scheibe の理論値に接近しており、上面応力度の場合は逆に Deep Beam の理論値に接近している。これは Scheibe の理論解析、特に载荷重周辺面の解析において、その仮定に不満足な点（実状に合致しない点）があるためと考えられる。すなわち、载荷の実状に応じて解析法の局部的修正が必要と思われる。

c) 断面 C-C (支点部)

$h/l=0.5\sim 2.0$ のすべての模型において、その上面応力度の実験解析値は $\sigma_x=0$ となっている両理論値にかなりよく相接近している。しかし、底面応力度についていえば、 $h/l=0.5\sim 1.2$ の範囲では、実験解析値の方が 0 または 0 に近い両理論値に比べ著しく大きくなっている。これは支点部における摩擦による底面張力の局部増加の影響と見る事が出来ると思う。しかし $h/l=1.6\sim 2.0$ の模型 No. 6 と No. 7 では理論値と実験値がほぼ一致している。これは Beam としての性状が全く見られなくなり、摩擦による底面張力の局部増加はほとんどなくなったためと推察される。

B. σ_y の分布曲線

a) A-A 断面 (支間中央部)

$h/l=0.5\sim 1.0$ の範囲にて、実験解析値は Deep Beam の理論値とかなりかけ離れた値を示し、むしろ Scheibe 理論値の方へ幾分接近する傾向を示した。これは Deep Beam Theory の解析仮定に不満足な点のあることを意味するものであり、研究の余地あることを強調する次第である。

また Deep Beam と Scheibe の両理論による計算値の相互の間には、かなりの差異のあることが確認され、これは両理論の仮定、基本方針の相違から生ずる当然の事象であると推察される。

$h/l=1.2\sim 2.0$ の範囲では、実験解析値の分布曲線が Deep Beam, Scheibe の両理論値の分布曲線に接近する傾向にあり、また両理論値の分布曲線形状は、 h/l の増加にともないその大きさ、形状とも段々接近する傾向にあることを見出した。ただし、実験解析値は底面において引張応力度を示す傾向にあり注目を引いた。これはやはり σ_x の増大と同様、実験条件に左右される点のかなりあることが考察された。

b) B-B 断面 (支間 1/4 点部)

$h/l=0.5\sim 0.8$ の範囲にて、実験解析値は Deep Beam, Scheibe の両理論値に比べ、かなりの差異を示したが、 h/l が大きくなり、 $h/l=1.0\sim 2.0$ の範囲では、両理論値と相接近して来る傾向を見出した。これは σ_y の分布は深い Scheibe になるほど理論解析の仮定が実状に合致して来ることを意味するものと思う。

h/l の大きさの如何にかかわらず、底面の応力度は Scheibe 理論値のように 0 とはならず、圧縮応力度を示す場合が多く見られた。勿論これは実験条件にもよるものと思われるが、境界

面での応力現象については理論解析においても種々研究の余地があると思う。

c) C-C 断面 (支点部)

$h/l=0.5\sim 2.0$ のすべての模型において、Deep Beam の理論値と Scheibe の理論値との間にはかなりの差異を示したが、実験解析値はその大き、分布曲線の形状とも、両理論値の中間の性状を示した。詳細に吟味すれば、その値の大きさとしては Scheibe Theory による計算値に近く、この点から見て Scheibe Theory の方が実状に合致していると判断される。

C. τ_{yz} の分布曲線

a) 断面 A-A (支間中央部)

h/l の大きさの如何にかかわらず、Scheibe Theory による計算値はその仮定の示すところにより、 $\tau_{yz}=0$ であり全く比較にならないが、実験解析値と Deep Beam Theory による計算値との比較では、 $h/l=0.5\sim 2.0$ のすべての模型について、実験解析値の最大は載荷重境界上面近くに生ずるのに反し、Deep Beam 理論値の最大はその解析仮定の示す通り、断面の中心線上に生ずる。これは理論値の解析仮定が実状に合致しないことを意味するものである。また実験解析値の分布曲線形状は、 h/l が大きくなるにつれ変化に富んで来る傾向のあることがわかった。

b) 断面 B-B (支間 1/4 点部)

$h/l=0.5\sim 1.0$ の範囲にて、実験解析値の大きさは Scheibe の理論値に接近しているが、その分布曲線の形状のみからいうと、Deep Beam と Scheibe の両理論値曲線の中間の形状を示す傾向にあった。また $h/l=1.2\sim 2.0$ の範囲では、その実験解析値はその大きさ、分布曲線の形状とも、両理論値の中間の性状を示していることが注目された。

c) 断面 C-C (支点部)

$h/l=0.5\sim 1.0$ の範囲にて、実験解析値の大きさは Scheibe の理論値に接近しているが、 $h/l=1.2\sim 2.0$ の範囲では、その大きさ、分布曲線の形状とも Scheibe, Deep Beam 両理論値の中間の性状を呈する傾向のあることを発見した。また、全模型の分布曲線より見て、断面 B-B の場合同様、Scheibe Theory の方が Deep Beam Theory よりも実状に合致した面のあることを確認した。

V. 結 言

二次元弾性論の Scheibe 理論と棒力学より出発した Deep Beam 理論には、それぞれの特徴があり、どちらにも利点と特別の仮定とがあるから、これを考慮の上で優れた点を生かすように適合した構造体の解析に用いなければならない。

本研究で取扱ったような h/l の大きな Scheibe に対しては、勿論、二次元弾性理論としての Scheibe 理論の方がはるかに優れていると云うべきであり、事実、実験解析値との比較においても、総合的に見てそれが実証された。

しかし Scheibe 理論にも、それ特有の仮定があり、本研究で取扱ったような集中荷重を受ける Scheibe においては、その荷重載荷面および自由境界面などにおける解析の精度を高めるように工夫する必要があると思う。

Deep Beam の理論は、 $h/l \leq 0.5$ の場合には実験解析値とよく合致するので、割合に高さの低い桁橋の計算などに用いればきわめて便利であるが、 $h/l > 0.5$ 、特に 1.0 以上にもなれば適用は無理と思う。Scheibe 理論は、Deep Beam 理論に比べ、 σ_x の内部応力度分布、 σ_y の分布曲線などにおいて割合によく実験解析値に接近する利点のあることを確認した。

等布荷重を受ける Scheibe の計算は種々行なわれているが、集中荷重を受ける Scheibe においては余り研究された例がない。Scheibe 周辺、特に載荷点、支点および自由境界面における精密解析の計算方法の開発が必要であると思う。

Deep Beam の理論においても、支点部における反力の局部的影響を更に加算した修正理論の開発が必至と考えられ、理論計算値がもっと真値に接近するよう計算方法について工夫する必要がある。

また実験解析においても、種々の実験条件による誤差を出来るだけ最小限度に止めるよう、高精度の実験方法について研究する必要があると思う。従来集中荷重を受ける深い Scheibe の理論と実験の比較に関する纏った研究論文の見当たらないことに鑑み、本研究が幾分でも役に立てば幸いである。

なお、本研究に当っては、室蘭工業大学土木工学科の教職員ならびに学生諸君の協力を得たことを付し、ここに感謝の意を表する次第である。

(昭和 43 年 4 月 30 日受理)

文 献

- 1) S. Timoshenko: Theory of Elasticity, 27, 52 (1934), McGraw-Hill.
- 2) 福原達三: 機械学会誌, 30-123, 365 (昭 2).
- 3) M. M. Frocht: Photoelasticity, Vol. I, 252 (1949), Vol. II, 104 (1948), John Wiley & Sons.
- 4) E. G. Coker, L. N. G. Filon: A Treatise on Photoelasticity, 458 (1957), Cambridge.
- 5) 辻 二郎・西田正孝・河田幸三: 光弾性実験法, 1 (昭 40), 日刊.
- 6) 中村作太郎・番匠 勲: 第 17 回土木学会学術講演会講演概要集, I-78, 165 (昭 37-5); 第 12 回応用力学連合講演会講演概要集, I-124, 43 (昭 39-9).
- 7) Sakutaro Nakamura: Memoirs of the Muroran Institute of Technology, Science and Engineering Division, Vol. 6, No. 1, 69 (1967-7).
- 8) K. Girkmann: Flächentragwerke, 18 (1963), Springer-Verlag.
- 9) K. Beyer: Die Statik in Stahlbetonbau, 712 (1956), Springer-Verlag.
- 10) S. Timoshenko & J. N. Goodier: Theory of Elasticity, 461 (1951), McGraw-Hill.
- 11) 応用測定技術研究会: 応力測定法, 472 (昭 30), 朝倉.



On Bending of Multi-Equi-Cell Plate

Sumio G. Nomachi*

Abstract

Bending of a orthotropic plate which is built up in multi-equi-cell profile by many long rectangular strips, is considered here. Making use of Displacement-Shear Equations concerning folded plate theory, we can write equilibrium of forces at a longitudinal joint, in four finite difference equations with respect to three components of displacement and rotation, and an analytical method for solving those finite difference equations by means of finite Fourier transforms based on finite integration, is discussed. As numerical examples, the case when four sides are simply supported and the case when two edges of multi-cell profile are free and remaining two sides are simple supported, are presented.

1. Introduction

A few studies on multi-cell bridge structure can so far be found¹⁾²⁾³⁾, they might, however, be far from so to speak "Multi-Cell Plate", because number of the cell is too short to be called so. While the recent studies on multiple folded plate structures have made remarkable progress relating to the computer technique either in elasticity theory⁴⁾ or ordinary folded plate theory⁵⁾⁶⁾. A. C. Scordelis and his colleague members settled the elasticity theory program, written for the IBM-7094, which was capable of analyzing simple span structures with up to 150 plates and 100 longitudinal joints, and the program used a harmonic analysis in which as many as 100 nonzero terms of the appropriate Fourier series might be selected to represent each load on the structure. As for the ordinary folded plate theory, quite a few programs have already been fixed and many valuable numerical examples

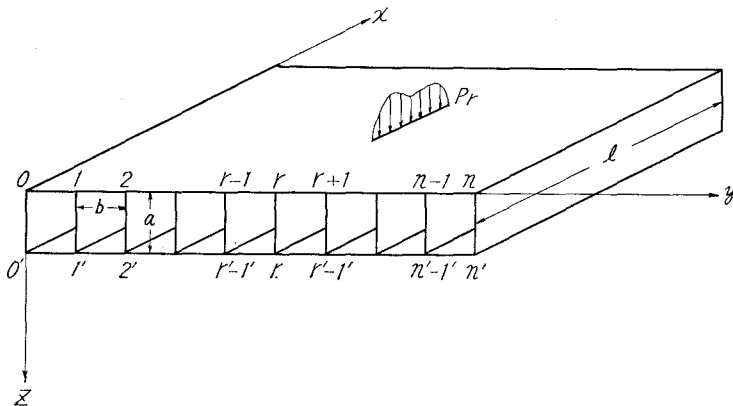


Fig. 1.

* Member of Japan Society of Civil Engineers.
Muroran Institute of Technology, Muroran-City.

have been presented. It may therefore be true that there is no new on the view point of numerical calculation about the multi-cell plate with simple pan, but it may still be important to seek an analitical way for the solution, because we may not only check the differential equation which is supposed to approximately express the bending of multi-equi-cell plate, but also be able to simplify the program for the computer by taking the analitical result into account.

The presenting paper deals with the simple span n -cell plate as shown in Fig. 1, the upper and lower longitudinal joints of which are numbered by r and R , and the three components of displacement u, v, w with subscription r denote the components at the r -th joint in the x, y, z directions.

2. Displacement-Shear Equation of Long Rectangular Strip $r, r+1$

Co-ordinates s and x are located on the rectangular strip $r, r+1$ as shown in Fig. 2, p_s and p_x denote the normal forces in the s and x directions, and let q be the shearing force, then we have the following equations :

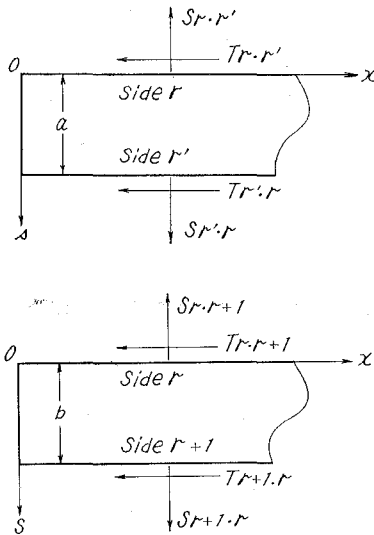


Fig. 2.

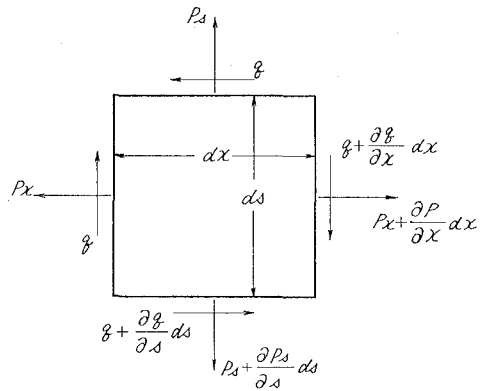


Fig. 3.

$$\frac{\partial p_s}{\partial s} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial p_x}{\partial x} + \frac{\partial q}{\partial s} = 0 \tag{2}$$

$$p_x = \frac{Et}{1-\nu^2} \left(u' + \nu \frac{\partial v}{\partial s} \right), \tag{3}$$

$$p_s = \frac{Et}{1-\nu^2} \left(\frac{\partial v}{\partial s} + \nu u' \right), \tag{4}$$

$$q = Gt \left(\frac{\partial u}{\partial s} + v' \right) \tag{5}$$

where E, G : elastic modulus, shear modulus,
 t : thickness,

and

$$u' = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad v' = \frac{\partial v}{\partial y}.$$

The variation of u is assumed to be linear about s like in the folded plate theory, and let us introduce the normal strain in the s direction as the linear variation of s which may be appropriate for the long strip, in order to take the effect of Poisson's ratio on the stresses into account.

Thus

$$u = u_r(1-s/b) + u_{r+1}s/b \tag{7}$$

$$\frac{\partial v}{\partial s} = e_r(1-s/b) + e_{r+1}s/b \tag{8}$$

which together with (4) yield

$$p_s)_{s=0} = S_{r,r+1} = \frac{Et}{1-\nu^2} (e_r + \nu u'_r) \tag{9}$$

$$p_s)_{s=b} = S_{r+1,r} = \frac{Et}{1-\nu^2} (e_{r+1} + \nu u'_{r+1}) \tag{10}$$

and integration of (8) from 0 to b with respect to s is found that

$$2\Delta v_r = b(e_r + e_{r+1}) \tag{11}$$

Since the strip is long, it can be assumed that

$$\int_0^b v dx = \frac{b}{2} (v_{r+1} + v_r) \tag{12}$$

and the above definite integration is also carried out from (8):

$$\int_0^b v dx = \frac{b^2}{6} (2e_r + e_{r+1}) + b v_r, \tag{13}$$

which and (12) finally give

$$\frac{1}{2} \Delta v_r = \frac{b}{6} (2e_r + e_{r+1}). \tag{14}$$

The assumption we take in (12) is that the quantity of $e_{r+1} - e_r$ is small enough to neglect in comparison with $e_{r+1} + e_r$. Writing p_x in (2) by (7) and (8), and integrating it with respect to s , we get

$$q = T_{r,r+1} - \frac{Et}{1-\nu^2} \left\{ (u_r'' + e_r') \left(s - \frac{s^2}{2b} \right) + (u_{r+1}'' + e_{r+1}') \frac{s^2}{2b} \right\} \quad (15)$$

from which

$$T_{r,r+1} + T_{r+1,r} = \frac{Et}{2(1-\nu^2)} (u_r + u_{r+1} + e_r + e_{r+1}) \quad (16)$$

because $q = T_{r,r+1}$, $q = -T_{r+1,r}$ for $s=0, b$.

After substituting (15) into (1) and integrating it again from 0 to b with respect to s , the displacement shear equation takes the following form;

$$T'_{r,r+1} = \frac{N}{6} (2u_r''' + u_{r+1}''') + \frac{\nu N}{6} (2e_r'' + e_{r+1}'') + (S_{r,r+1} - S_{r+1,r})/b, \quad (17)$$

which and (16) lead to

$$T'_{r+1,r} = \frac{N}{6} (2u_{r+1}''' + u_r''') + \frac{\nu N}{6} (2e_{r+1}'' + e_r'') + (S_{r+1,r} - S_{r,r+1})/b, \quad (18)$$

The 2nd terms on the right sides of (17) and (18) can be replaced by v with the consideration of (14), and they are rewritten as

$$T'_{r,r+1} = \frac{N}{6} (2u_r''' + u_{r+1}''') + \frac{\nu N}{2b} (v_{r+1}'' - v_r'') + (S_{r,r+1} - S_{r+1,r})/b, \quad (19)$$

$$T'_{r+1,r} = \frac{N}{6} (2u_{r+1}''' + u_r''') + \frac{\nu N}{2b} (v_{r+1}'' - v_r'') + (S_{r+1,r} - S_{r,r+1})/b. \quad (20)$$

where $N = Ebt/(1-\nu^2)$

3. Displacement v and Bending Moment at the Longitudinal Joint

Differentiating (5) with respect to x and then integrating with respect to s from 0 to b , we finally come to the result by neglecting those smaller terms, as follows:

$$\frac{Gbt}{2} (v_{r+1} + v_r) = -Gt\Delta u_r + S_{r,r+1} - S_{r+1,r} \quad (21)$$

and for the diaphragm member r R ,

$$\frac{Gat}{2} (w_r + w_R) = Gt(u_r - u_R) + S_{r,R} - S_{R,r}. \quad (22)$$

Besides those formulas, the bending moments which take place at the joint to prevent the cells from the deformation and the shearing forces following them, must be formulated. For this purpose the slope deflection equation is to be used.

$$M_{r,r+1} = 2K(2\theta_r + \theta_{r+1} - 3\Delta w_r/b) \quad (23)$$

$$M_{r+1,r} = 2K(2\theta_{r+1} + \theta_r - 3\Delta w_r/b) \tag{24}$$

$$M_{r,R} = 2K_I \{2\theta_r + \theta_R - 3(v_r - v_R)/a\} \tag{25}$$

$$bX_{r,r+1} = -6K(\theta_r + \theta_{r+1} - 2\Delta w_r/b) \tag{26}$$

$$aX_{r,R} = -6K_I \{\theta_r + \theta_R - 2(v_r - v_R)/a\} \tag{27}$$

$$X_{r,r+1} = X_{r+1,r}$$

where $M_{r,r+1}$: bending moment about the joint r in the upper member $r, r+1$,
 $X_{r,r+1}$: shearing force at the joint r caused by both edge moments of
 the member $r, r+1$

$$\Delta w_r = w_{r+1} - w_r.$$

4. Equilibrium of Forces at the Joint r

It is easily seen from Fig. 4 that the four equilibrium equations should be written as follows:

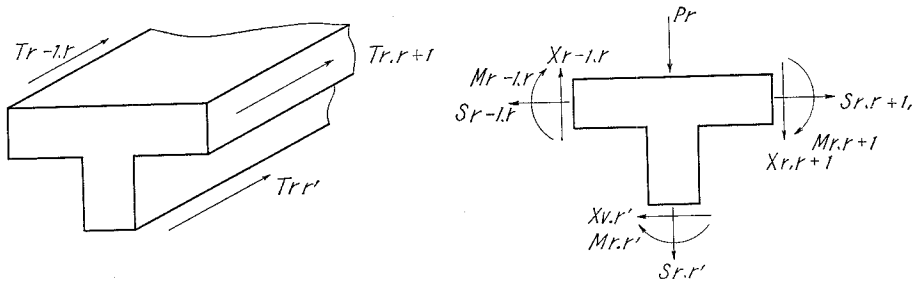


Fig. 4. Forces around Joint r .

$$S_{r,r+1} - S_{r,r-1} - X_{r,R} = 0 \tag{29}$$

$$S_{r,R} + P_r + X_{r,r+1} - X_{r,r-1} = 0 \tag{30}$$

$$T_{r,r+1} + T_{r,r-1} + T_{r,R} = 0 \tag{31}$$

$$M_{r,r+1} + M_{r,r-1} + M_{r,R} = 0 \tag{32}$$

into which the substitution of R for r and r for R , yields equilibrium of forces at the lower joint R .

Let S_r be the mean value of $S_{r,r+1}$ and $S_{r,r-1}$, then

$$S_{r,r+1} = S_r + \frac{1}{2} X_{r,R}, \quad S_{r,r-1} = S_r - \frac{1}{2} X_{r,R} \tag{33}$$

which will make the forthcoming expressions simple.

For an instance,

$$S_{r,r+1} - S_{r+1,r} + S_{r,r-1} - S_{r-1,r} = -\Delta^2 S_{r-1} + \frac{1}{2} \Delta X_{r,R} \tag{34}$$

$$S_{r,r+1} + S_{r+1,r} + S_{r,r-1} + S_{r-1,r} = \mathcal{A}^2 S_{r-1} + 4S_r - \frac{1}{2} \bar{\mathcal{A}} X_{R,r} \quad (35)$$

where $\bar{\mathcal{A}} X_{r,R} = X_{r+1,R+1} - X_{r-1,R-1}$.

We find from (30), that

$$S_{r,R} = \frac{6K}{b} (\bar{\mathcal{A}} \theta_r - 2\mathcal{A}^2 w_{r-1}/b) - P_r. \quad (36)$$

The substitution of the displacement shear equations into (31) yields

$$\begin{aligned} \frac{N}{6} (\mathcal{A}^2 u_{r-1}''' + 6u_r''') + \frac{N_1}{6} (2u_r''' + u_R''') + \frac{\nu N}{2b} \bar{\mathcal{A}} v_r'' \\ + (S_{r,r+1} - S_{r+1,r} + S_{r,r-1} - S_{r-1,r})/b + (S_{r,R} - S_{R,r}) = 0 \end{aligned}$$

which by the aid of (21), is rewritten in the followign form

$$\begin{aligned} \frac{N}{6} (\mathcal{A}^2 u_{r-1}''' + 6u_r''') + \frac{N_1}{6} (2u_r''' + v_R''') + \frac{\nu N}{2b} \bar{\mathcal{A}} v_r \\ + \frac{Gt}{2} \bar{\mathcal{A}} v_r + \frac{Gt}{b} \mathcal{A}^2 u_{r-1} + (S_{r,R} - S_{R,r})/a = 0. \end{aligned} \quad (37)$$

Similary the slope deflection equations transform (32) into

$$\begin{aligned} 2K(\mathcal{A}^2 \theta_{r-1} + 6\theta_r) - 6K \bar{\mathcal{A}} w_r/b \\ + 2K_1(2\theta_r + \theta_R) - \frac{6K_1}{a} (v_r - v_R) = 0. \end{aligned} \quad (38)$$

Replacing the left side of (34) by (21), we get

$$Gbt \bar{\mathcal{A}} v_r + 2Gt \mathcal{A}^2 u_{r-1} = -2\mathcal{A}^2 S_{r-1} + \bar{\mathcal{A}} X_{r,R}, \quad (39)$$

and putting (9), (10) into the left side of (35), we find

$$2N \bar{\mathcal{A}} v_r + Nb (\mathcal{A}^2 u_{r-1}' + 4u_r') = 4b^2 S_r + b^2 \mathcal{A}^2 S_{r-1} - \frac{1}{2} b^2 \bar{\mathcal{A}} X_{r,R} \quad (40)$$

where

$$\bar{\mathcal{A}} X_{r,R} = -6K_1(\bar{\mathcal{A}} \theta_r + \bar{\mathcal{A}} \theta_R - 2\bar{\mathcal{A}} v_r/a + 2\bar{\mathcal{A}} v_R/a).$$

The diaphragm member may play a part like the web in the I-beam, so that the effect of the bending on the deflection w is more major than that of the shearing. The equation (22) can, therefore, be rewritten as

$$w_r' = (u_r - u_R)/a, \quad (41)$$

which is observed that the difference of w between r and R is neglected.

Substitutions of r, R for R, r in (37), (38) excluding the last term $(v_r - v_R)$, (39) and (40) with the consideration of $X_{r,R} + X_{R,r} = 0$, lead to another set of equations for the longitudinal joint R . So doing, we have nine finite difference equations for nine unkwon values $u_r, u_R, v_r, v_R, w_r, S_r, S_R, \theta_r, \theta_R$.

5. Boundary Conditions

Three component strips meet with one another at the joints r and R , but Two component strips make the edge joint where $r=0, R=0$, or $r=n, R=n$, so that the equilibriums of shearing forces and end moments are expressed by

$$T_{0.1} + T_{0.R} = 0, \quad M_{0.1} + M_{0.R} = 0,$$

which yield

$$\begin{aligned} & \frac{(N+N_0)}{3} u_0''' + \frac{N}{6} u_1''' + \frac{N_0}{6} u_R''' + \frac{\nu N}{2b} (v_1'' - v_0'') \\ & + \frac{Gt}{2} (v_1'' + v_0'') + \frac{Gt}{b} (u_1' - u_0') + (S_{0.R} - S_{R.0})/a = 0, \end{aligned} \quad (42)$$

$$\begin{aligned} & 2K(2\theta_0 + \theta_1) + 2K_0(2\theta_0 + \theta_R) - 6K(w_1 - w_0)/b \\ & - 6K_0(v_0 - v_R)/a = M_0, \end{aligned} \quad (43)$$

and

$$S_{0.1} - Y_0 = X_{0.R} \quad (44)$$

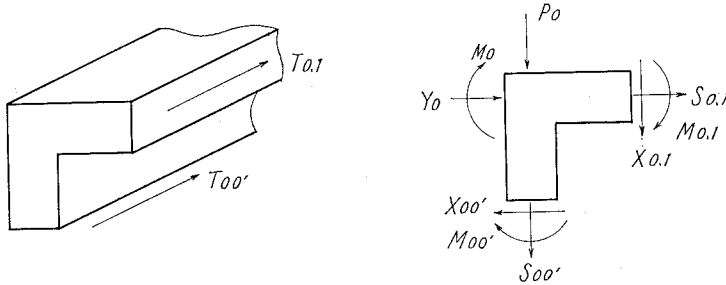


Fig. 5. Forces around Joint 0.

where Y_0 denotes a horizontal force acting at the upper joint zero, M_0 an external moment at the same joint,

K_0 denotes the flexural rigidity of the diaphragm for $r=0$,

R shows the joint zero at the bottom flange,

$$N_0 = Ebt/(1-\nu^2),$$

$$X_0 = -\frac{6K_0}{a} \{ \theta_0 + \theta_R - 2(v_0 - v_R)/a \}, \quad (45)$$

From (33) as well as (27), we find for $r=0$

$$S_{0.1} - S_0 = -\frac{3K_1}{a} \{ \theta_0 + \theta_R - 2(v_0 - v_R)/a \}$$

which together with (44) and (45) leads, if K_0 is $K_1/2$, to the relation

$$S_0 = Y_0. \quad (46)$$

Substitution of n for the subscription 0 in the above expressions furnishes, by letting the subscription R denote the bottom joint n , the boundary conditions for the top joint n . For the bottom joint 0, the boundary conditions are written in the forms

$$\begin{aligned} & \frac{(N' + N_0)}{3} u''''_R + \frac{N'}{6} u''''_{R+1} + \frac{N_0}{6} u''''_0 + \frac{\nu N}{2b} (v''_{R+1} - v''_R) \\ & + \frac{Gt'}{2} (v''_{R+1} + v''_R) + \frac{Gt'}{b} (u'_{R+1} - u'_R) - (S_{0,R} - S_{R,0})/a = 0, \end{aligned} \quad (47)$$

$$\begin{aligned} & 2K'(2\theta_R + \theta_{R+1}) + 2K_0(2\theta_R + \theta_0) - 6K'(w_{R+1} - w_R)/b \\ & - 6K_0(v_0 - v_R)/a = 0, \end{aligned} \quad (48)$$

$$a(S_R - Y_R) - 3(K_1 - K_0) \{ \theta_0 + \theta_R - 2(v_0 - v_R)/a \} = -M_n, \quad (49)$$

where $N' = Et'b/(1 - \nu^2)$, K' denotes the flexural rigidity of the bottom flange, t' is thickness of the bottom flange, R denotes the bottom joint zero, Y_R stands for the horizontal force at the bottom joint zero.

When the subscriptions 0, $R+1$ are substituted by n , $R-1$ in the equations (47), (48), and (49), these equations become by letting R represent the bottom joint n , the boundary conditions which may be satisfied at the prescribed joint.

6. Case when the Profile is Symmetrical with Respect to Center Lines Parallel to x and y Axes

A. Equations and Boundary Conditions.

In this case, it is readily seen that

$$\begin{aligned} u_r + u_R &= 0, & v_r + v_R &= 0, & \theta_r - \theta_R &= 0, \\ S_r + S_R &= 0, & w_r &= 2u_r/a, \end{aligned}$$

and the equations (37)~(40) may be written

$$\begin{aligned} & \frac{Na}{12} (\Delta^2 w''''_{r-1} + 6w''''_r) + \frac{aN_1}{12} w''''_r + \frac{1}{2} \left(\frac{N\nu}{b} + Gt \right) \bar{\Delta} v''_r \\ & + \frac{aGt}{2b} \Delta^2 w''_{r-1} + \frac{12K}{b} (\bar{\Delta} \theta_r - 2\Delta^2 w_{r-1}/b)/a - P_r/a = 0, \end{aligned} \quad (50)$$

$$2K(\Delta^2 \theta_r + 6\theta_r) + 2K_1 \theta_r - 6K \bar{\Delta} w_r/b - 12K_1 v_r/a = 0, \quad (51)$$

$$\frac{1}{2} Gbt \bar{\Delta} v''_r - 6K_1 \bar{\Delta} v_r/a + 3K_1 \bar{\Delta} \theta_r + \frac{Gat}{2} \Delta^2 w''_{r-1} = -\Delta^2 S_r \quad (52)$$

$$\begin{aligned} & (2N/b^2 + 6K_1/a) \bar{\Delta} v_r + Nav(\Delta^2 w''_{r-1} + 4w''_r)/2b - 3K_1 \bar{\Delta} \theta_r \\ & = \Delta^2 S_{r-1} + 4S_r, \end{aligned} \quad (53)$$

which are the fundamental finite difference and differential equations for the case of same flange thickness.

The boundary conditions corresponding to the above, may be written from (42), (43), and (46), as follows

$$a\left(N + \frac{N_0}{2}\right)w_0''''/6 + Nw_1''''/12 + \nu N(v_1'' - v_0'')/2b + \frac{Gt}{2}(v_1'' + v_0'') + Gta(w_1'' - w_0'')/2b = 2X_{0.1}/a + P_0/a, \tag{54}$$

$$2K(2\theta_0 + \theta_1) + 6K_0\theta_0 - 6K(w_1 - w_0)/b - 12K_0v_0/a = -M_0 \tag{55}$$

$$S_0 = Y_0$$

and another set of boundary conditions for $r=n$, are as follows

$$a\left(N + \frac{N_0}{2}\right)w_n''''/6 + aNw_{n-1}''''/12 + \nu N(v_n'' - v_{n-1}'')/2b + \frac{1}{2}Gt(v_n'' + v_{n-1}'') + Gta(w_n'' - w_{n-1}'')/2b = (2X_{n-1.n} + P_n)/a, \tag{56}$$

$$2K(2\theta_n + \theta_{n-1}) + 6K_0\theta_n - 6K(w_n - w_{n-1})/b - 12K_0v_n/a = -M_n. \tag{57}$$

$$S_n = Y_n.$$

B. Finite Fourier Transforms of v, w, θ , and S concerning Fourier Integral and Finite Integration with Respect to x and r respectively.

As stated before the structure is simply supported in the x direction, and if the both ends are closed by the rigid diaphragms in the y direction, the following expressions hold:

$$v_r = \theta_r = w_r = \bar{w}_r = S_r = 0, \quad \text{for } x = 0, 1,$$

which shows that v_r, θ_r, w_r , and S_r may be conveniently described by the finite sine transform with respect to x , while the finite difference part in the equations (50), (53) may be analitically solved by means of finite Fourier transforms concerning the finite integration⁽⁷⁾⁽⁸⁾. It accordingly follows that

$$\left. \begin{aligned} v_r &= \frac{4}{nl} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{i=0}^n V_{im} \sin \frac{m\pi x}{l} \cos \frac{i\pi r}{n} \\ \theta_r &= \frac{4}{nl} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{i=0}^n \Theta_{im} \sin \frac{m\pi x}{l} \cos \frac{i\pi r}{n} \\ w_r &= \frac{4}{nl} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{i=0}^n W_{im} \sin \frac{m\pi x}{l} \sin \frac{i\pi r}{n} \\ S_r &= \frac{4}{nl} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{i=1}^n H_{im} \sin \frac{m\pi x}{l} \sin \frac{i\pi r}{n} \end{aligned} \right\} \tag{58}$$

where i, m are integers,

in which

$$\begin{aligned}
 V_{0m} &= \frac{1}{4} \int_0^l \sin \frac{m\pi x}{l} dx \left\{ v_0 + v_n + 2 \sum_{r=1}^{n-1} v_r \right\} \\
 V_{nm} &= \frac{1}{4} \int_0^l \sin \frac{m\pi x}{l} dx \left\{ v_0 + (-1)^n v_n + 2 \sum_{r=1}^{n-1} v_r (-1)^r \right\} \tag{60}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 V_{im} &= \frac{1}{2} \int_0^l \sin \frac{m\pi x}{l} dx \left\{ v_0 + (-1)^i v_n + 2 \sum_{r=1}^{n-1} v_r \cos \frac{i\pi r}{n} \right\} \\
 \Theta_{0m} &= \frac{1}{4} \int_0^l \sin \frac{m\pi x}{l} dx \left\{ \theta_0 + \theta_n + 2 \sum_{r=1}^{n-1} \theta_r \right\} \\
 \Theta_{nm} &= \frac{1}{4} \int_0^l \sin \frac{m\pi x}{l} dx \left\{ \theta_0 + (-1)^n \theta_n + 2 \sum_{r=1}^{n-1} \theta_r (-1)^r \right\} \tag{60}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \Theta_{im} &= \frac{1}{2} \int_0^l \sin \frac{m\pi x}{l} dx \left\{ \theta_0 + (-1)^i \theta_n + 2 \sum_{r=1}^{n-1} \theta_r \cos \frac{i\pi r}{n} \right\} \\
 W_{im} &= \int_0^l \sin \frac{m\pi x}{l} dx \sum_{r=1}^{n-1} w_r \sin \frac{i\pi r}{n} \tag{61}
 \end{aligned}$$

$$H_{im} = \int_0^l \sin \frac{m\pi x}{l} dx \sum_{r=1}^{n-1} S_r \sin \frac{i\pi r}{n} \tag{62}$$

Multiplying (50), (52), (53) by $\sin m\pi x/l \cdot \sin i\pi r/n$ and integrating from 0 to 1 with respect to x as well as carrying on the finite integration between 1 and $n-1$ with respect to r , we find that

$$\begin{aligned}
 &W_{im} \left[(m\pi/l)^4 \{ Na(6 - D_i) + N_1 a \} / 12 + D_i(1 - \nu)(Na/b^2)(m\pi/l)^2/4 + 24(K/a)(D_i/b^2) \right] \\
 &\quad + V_{im} \sin i\pi/n \cdot N(m\pi/l)(1 + \nu)/(2b) - \Theta_{im} \sin i\pi/n \cdot 24K/(ab) \\
 &= P_{im}/a + \sin i\pi/n \{ W_{nm}(-1)^i - W_{0m} \} \{ (m\pi/l)Na/12 - 24K/(ab^2) \\
 &\quad - (m\pi/l)^2(1 - \nu)Na/(2b^2) \}, \tag{63}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &V_{im} \sin i\pi/n \{ (m\pi/l)^2 Gbt + 24K_1/a^2 \} - \frac{12K_1}{a} \Theta_{im} \sin i\pi/n \\
 &\quad + W_{im} D_i \frac{Gta}{2} \left(\frac{m\pi}{l} \right)^2 - H_{im} D_i = - \frac{Gta}{2} \sin i\pi/n \{ W_{nm}(-1)^i - W_{0m} \} \times \\
 &\quad (m\pi/l)^2 + \sin i\pi/n \{ H_{nm}(-1)^i - H_{0m} \}, \tag{64}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &4V_{im}(N + 6K_1 b^2/a^2) \sin i\pi/n + W_{im} \frac{Nab\nu}{2} (4 - D_i)(m\pi/l)^2 \\
 &\quad - 12K\Theta_{im}(b^2/a) \sin i\pi/n - b^2(4 - D_i)H_{im} \\
 &= \frac{Nab\nu}{2} \sin i\pi/n \{ W_{nm}(-1)^i - W_{0m} \} (m\pi/l)^2 - \sin i\pi/n \{ H_{nm}(-1)^i - H_{0m} \} \tag{65}
 \end{aligned}$$

where

$$D_i = 2(1 - \cos i\pi/n),$$

$$W_{nm} = \int_0^l w_n \sin \frac{m\pi x}{l} dx \quad W_{0m} = \int_0^l w_0 \sin \frac{m\pi x}{l} dx$$

$$H_{nm} = \int_0^l S_n \sin \frac{m\pi x}{l} dx \quad H_{0m} = \int_0^l S_0 \sin \frac{m\pi x}{l} dx$$

And multiplying (51) by $\sin m\pi x/l \cdot \cos i\pi/n$ and doing the same procedure as above, we obtain

$$\begin{aligned} & \{2K(6 - D_i) + 6K_1\} \Theta_{im} - 12K_1 V_{im}/a - \frac{12K}{b} W_{im} \cdot \sin i\pi/n \\ & = -M_{nm}(-1)^i - M_{0m} - 3(2K_0 - K_1) \{ \theta_{nm}(-1)^i + \theta_{0m} - 2v_{nm}(-1)^i/a \\ & \quad - 2v_{0m}/a \} + \frac{3K}{b} (4 - D_i) \{ W_{nm}(-1)^i - W_{0m} \}, \end{aligned} \quad (66)$$

where

$$M_{nm} = \int_0^l M_n \sin \frac{m\pi x}{l} dx, \quad M_{0m} = \int_0^l M_0 \sin \frac{m\pi x}{l} dx$$

$$\theta_{nm} = \int_0^l \theta_n \sin \frac{m\pi x}{l} dx, \quad \theta_{0m} = \int_0^l \theta_0 \sin \frac{m\pi x}{l} dx$$

$$v_{nm} = \int_0^l v_n \sin \frac{m\pi x}{l} dx, \quad v_{0m} = \int_0^l v_0 \sin \frac{m\pi x}{l} dx$$

Solving the equation (63), (66), we can determine V_{im} , W_{im} , and H_{im} and readily obtain w_r , S_r by virtue of the inversion formulas (58), but in order to get v_r , θ_r we need four more expressions standing for V_{0m} , V_{nm} , Θ_{0m} and Θ_{nm} .

We let, for this purpose, i be zero in (64) and (66), then

$$\begin{aligned} & V_{0m} \{ Gbt(m\pi/l)^2 + 24K_1/a^2 \} - 12K_1 \Theta_{0m}/a \\ & = \frac{Gta}{2} (m\pi/l)^2 (W_{nm} - W_{0m}) + H_{nm} - H_{0m}, \end{aligned} \quad (67)$$

$$\begin{aligned} & 2\Theta_{0m} (6K + 3K_1) - 12K_1 V_{0m}/a \\ & = -M_{nm} - M_{0m} - 3(2K_0 - K_1) \{ \theta_{nm} + \theta_{0m} - 2(v_{nm} + v_{0m})/a \} \\ & \quad + 12K (W_{nm} - W_{0m})/b, \end{aligned} \quad (68)$$

which may furnish V_{0m} and Θ_{0m} : and let i be n , we have

$$\begin{aligned} & V_{nm} \{ Gbt(m\pi/l)^2 + 24K_1/a^2 \} - 12K_1 \Theta_{nm}/a \\ & = \frac{Gta}{2} (m\pi/l)^2 \{ W_{nm}(-1)^n - W_{0m} \} + H_{nm}(-1)^n - H_{0m}, \end{aligned} \quad (69)$$

$$2\Theta_{nm}(2K+3K_1)-12K_1V_{nm}/a = -M_{nm}(-1)^n - M_{0m} \\ -3(2K_0-K_1)\left[\theta_{nm}(-1)^n + \theta_{0m} - 2\left\{V_{nm}(-1)^n + V_{0m}\right\}/a\right], \quad (70)$$

from which V_{nm} and Θ_{nm} may be found. The unknown values W_{nm} and W_{0m} can be determined by the boundary conditions (54) and (56), while H_{nm} and H_{0m} , by (55) and (57). As for θ_{nm} , θ_{0m} , v_{nm} and v_{0m} , we must settle them as to satisfy

$$\left. \begin{aligned} \frac{nl}{4} v_{nm} &= \sum_{i=0}^n V_{im}(-1)^i, & \frac{nl}{4} v_{0m} &= \sum_{i=0}^n V_{im}, \\ \frac{nl}{4} \theta_{nm} &= \sum_{i=0}^n \Theta_{im}(-1)^i, & \frac{nl}{4} \theta_{0m} &= \sum_{i=0}^n \Theta_{im}. \end{aligned} \right\} \quad (71)$$

If the multicell plate is so made as $K_0=K/2$, and the loads only vertically act on the longitudinal joints in other words;

$$Y_0 = Y_n = M_0 = M_n = 0,$$

the right sides of (68) and (70) become $12K(W_{nm} - W_{0m})$ and zero, respectively; and S_0 and S_n also, zero.

C. Numerical Examples

Let the flexural rigidity of the edge diaphragms K_0 be a half of K_1 that is of the other diaphragms, then the term of θ_{nm} , θ_{m0} , v_{nm} , v_{0m} , should be cancelled out in (66), (68), and (70). In so assuming, we are going to take two cases of the boundary conditions into account: the one is simply supported for $r=0$, n , and the other is free from any constraint for $r=0$, n .

(a) In case of simple span subjected a single concentrated load,

$$\begin{aligned} P_r &= P & \text{for } x=f, r=c, \\ P_r &= 0 & \text{for } x=f, r=c, \\ W_{nm} &= W_{0m} = 0, \end{aligned}$$

from which

$$P_{im} = P \sin \frac{m\pi f}{l} \sin \frac{i\pi c}{n}.$$

The coefficients are as follows

$$\begin{aligned} n &= 10, \quad a = b = 10.0 \text{ cm}, \quad l = 100.0 \text{ cm}, \\ f &= l/2, \quad c = n/2, \end{aligned}$$

of which σ_x , and deflection w are shown in Fig. 6, 7, and 8; and they are corresponding with

$$\begin{aligned} t = t_0 = 0.5 \text{ cm}, & \quad E = 2.1 \times 10 \text{ kg/cm}^2, \quad \nu = 0.3, \\ t = 1.0 \text{ cm}, \quad t_0 = 2.0 \text{ cm}, & \quad E = 2.1 \times 10 \text{ kg/cm}^2, \quad \nu = 0.15, \\ t = t_0 = 2.5 \text{ cm}, & \quad E = 2.1 \times 10 \text{ kg/cm}^2, \quad \nu = 0.15, \end{aligned}$$

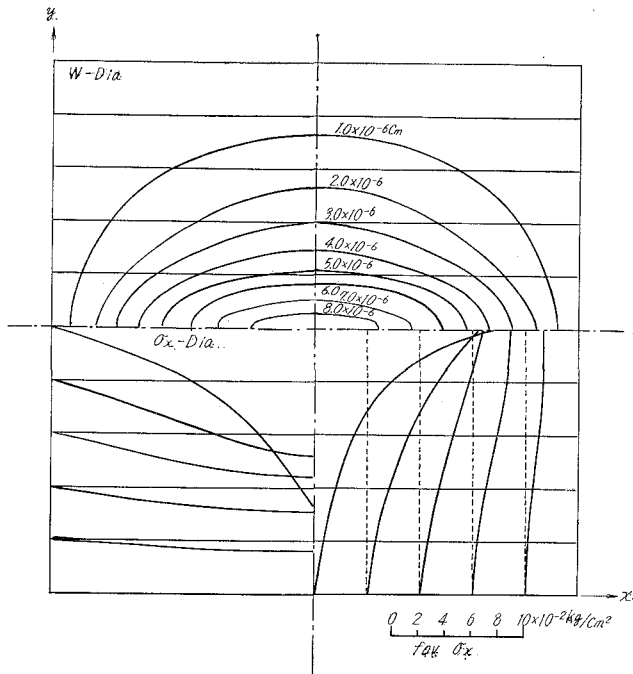


Fig. 6. W and σ_x Diagrams ($l=100$ cm, $a=b=10$ cm, $t=t_0=0.5$ cm, $E=2.1 \times 10^6$ kg/cm, $\nu=0.3$).

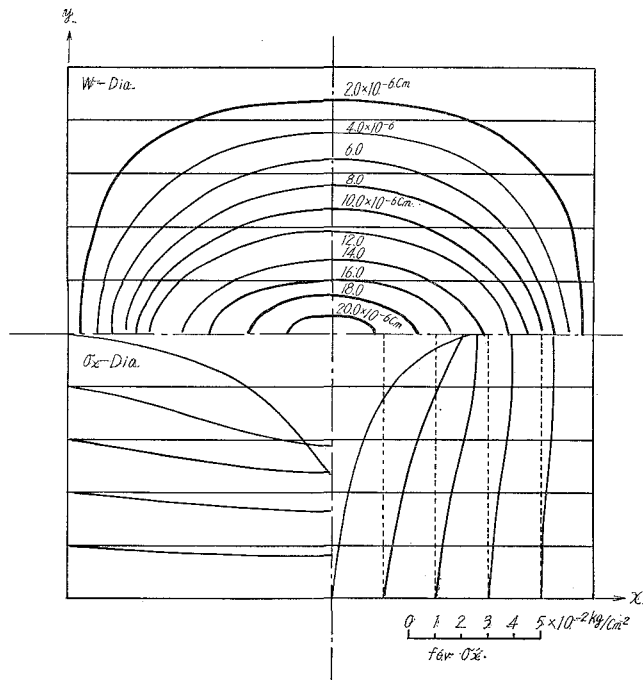


Fig. 7. W and σ_x Diagrams ($l=100$ cm, $a=b=10$ cm, $t=1.0$ cm, $t_0=2.0$ cm, $E=2.1 \times 10^5$ kg/cm, $\nu=0.3$).

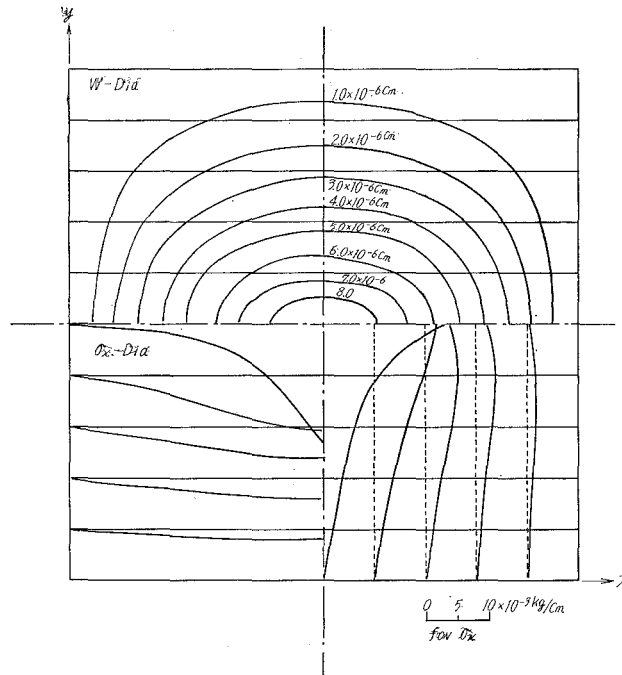


Fig. 8. W and σ_x Diagram ($l=100$ cm, $a=b=10$ cm, $t=t_0=2.5$ cm, $E=2.1 \times 10^5$ kg/cm², $\nu=0.15$).

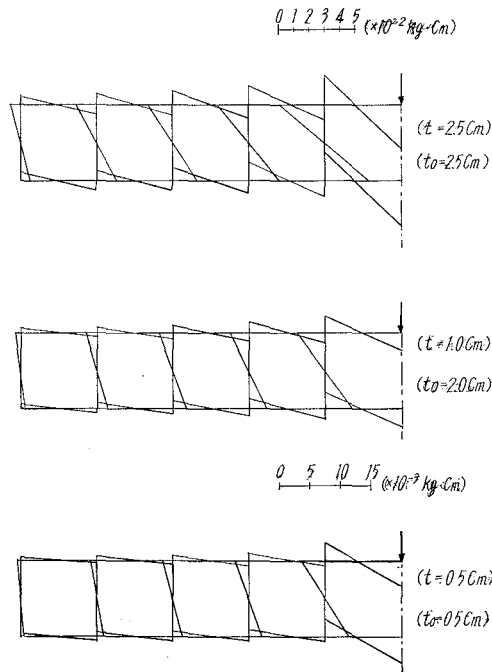


Fig. 9. Variation of Bending Moment in Midst profile.

repectively.

Fig. 9 illustrares the variation of the bending moments in the profile where $x=l/2$.

(b) In case of both free edge longitudinal joints subjected by equal concentrated loads,

$$P_0 = P_n = P \quad \text{for } x = f,$$

$$P_0 = P_n = 0 \quad \text{for } x = f,$$

$$P_r = 0,$$

from which

$$P_{0m} = P_{nm} = P \sin \frac{m\pi f}{l}.$$

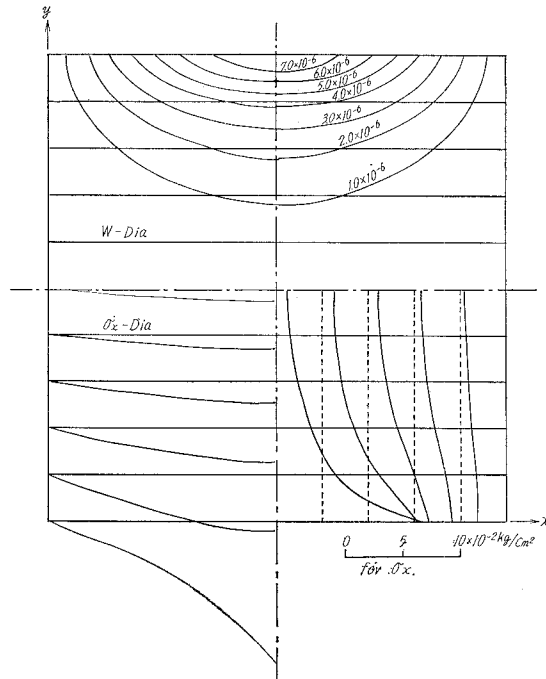


Fig. 10. w and σ_x Diagram ($l=100$ cm, $a=b=10$ cm, $t=t_0=0.5$ cm, $E=2.1 \times 10^6$ kg/cm, $\nu=0.3$).

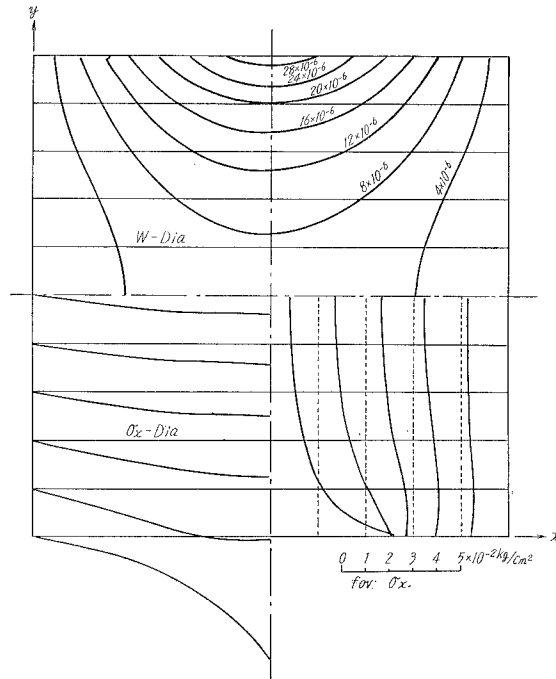


Fig. 11. w and σ_x Diagram ($l=100$ cm), $a=b=10$ cm, $t=1.0$ cm, $t_0=2.0$ cm, $E=2.1 \times 10^5$ kg/cm² $\nu=0.15$).

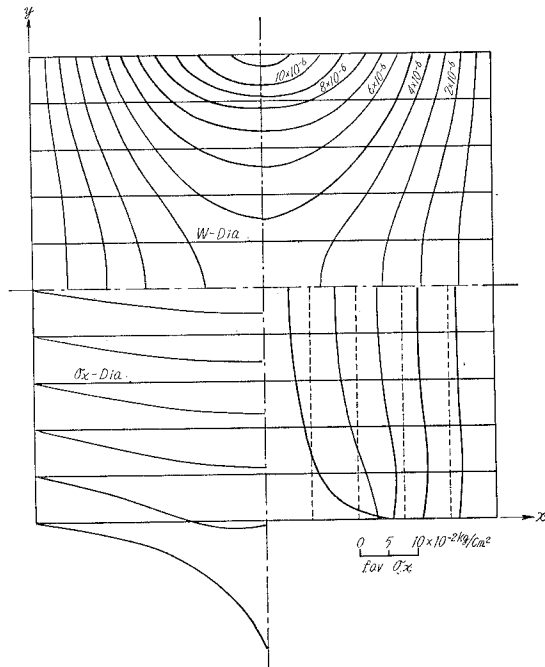


Fig. 12. w and σ_x Diagram ($l=100$ cm, $a=b=10$ cm, $t=t_0=2.0$ cm, $E=2.1 \times 10^5$ kg/cm² $\nu=0.15$).

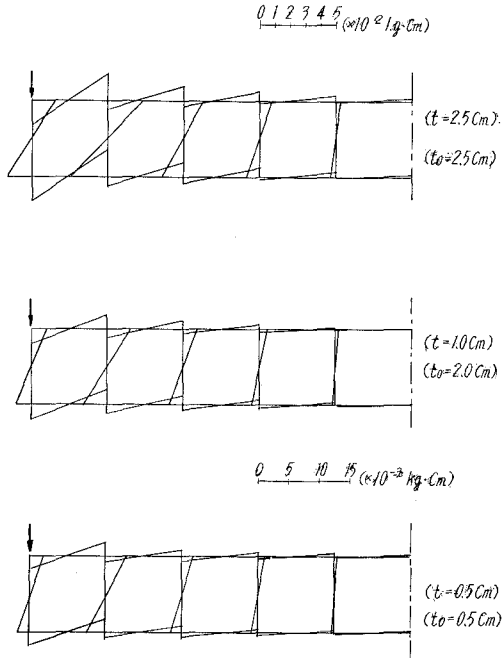
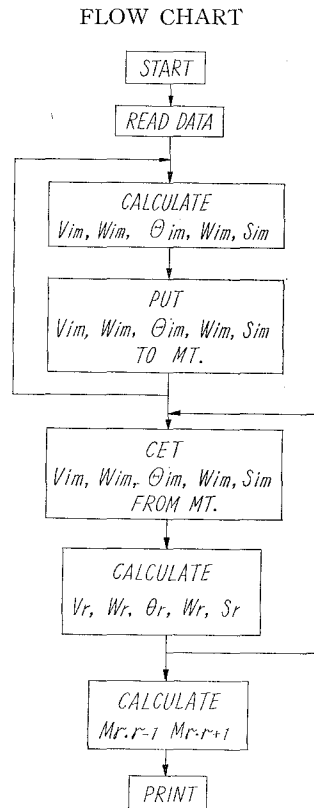


Fig. 13. Variation of Bending Moment in Midst Profil.

The diagrams of σ_x and w are shown in Fig. 10, 11, and 12 of which the coefficients are those of Fig. 6, 7, and 8, respectively. The variations of the bending moments in the midst profiles are as shown in Fig. 13. The computation was carried on by FACOM 231 which is a midium size electric digital computer with 32000 bits. As for the calculation of infinite sine series, m was taken up to twenty; while the computation of σ_x and the joint bending moment at ten equidistant positions on every longitudinal joint, needed two hours and a half through the flow chart as follows:



7. Closing Remark

The stiffness matrix for the prescribed numerical computation may be up to 30×30 one by means of the usual folded plate theory, whereas the method mentioned above needs only 3×3 matrix. Generally speaking, though there are some limitation for the layout of the component strips, the former method must treat m times calculations of 30×30 matrix and the later one has to deal with $m \times (n-1) 3 \times 3$ matrix. If we want to have the result for the structure of a similar shape with P', l', E' , in stead of P, l, E ; the corresponding result may be written in

$$w' = w \frac{P'El}{PE'l'}, \quad \sigma'_x = \sigma_x \frac{P'l'}{Pl'^2}.$$

in which the normal stress in the x direction at the r joint is as follows

$$\sigma_x = \frac{P_x}{t} = E\dot{u}_r + \nu S_r / t = E\dot{w}_r + \nu S_r / t.$$

References

- 1) Jaeger, K.: Stahlbeton-Brückenträger mit mehrzelligem Kastenquerschnitt, Österreichische Bauzeitschrift, 11 1956, S. 17.
- 2) Little, G., Rowe, R. E.: Load Distributions in Multiwebbed Bridge Structures from Plastic Models, Magazin of Concrete Research, Nov., (1955).
- 3) Naruoka, M., I. K., S. S.: AN EXPERIMENTAL STUDY ON MULTICELL STRUCTURES, TRANS. J. S. C. E. No. 87 (1962) p. 1.
- 4) Goldberg, J. E. Leve, H. L.: Theory of Prismatic Folded Plate Structures, IABSE, Zurich, Switzerland, No. 87, p. 71.
- 5) DeFries-Skene, A., Scordelis, A. C.: DIRECT STIFFNESS SOLUTION FOR FOLDED PLATES, Journal of Structural Division, ASCE, Aug. (1964), No. ST 4.
- 6) Chu, K., Pinjarkar, S.: MULTIPLE FOLDED PLATE STRUCTURES, Journal of Structural Division, ASCE, April (1966), ST 2.
- 7) Nomachi, S. G.: A Note on Finite Fourier Transforms Concerning Finite Integration, the Memoir of Muroran Inst. of Tech., 5, 2 (1966), pp. 205-212.
- 8) Nomachi, S. G.: On a Method of Solving Grid Structure by Means of Fourier Transforms Concerning Finite Integration, the Memoir of Muroran Inst. of Tech., 6, 1 (1967), pp. 91-100.

低炭素鋼の被削性に関する研究 (第1報)

— 切削抵抗および仕上面粗について —

菊地 千之・田中 雄一

Study on Machinability of Low Carbon-Steel (1st report)

— On the Cutting Force and Surface Roughness —

Kazuyuki Kikuchi and Yuichi Tanaka

Abstract

In recent years, the need for free machining steels, which permit to achieve higher production rate, is increasing. But the characteristics of Rimmed-Resulfurized Steel are not clear. In this paper the authors studied the cutting force and surface roughness characteristics of various kinds of low carbon steel.

I. 緒 言

金属材料の被削性は一般に工具寿命, 切削抵抗, 切屑生成および仕上面粗さなどの観点から論ぜられ, 工具寿命は生産速度即ち製品コストを直接支配する極めて重要な因子である。また切削抵抗の測定は単に切削所要動力を知るのみならず, 剪断角, 摩擦係数などの切削機構解明の基礎的資料を提供する。さらに切屑の形状は生産現場での作業の難易に影響し, 仕上面粗さは製品の外観価値を左右するのみならず, その機能等へも大きな影響を与える。

このような被削性全般にわたる体系づけは影響する因子が多く, かつ複雑であるため, 未だ十分には確立されていないように思われる。しかしながら, 近年の大量生産方式の発達, 機械構造物材料に対して被削性や冷間加工性などの点で高度の生産を要求してきている。現在多くの種類の快削鋼が市販されており, その被削性とそれに及ぼす諸因子の影響など再び問題となってきた。

本報告では, リムド鋼を基礎として特殊造塊法により中心部のみ硫黄含有量を高めた硫黄快削鋼, 低炭素リムド鋼および比較材としての低炭素キルド鋼を被削材として, 切削抵抗特性, 切屑生成および仕上面粗さからみた被削性について論ずる。

II. 実験装置, 被削材および方法

1. 実験装置

(a) 旋盤

旋削実験は Table 1 にその主要寸法を示した大隈鉄工所製 LS 型実用高速旋盤を用いて行なった。なお主軸回転数は、コップ無段変速機により 8~2,424 rpm まで任意に変換可能であり、所要の切削速度を得ることができる。

Table 1. The brief specifications of lathe used.

Max. Swing over bed	: 450 mm
Max. Swing over saddle	: 250 mm
Max. Distance between centers	: 1,250 mm
Spindle speeds	: 35~1,800 rpm

(b) 切削抵抗測定用動力計

切削抵抗測定用動力計は、ロードセル方式による三分力測定用動力計を使用した。

(c) 仕上げ面粗さ測定装置

仕上げ面粗さは、検出器(触針の先端: ダイヤモンド製 $5\mu\phi$)、駆動部、増幅指示部および記録計から成っている東京精密株式会社製デルタ表面粗さ計を使用した。これにより仕上げ面の中心線平均粗さ (H_a) および最大粗さ (H_{max}) を測定した。

(d) 工具研削盤

使用工具はマキノフライス製工具研削盤にて研削した。使用砥石は、白色アランダム砥石 120 # とし、軸回転数は 3,150 rpm で行なった。

2. 被削材

被削材は Table 2 に示した化学成分の低炭素キルド鋼, 低炭素リムド鋼および硫黄快削鋼の 3 種である。

低炭素キルド鋼は Fe-Si および Al による取鍋脱酸後造塊し, 低炭素リムド鋼および硫黄快削鋼は無脱酸のまま普通鋼塊としたものであり, これらはいずれも 87 mm ϕ まで熱間圧延後 82.55 mm ϕ に引抜加工した冷間引抜材である。これら供試材のサルファープリントを **Photo. 1** にそれぞれ示したが, 低炭素リムド鋼および硫黄快削鋼はいずれも無脱酸鋼のため中心部と周

Table 2. Chemical Composition of Specimens used.

Steel		C (%)	Si (%)	Mn (%)	P (%)	S (%)
Low Carbon-Killed Steel		0.26	0.28	0.49	0.019	0.024
Low Carbon-Rimmed Steel	Rim-part	0.12	0.01	0.41	0.013	0.017
	Core-part	0.27	0.01	0.41	0.019	0.021
Resulfurized Steel	Rim-part	0.08	0.01	0.41	0.016	0.011
	Core-part	0.19	0.01	0.81	0.022	0.223

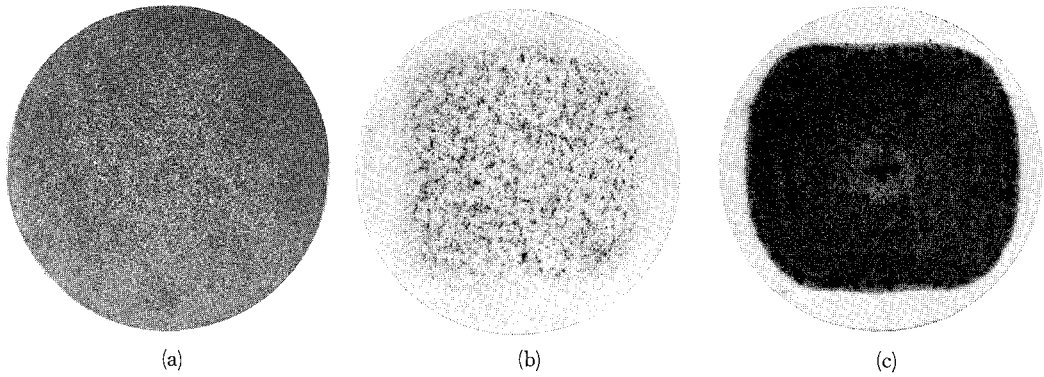


Photo. 1. Sulfur print for specimens used.

(a) Low carbon-Killed steel. (b) Low carbon-Rimmed steel. (c) Resulfurized steel.

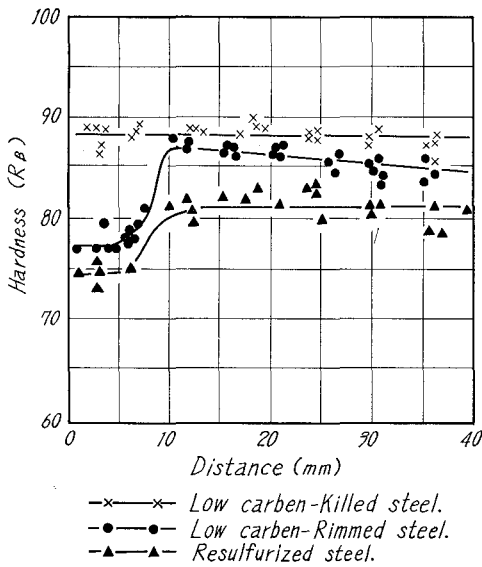


Fig. 1. Hardness distributions of specimens used.

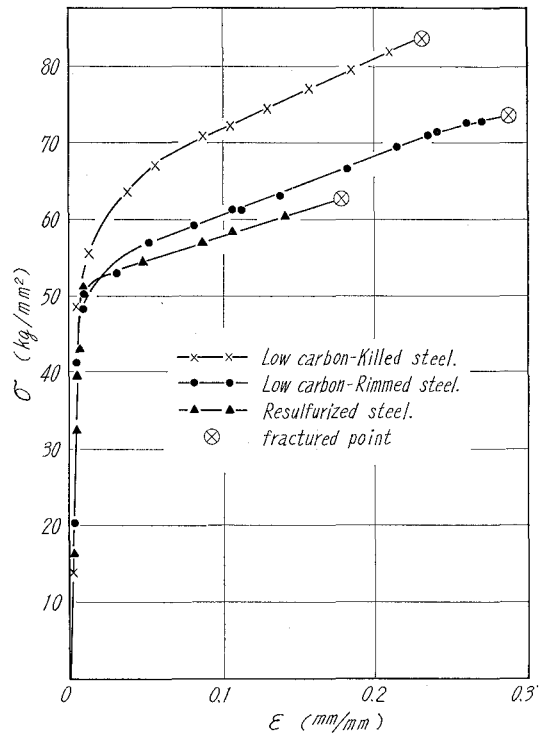
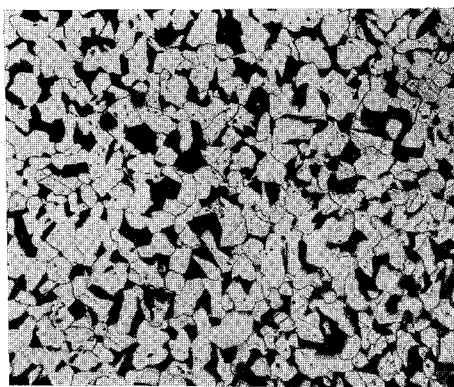
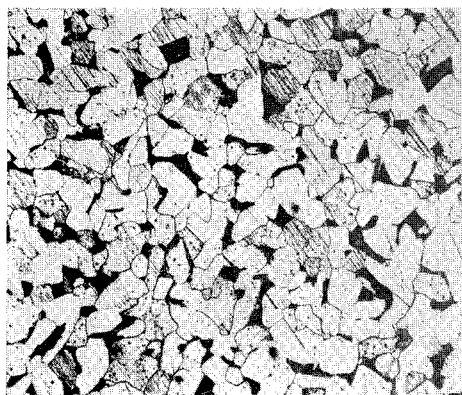


Fig. 2. True stress-strain curves (specimens diameter; 15 mm).

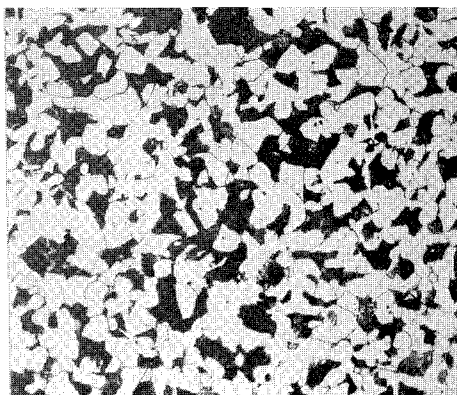
辺部では著しく組成の異った鋼となっている。この差異は **Table 2** のそれぞれの化学成分値および **Fig. 1** に示した供試材断面 (圧延方向に垂直) の硬さ分布曲線からも明らかである。また **Photo. 2** にはそれぞれの顕微鏡組織を示した。ここで硫黄快削鋼は顕微鏡組織からも明らかのように硫化マンガン粒子が分布している。これは、**Fig. 2** に示した引張試験による応力-歪曲



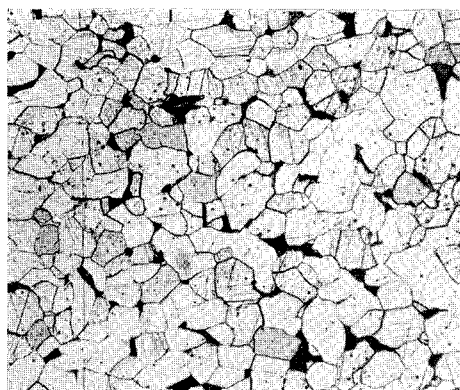
(a) Low carbon-Killed steel.



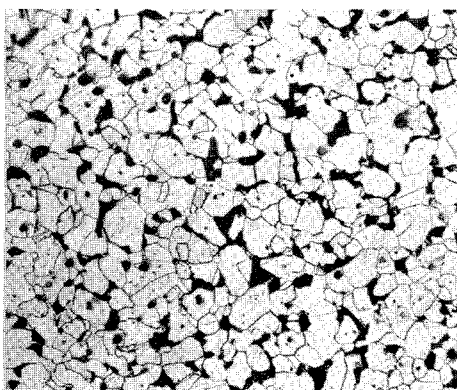
(b) Low carbon-Rimmed steel.
(rim-part)



Low carbon-Rimmed steel.
(core-part)



(c) Resulturized steel.
(rim-part)



Resulturized steel.
(core-part)

Photo. 2. Microstructure of specimens used.

線において硫黄快削鋼コア部のそれが降伏点付近で他鋼種の曲線に比較し、著しく丸味の小さい形になっていることから、脆性効果を与えているものと考えられる。

以上のように、リムド鋼は造塊の際の著しい偏析のため鋼塊の内部と周辺部では化学成分に著しい差異が生じている。従ってこのような材料については、被削性試験もそれぞれの部分に区別して行なわねばならないことは明らかである。本研究では、低炭素リムド鋼および硫黄快削鋼について直径 72 mm までをリム部とし、60 mmφ 以下をコア部として実験を行なった。また低炭素キルド鋼はすべて均一であるとみなした。

3. 切削条件

通常の切削方式は Fig. 3 (a) に示した長手旋削であり、切削仕上面にはいわゆる送りマークを残し、このマークは工具の尖端部の半径、前および横切刃角、送り量などによって幾何学的に決まる。従って鋼種あるいは切削条件の相違による仕上面粗さの変化を解析するには、常に送りマークによる量を除いて考えねばならない。しかしながら Fig. 3 (b) に示したように、同図 (a) における切込み b および送り t を入れ変ること、即ち工具の主切刃は被削材回転軸に平行に置かれ、その長さは図 (a) における切込み b に等しくとる。そして図 (a) における送り t だけ切込み、切刃長さ b に等しい送り量で削ることにより図 (b) における送りマークは幅の広

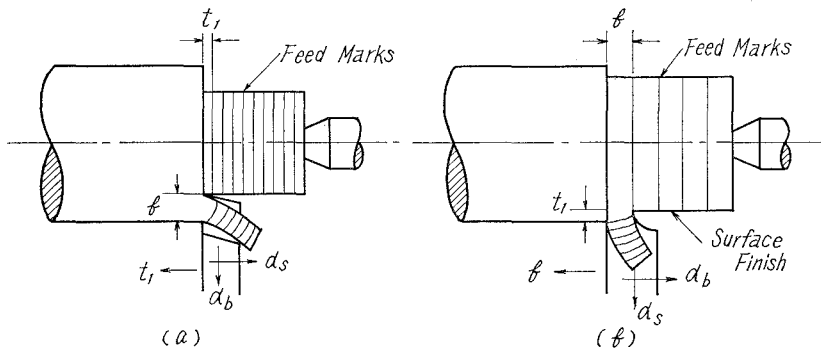


Fig. 3. Schematic diagram of (a) conventional and (b) analogue cutting process with an interchange of feed and depth of cut and back (α_b) and (α_s) rake angles.

Table 3. Cutting Conditions.

	Analogue cutting	Conventional cutting
Tool-Geometry	[15, 0, 7, 5, 0, 0, 0.13]	[-5, 15, 5, 5, 30, 30, 0.8]
Feed	0.05, 0.15, 0.20 & 0.30 mmpr	0.25 mmpr
Depth of Cut	2 mm	2 mm
Cutting Speed	Var.	Var.
Cutting Fluid	Dry or Spindole Oil	Spindole Oil

い帯状の螺旋形になり、この幅の中央を被削材円周方向に粗さの測定が可能となる。

この切削形式は、M. C. Shaw¹⁾により行なわれたものであり、アナログ切削といわれる。本実験で行なったこのアナログ切削および実用的切削方式である3次元切削の条件を **Table 3** に示した。

なお、使用工具は日本高周波 K.K. 製 SKH-4 相当の高速鋼工具である。切削剤として使用したスピンドルオイル 60 # は、高速鋼に対して、一般的に広く用いられているものである。

また、一部 Stopping Tool を用いて二次元切削を行ない切削途中の切屑生成および構成刃先の状態を調べた。

III. 実験結果およびその考察

1. 切削抵抗からみた被削性

切削抵抗の大小は材料の切削性の難易に大きな影響を及ぼし、更に切削温度あるいは工具寿命をも左右する。従って本項では各被削材の切削抵抗に影響を及ぼす種々の因子から被削性を検討する。

(1) アナログ切削における切削抵抗

[A] 切削速度による影響

Fig. 4 にはアナログ切削における切削抵抗と切削速度の関係を示した。図から明らかなようにいずれの鋼種においても切削速度の増加に伴ない切削抵抗は極小値および極大値をとる。いま **Fig. 4 (a)** の送り量; 0.15 mmpr の場合を例にとりこの現象を考えてみる。極小点 B では、構成刃先の生成が最大であり、工具は高すくい角となり極小値を得る。この構成刃先の生成は切削温度に依存すると言われており²⁾、材料の加工硬化性、熱軟化性あるいは青熱脆性など温度依存の諸性質が関係しているものと思われる。より高速域の A 点では、切刃近傍の温度が材料の軟化点以上に達するため構成刃先は生長できず切削抵抗は極大値を示す。さらに高い切削速度域では、被削材の熱軟化現象のため切削抵抗の減少が起ると考えられる。しかしながら最も軟質である硫黄快削鋼リム部において、極大値を示す部分は、前述のようなすくい角の変動が主原因ではなく Stick Slip 現象によるものと思われる。即ち被削材が銅またはアルミニウムのように軟質性のため、工具すくい面に付着し切屑の流れを阻止する作用を行なう。このことは切削中の観察あるいはこの部分で送り分力 (F_Q) が主分力 (F_P) に相当する程度まで高くなっていることから予想される。

低炭素キルド鋼は全鋼種中で最も高い切削抵抗を示している。しかしほぼ化学成分の一致する低炭素リム部鋼コア部ではかなり低い切削抵抗値である。これはキルド鋼へ脱酸剤として添加した Fe-Si および Al の作用と考えられる。即ち Si あるいは Al は鋼中では SiO_2 , Al_2O_3

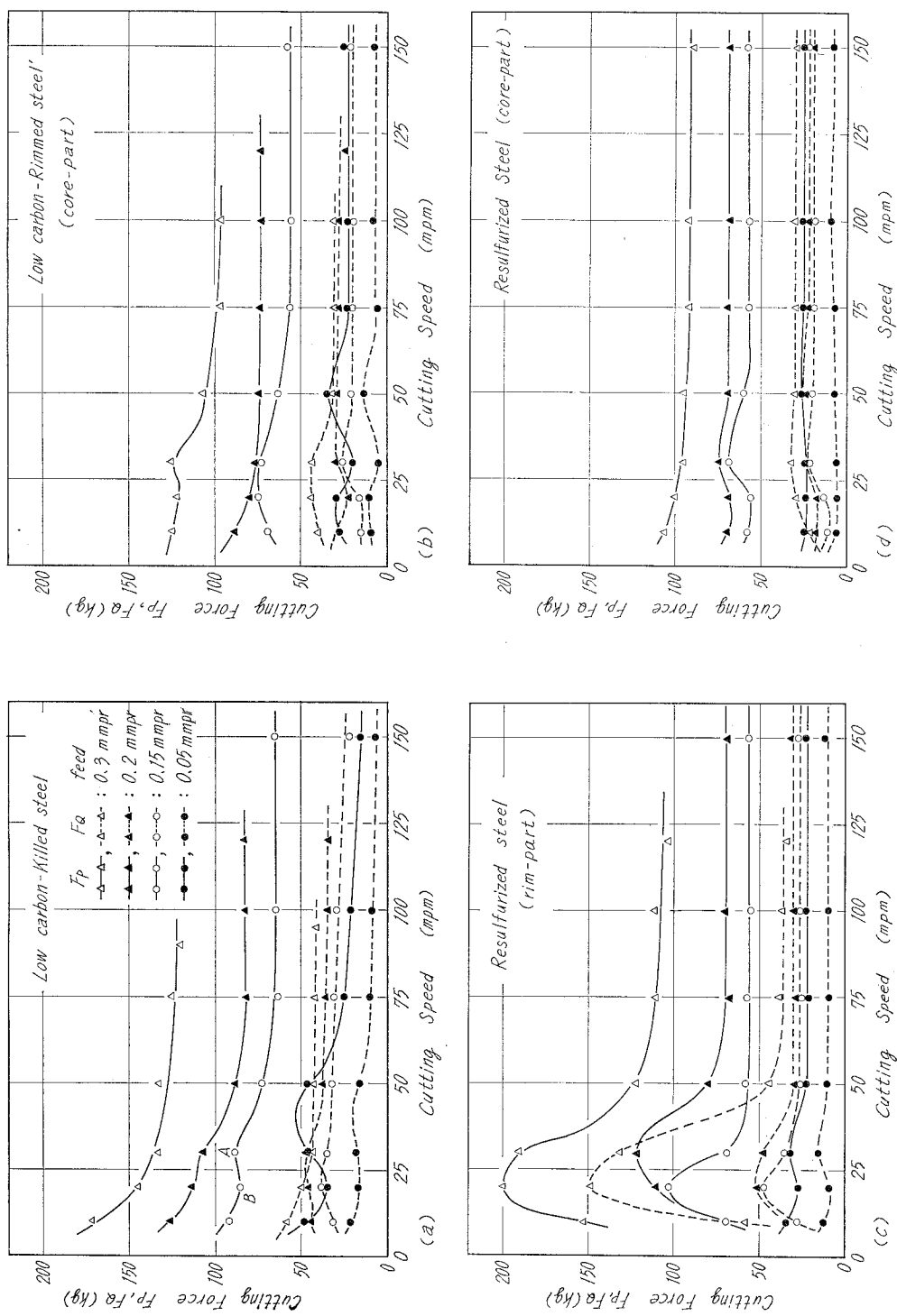


Fig. 4. Variation of cutting force (F_p & F_a) versus cutting speed. Cutting conditions: tool, SKH-4, (15, 0, 7, 5, 0, 0, 0.13); depth of cut, 2 mm; cutting fluid, dry.

のような酸化物を形成し、また鋼の強度を増大させ硬さも増す作用をするためである。硫黄快削鋼では化学成分などからも予想できるように、リム部とコア部で著しい切削抵抗の差異を呈している。軟質材であるにもかかわらず、リム部が切削抵抗の高いのは、前述のように Stick Slip 現象によるものであり、コア部における切削抵抗が総体的に低いこと、およびその極大値と極小値の差が縮まっているのは、鋼中の硫化マンガンによる脆化作用および小型安全な構成刃先の形成に原因していると思われる。

硫化マンガンなどの介在物相が鋼中に存在すると脆性が大きくなり、切削抵抗が減少する理由についてさらに考えてみる。金属の破断は内部に存在するミクロ的な割れが成長して自然伝搬する如き状態と考えられ、Griffith³⁾によれば楕円形の空孔のある板に一樣な引張応力が加わった場合、割れの自然伝搬をひき起こすに必要な応力 σ は(1)式で表わされる。

$$\sigma = \sqrt{\frac{ET}{2l}} \quad (1)$$

但し E : ヤング率, T : 割れの表面エネルギー, l : 楕円形の空孔の長径である。従って空孔の長径 l が大である程自然伝搬は起りやすく、脆性が大きいと言える。また転位発生に必要な熱エネルギーから考えると、加工硬化を無視して自然伝搬に必要な剪断応力 τ_s は(2)式で表わされる⁴⁾。

$$\tau_s = \frac{\tau_0 - \left(\frac{2GkT}{V} \log \frac{A}{\dot{\gamma}} \right)^{1/2}}{C} \quad (2)$$

但し τ_0 : $G/2\pi$, G : 剛性率, k : ボルツマン定数, T : 温度, V : 体積, A : 定数, $\dot{\gamma}$: ひずみ速度, C : 応力集中係数である。従って剪断面上に MnS などの介在物が存在すると応力集中をひき起し、割れの自然伝搬に必要な剪断応力 τ_s は減少する。ここで切削抵抗 R は、工具のすくい角を α , 摩擦角を β , 剪断角を ϕ , 切込み量を t , 送り量を b , 剪断面上の剪断応力を τ_s とすると(3)式で表わされる⁵⁾。

$$R = \frac{\tau_s b t_1}{\sin \phi \cdot \cos(\phi + \beta - \alpha)} \quad (3)$$

従って剪断面上における剪断応力 τ_s が減少すれば(3)式により切削抵抗 R も減少する。

[B] 切削油剤の影響

Fig. 5 にスピンドルオイル 60 # を使用して湿式切削した場合の切削抵抗と速度の関係を示した。これによると、曲線の一般的傾向は乾切削の場合と同様な傾向を示していることが明らかである。しかし 25 mpm 以下の低速度域での切削は乾式に比較し、いずれも切削抵抗が減少しており低送りほどより高速度域までこの傾向が続いている。これは低い切削速度および低送りほど工具と切屑の間に切削液の浸入は容易となり、スピンドルオイルの潤滑効果が働いて

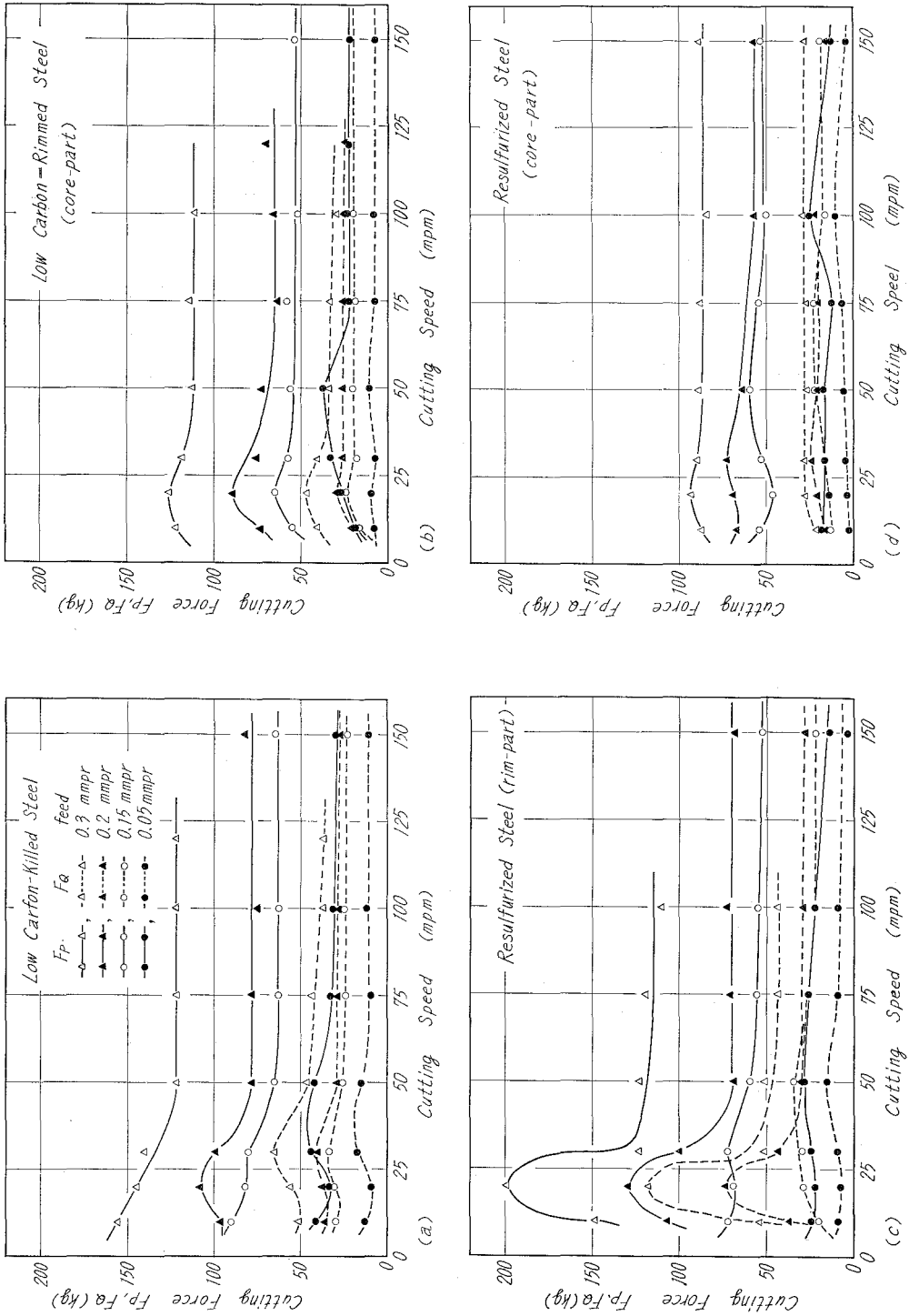


Fig. 5. Variation of cutting force versus cutting speed.
Cutting conditions: tool, SKH-4, (15, 0, 7, 5, 0, 0, 0.13); depth of cut, 2 mm; cutting fluid, spindole oil.

いるためと考えられる。一方高速切削および高送りの場合は切削液の浸入は困難となり、また例え浸入できても非常な高圧のために油膜を形成できず、潤滑効果は失われ乾切削と同等の切削抵抗を示すものと思われる。

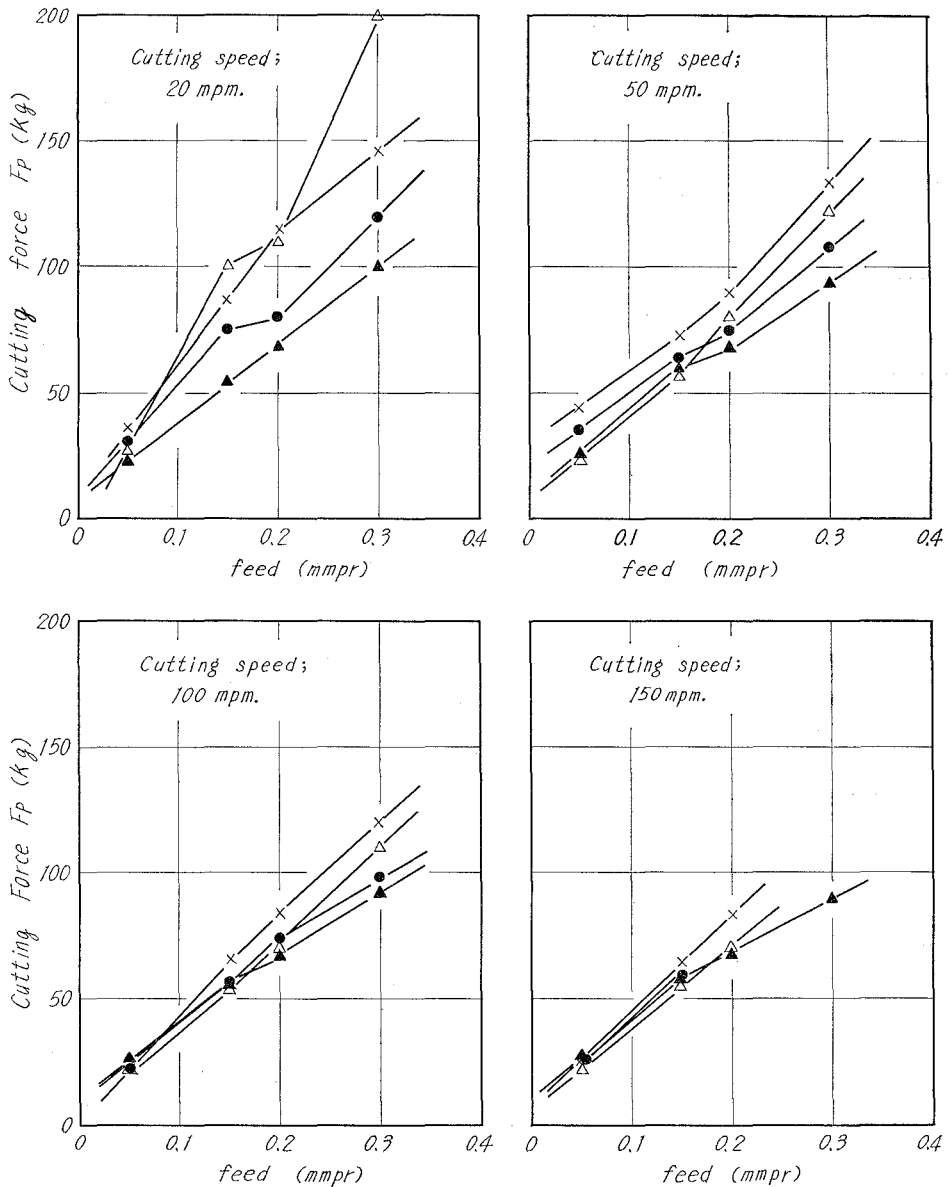


Fig. 6. Variation of cutting force (F_p) with cutting speed and feed.

Cutting conditions: tool, SKH-4 (15, 0, 7, 5, 0, 0, 0, 0.13); depth of cut, 2 mm; cutting fluid, dry; -x-x-x-: Killed steel, -Δ-Δ-: Resulfurized steel (core-part), -●-●-: Resulfurized steel (rim-part), -●-●-: Rimmed steel (core-part).

[C] 送りによる影響

Fig. 6 は, Fig. 4 の結果から得た切削抵抗 (主分力) と送り量との関係を示した。この関係が一定の関連性をもたないのは, 構成刃先あるいは Stick Slip 現象に原因している。図から, いずれの切削速度においても低炭素キルド鋼は送り量の変化に対する切削抵抗の増加が著しく, 硫黄快削鋼コア部は最も少ないことがわかる。また低炭素リムド鋼および硫黄快削鋼リム部は, これらの中間の値を取っている。この傾向は低切削速度ほど顕著である。

(2) 三次元切削における切削抵抗

通常の旋削作業は, 三次元切削で行なうのが一般的である。従って実際の作業条件に近似した方法で各鋼材を切削した結果について述べる。

[A] 切削速度による影響

三次元切削における切削抵抗と速度の関係を Fig. 7 に示した。図から切削抵抗はキルド鋼が最も高く, リムド鋼・硫黄快削鋼の順序で低くなっている。この結果は前述 (1) [A] のアナログ切削による結果と一致している。硫黄快削鋼リム部は三次元切削を行なわなかったが, ほぼ化学組成の等しい低炭素リムド鋼リム部の結果を示した。このリムド鋼リム部も硫黄快削鋼リム部のアナログ切削の結果と同様に, Stick Slip 現象を起し, 切削抵抗は軟質材であるにもかかわらず大となっている。

従って, 三次元切削においても切削抵抗から材料の被削性を考えると, 最も硫黄快削鋼が

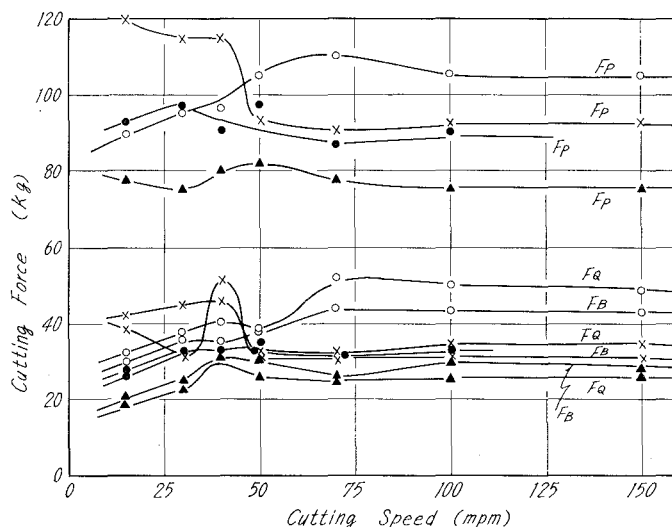


Fig. 7. Variation of cutting force versus cutting speed.

Cutting conditions: tool, SKH-4 (-5, 15, 5, 5, 30, 30, 0.8); feed, 0.25 mmpr; depth of cut, 2 mm; cutting fluid, spindle oil 60 #. -○-○-: Low carbon-Killed steel; -×-×-: Low carbon-Rimmed steel (Rim-part); -●-●-: Low carbon-Rimmed steel (core-part); -▲-▲-: Resulfurized steel (core-part).

秀れており、低速度域ではリムド鋼リムが最も悪く、高速切削ではキルド鋼が最も悪い材料であると言える。

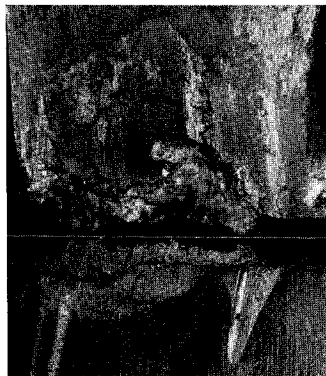
[B] 工具摩耗による切削抵抗および切屑形状の変化

工具が摩耗することにより切削抵抗が変化することは容易に想像される。**Table 4** は低炭素リムド鋼コア部および快削鋼コア部をそれぞれ長時間切削したときの切削抵抗を示した。これによると長時間切削した後の工具の切削抵抗は、切削初期の抵抗に比較し、主分力 (F_P) および送り分力 (F_Q) が減少し、背分力 (F_B) は多少増加していることがわかる。また **Photo. 3** に示したように工具の摩耗は、逃げ面では少なく、すくい面摩耗が顕著に進行している。このすくい面摩耗は切刃に沿って堤防を作って進むため、工具は一種の工具一切屑接触面積拘束工具となる。またこの切刃堤防部には小型安定な構成刃先ができやすく、このため剪断角は一層大となり、切削抵抗は減少するものと考えられる。

Photo. 4 には、同一条件で切削したときの切屑形状の変化を示した。両鋼種とも切削時間

Table 4. The variation of cutting force.

	Cutting Time	Cutting force kg (initial value)		
		F_P	F_Q	F_B
Low carbon-Rimmed Steel (core-part)	300 min	92.4 (96.0)	29.1 (39.2)	35.4 (35.1)
Resulfurized Steel (core-part)	340 min	75.4 (83.2)	25.0 (26.0)	35.3 (34.0)



Low carbon-Rimmed steel



Resulfurized steel (core-part)

Photo. 3. Photographs of flank and crater wears for H.S.S. tool cutting Rimmed steel and Resulfurized steels. Cutting conditions: tool; SKH-4, (-5, 15, 5, 5, 30, 30, 0.8); feed, 0.25 mmpr; depth of cut, 2 mm; cutting speed, 50 mpm; cutting fluid, spindle oil; cutting time, 300 min. for Rimmed steel; 340 min. for Resulfurized steel.

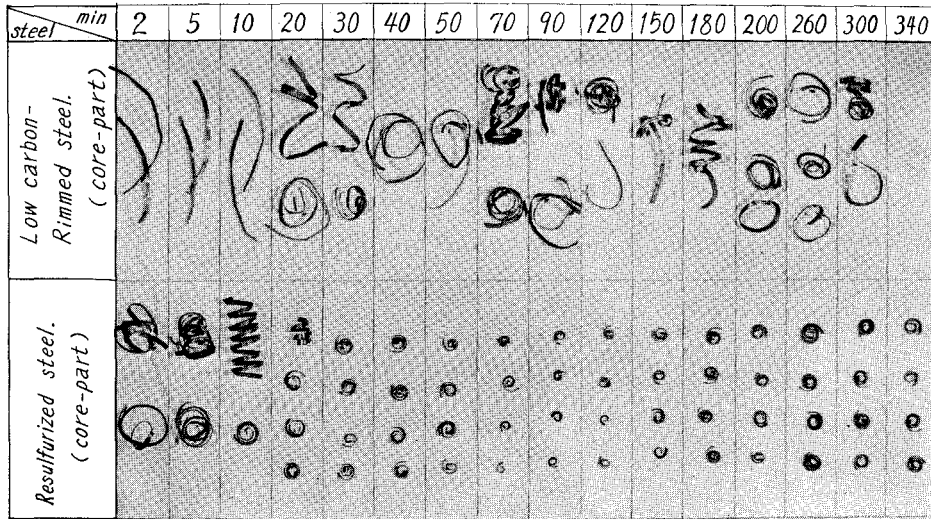


Photo 4. Relations between chips produced and cutting time.
Cutting conditions are the same as in Photo. 3.

の経過——すくい面摩耗の進行に伴ない切屑のカールは著しくなっている。従って、低炭素リムド鋼（コア部）のような延性材料においても、適当なチップブレーカを施すことによって切屑のカールを促進できるように思われる。また、硫黄快削鋼（コア部）は MnS の脆性効果のため切屑のカールは強くなり、かつ、細かに破断しており、切屑処理が特に問題となる自動盤等には適当な材料であると思われる。

2. 仕上面粗さからみた被削性

(1) 幾何学的計算による仕上面粗さ

仕上面粗さに影響をおよぼす因子は数多くあるが、幾何学的に単純に考えると、それは送り量と刃部形状である。従って、Fig. 8 のようにノーズ半径 R 、送り量 t としてノーズ半径が送り量に比べて大である場合、最大粗さ H_{max} は次のようになる。

$$H_{max} = OT - OU = \sqrt{R - R^2 - t^2/4} \cong t^2/8R \dots\dots\dots (1)$$

但し $t \leq 2R \sin \gamma$

また、ノーズ半径が送り量に比べて小である場合は、

$$H_{max} = R(1 - \cos \gamma + T \cos \gamma - \sin \gamma \sqrt{2T - T^2}) \dots\dots\dots (2)$$

但し $t \geq 2R \sin \gamma, T = t \sin \gamma / R$

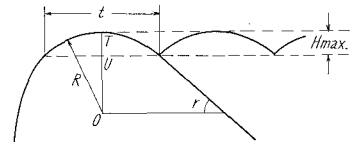


Fig. 8. Plan view of cutting tool showing the case to be considered in computing the theoretical peak-to-valley roughness (H_{max}).

ノーズ半径が 0 の場合は、

$$H_{nax} = (t \tan \beta - \tan \gamma) / \tan \beta + \tan \gamma \dots (3)$$

但し β は横切刃角, γ は前切刃角である。

このように、理論的粗さの関係は算出されるが、実際には不確定因子が介在し、粗さは悪化しているのが普通である。**Fig. 9** は三次元切削した場合の最大粗さ (H_{max}) と切削速度の関係を理論粗さ値とともに示したものである。図から明らかなように、低速度切削域では全く理論粗さと一致せず、僅かに高速領域でかなりの改善がみられる程度である。このように、仕上面粗さを乱す要因は一般に以下の二つの主要素により支配される。

- (i) 構成刃先による要素。
- (ii) 切屑工具間の有害な相対運動に基づく要素。

これらの要素のうち、切削速度、送り量および工具形状などの切削条件が同一であれば、鋼種の相違によって (i) の要素が特に影響を及ぼすと考えられる。従って、切削における幾何学的要素 (工具形状および送り量) を無視できる切削方式——アナログ切削を行うことによって、粗さを支配する原因は解明しやすくなると思われる。

(2) 仕上面粗さにおよぼす鋼材の影響

[A] アナログ切削による仕上面粗さ

Fig. 10 は、各鋼材をアナログ切削したときの仕上面粗さと送りの関係を各切削速度にし対して示したものである。また、**Fig. 11** は送り量 0.15 mmpr の場合の各鋼種についての仕上面粗さと切削速度の関係である。**Photo. 5** は Stopping Tool による切屑生成と構成刃先の状態を示した。これらの結果から、硫黄快削鋼コア部は低切削速度域で最も良好な仕上面を与えており、これは MnS の作用により小型安定な構成刃先の発生 (他鋼種ではこの速度域で巨大な構成刃先を生じている) ならびに **Fig. 2** に示したように、硫黄添加による材料の脆化作用などに原因していることは明らかである。硫黄快削鋼リム部は、**Table 2** に示したように、極軟鋼であり、アルミニウムや銅と同じように破断特性が悪く、切削際の変形域の増大をきたす⁶⁾。従って、すくい面切屑接触長さは大となり、せん断角は小さくなる (**Photo. 5** からも明らかである)。更に、切屑の工具への凝着力が大きく、前述のように Stick Slip のような現象を起す。従って、特に低切削速度・高送りでは最も悪い仕上面となっている。一方 50 mpm 以上の高切削速度域では硫黄快削鋼コア部以外の普通鋼の構成刃先が消失し始めても、硫黄快削鋼の構成刃先は依然として存在している。従って、構成刃先の消失により普通鋼の仕上面が向上したに

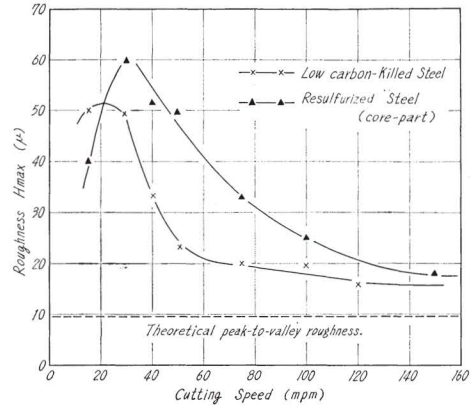


Fig. 9. Relation between practical and theoretical peak-to-valley roughness.

Cutting conditions: tool, SKH-4 (-5, 15, 5, 5, 30, 30, 0.8); feed, 0.25 mmpr; depth of cut, 2 mm; cutting fluid, spindle 60 #.

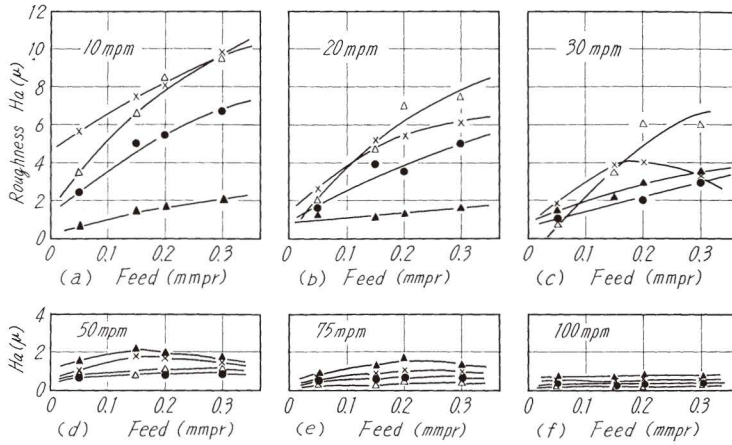


Fig. 10. Variation of surface roughness (H_a) with cutting speed and feed.

Cutting conditions: tool, SKH-4 (15, 0, 7, 5, 0, 0, 0, 13); depth of cut, 2 mm; cutting fluid, dry; -x-x-: Killed steel. -▲-▲-: Resulturized steel (core-part). -△-△-: Resulturized steel (rim-part). -●-●-: Rimmed steel (core-part).

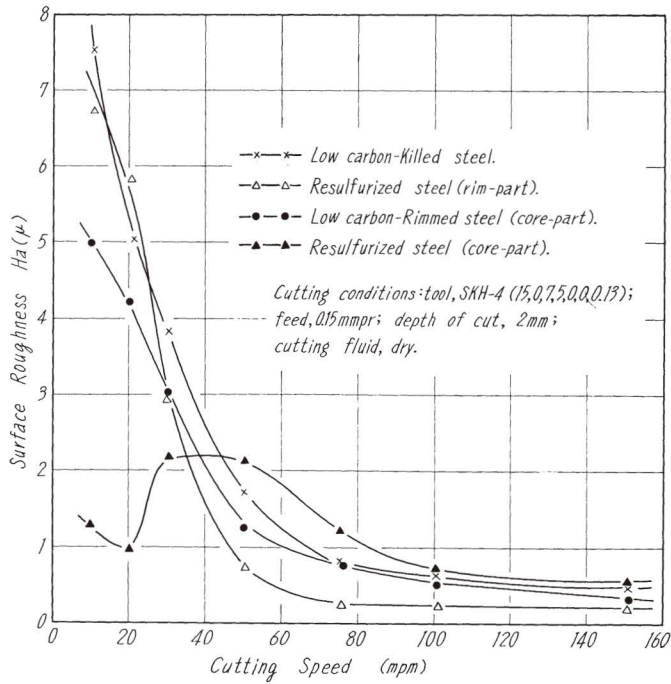


Fig. 11. Variation of arithmetic average roughness (H_a) versus cutting speed.

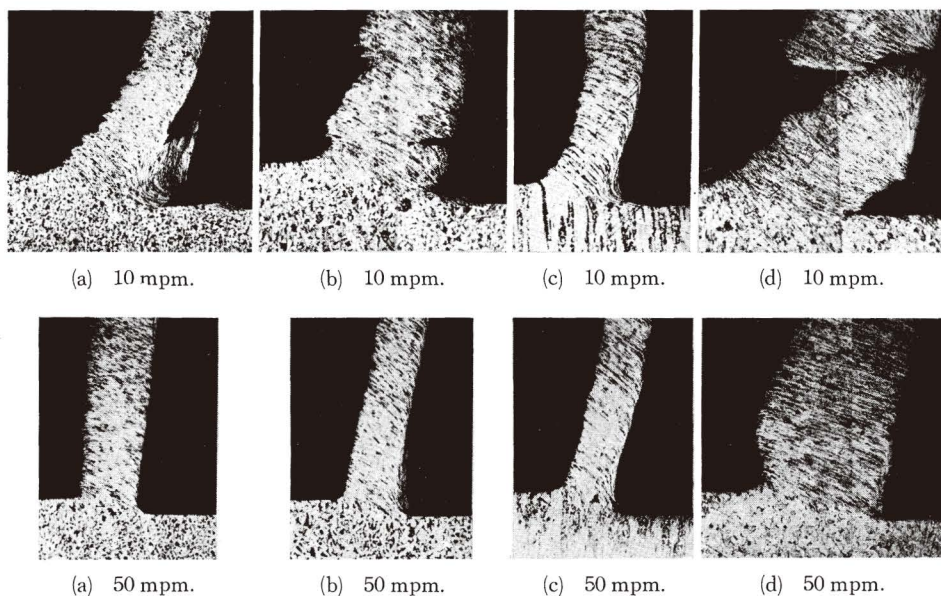


Photo. 5. Partially deformed chips and built up noses. Cutting conditions are the same as in Photo. 3.

(a): Low carbon-Killed steel, (b): Low carbon-Rimmed steel (core-part),
(c): Resulfurized steel (core-part), (d): Resulfurized steel (rim-part).

もかわらず快削鋼の仕上面は依然として悪い。

[B] 切削油剤による影響

適当な切削油剤を使用する場合には、冷却効果および潤滑効果により構成刃先の生成に著しい影響を与えることが知られている。即ち、冷却作用は切削熱による刃先温度の上昇を抑制し、構成刃先の生成をより高い切削速度側へ移行し得る。また、潤滑作用は工具すくい面への

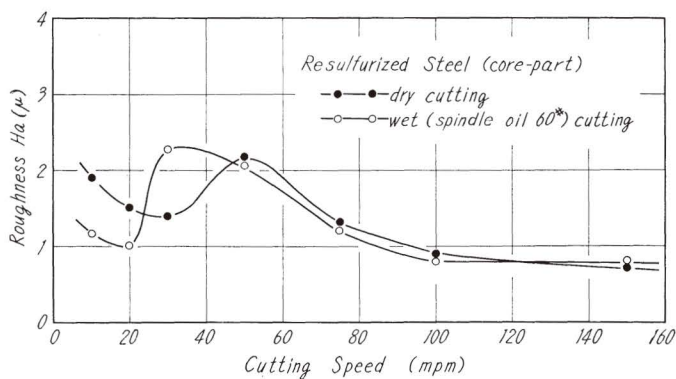


Fig. 12. Variations of surface roughness (H_a) with cutting speed.
Cutting conditions: tool, SKH-4 (15, 0, 7, 5, 0, 0, 0, 0.13); feed, 0.15 mmpr; depth of cut, 2 mm.

構成刃先の凝着力を弱める結果、構成刃先は発生しないかあるいは生成してもその大きさは乾切削の場合と比較して小さくなり、従って、仕上面粗さも改善されると思われる。

Fig. 12 は、硫黄快削鋼コア部における送り量 0.15 mmpr の場合の仕上面粗さと切削速度の関係を、乾・湿切削について比較したものである。図から明らかなように、粗さの極大値は乾式の場合の 30 mpm 切削速度から、スピンドルオイル使用の場合は 50 mpm に移行している。これは切削剤の冷却効果により、構成刃先生成速度域を高めた結果であると考えられる。さらに高速度域では、このスピンドルオイルの場合は乾式切削の値と一致している。スピンドルオイルは浸透性および極圧性に乏しいため、潤滑性は極めて弱いものと思われる。従って、この種の切削剤は低速切削・低送り切削のようなすくい面応力の小さい状態の場合には有効であると考えられる。

[C] 三次元切削の場合の仕上面粗さ

Fig. 13 は、三次元切削における中心線平均粗さ (H_a) と切削速度の関係である。低速度切削では硫黄快削鋼コア部が最も良好な仕上面を有し、低炭素キルド鋼が最も悪い結果となって

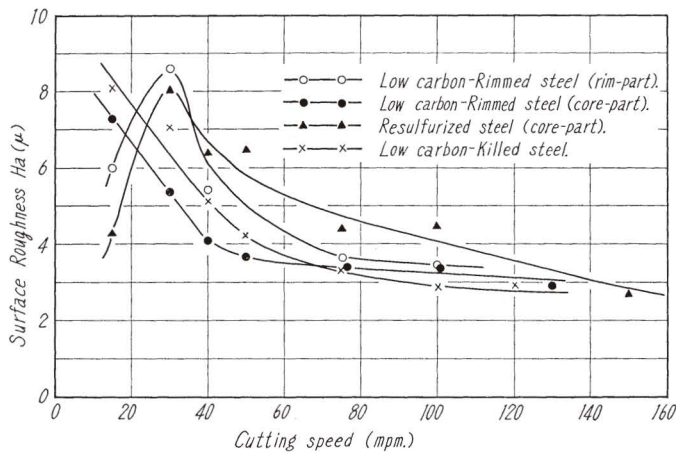


Fig. 13. Variation of arithmetic average roughness (H_a) versus cutting speed for conventional turning.

Cutting conditions: tool, SKH-4 (-5, 15, 5, 5, 30, 30, 0.8); feed, 0.25 mmpr; depth of cut, 2 mm; cutting fluid, spindole oil 60 #.

いる。一方、高速度切削域では、この傾向が全く逆となっている。さらに低炭素リムド鋼コア部およびリム部は前二者の中間位にある。これらの結果は、前述のアナログ切削における傾向と一致している。

IV. 結 言

以上低炭素キルド鋼・低炭素リムド鋼および硫黄快削鋼について、切削抵抗および仕上面粗さの観点から各鋼材の被削性を検討した結果つぎのことがわかった。

1. 硫黄快削鋼 (コア部) は、最も切削抵抗が小さく、切屑は細かに破砕され、処理の上からも秀れている。しかし、仕上面粗さは、低速度領域でのみ良好な結果を与えるが、高速度領域では最も悪い。これらは MnS の脆化作用および生成される構成刃先が小型安定ではあるが、高速切削域まで存続するためである。

2. 低炭素キルド鋼は、切削抵抗が大きく試験材中最も削り難い。しかし、仕上面粗さは高速切削域で急激に改善される。

3. 硫黄快削鋼および低炭素リムド鋼のリム部は、共に展延性に富むため切削におけるせん断領域が増大し、すくい面切屑接触長さの増大を伴なう。この結果、せん断角も小さくなる。特に低速切削域では Stick Slip 作用が著しく切削抵抗が高くなり、また仕上面粗さも悪い。

4. 低炭素リムド鋼コア部は、キルド鋼と硫黄快削鋼とのほぼ中間的性質をもつ。

終りに、本研究に使用した各種鋼材および工具などの提供、ならびに分析などの御便宜をいただいた富士製鉄株式会社室蘭製鉄所の方々に厚くお礼申し上げます。また、卒業研究として実験を担当された浅野孝君 (K.K. ホクサン勤務)、ならびに木村一郎君 (国鉄勤務) に感謝します。

(昭和 43 年 4 月 30 日受理)

文 献

- 1) M. C. Shaw and E. Usui et al.: Trans. ASME, **B** (1961), May, p. 181.
- 2) K. Nakayama and M. C. Shaw: Annals of the C.I.R.P., **14** (1966), p. 211.
- 3) A. A. Griffith: Phil. Trans. Roy. Soc., **A 221** (1921), p. 163.
- 4) E. Orowan: Zeit. Phys., **69** (1934), p. 605.
- 5) 中山: 機械学会誌, **64** (1961), p. 153.
- 6) 竹山: 精密機械, **23** (1957), p. 420.

低炭素鋼の被削性に関する研究 (第2報)

— 工具摩耗および工具寿命について —

菊地 千之・田中 雄一

Study on Machinability of Low Carbon-Steel (2nd report)

— On the Tool-Life and Tool-Wear Characteristics —

Kazuyuki Kikuchi and Yuichi Tanaka

Abstract

Tool-wear and tool-life characteristics of a series of low carbon steel were presented for different values of cutting speed, feed, and cutting fluid. The electron microprobe was used for the study of diffusion and for the confirmation of manganese sulfide, and it was found that the alloying elements, chromium was diffused from the tool into the chip. The accumulation of manganese sulfide over the rake face was also established.

I. 緒 言

前報において各種低炭素鋼の高速度鋼工具による切削抵抗特性、切屑生成および仕上面粗さからみた被削性について報告した。本報告は各種低炭素鋼の高速度鋼工具による旋削において生ずる工具摩耗特性と工具寿命に関するものである。

材料の被削性を考える場合、工具摩耗特性およびそれと直接的関係を有する工具寿命は生産性向上の観点から重要である。高速度鋼工具の場合、寿命判定基準をいかに定めるかは問題となるが、これらの点にも留意して工具摩耗過程を EPMA、顕微鏡および微小硬度計などにより観察した結果と工具寿命からみた低炭素鋼の被削性について報告する。

II. 実験方法

実験装置および供試材は、第1報で示したものと全く同一である。

1) 工具摩耗量の測定

各種被削材をそれぞれ所定時間旋削後、フランク摩耗幅およびクレータ深さを工具顕微鏡によって測定した。フランク摩耗の測定部は Fig. 1 に示した最大摩耗幅 (m) および境界摩耗幅 (c) である。クレータ摩耗の測定は大部分切屑のすくい面上への強固な凝着のため行なえなかったが、比較的凝着の少ないものについて仕上面検査機を使用し行なった。

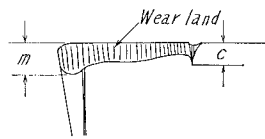


Fig. 1. Measuring wear land.

また Fig. 2 に示した工具切刃に垂直な A-A' 面に沿って放電加工機によって切断した面におけるすく面摩耗形態、工具の硬さ分布の変化および EPMA により元素の拡散状態を調べた。

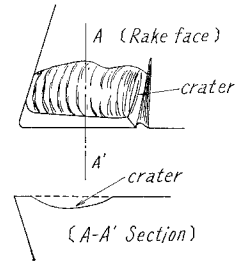


Fig. 2. Schematic diagram of crater.

2) 工具寿命の判定

工具寿命の判定は、工具が完全破壊しそれ以上切削不可能な状態をもってした。

3) 切削条件

Table 1. に示した切削条件で準 2 次元切削および 3 次元切削を行なった。

Table 1. Cutting conditions

	Orthogonal cutting	Conventional cutting
Tool geometry	[0, 15, 7, 7, 15, 0, 5, 5]	[-5, 15, 5, 5, 30, 30, 0, 8]
Feed	0.3, 0.15 and 0.05 mmpr.	0.25 mmpr.
Depth of cut.	1.5 mm	2 mm
Cutting speed	Var.	Var.
Cutting fluid	Dry, Spindole oil and soluble oil (1 : 20)	Spindole oil.

III. 実験結果およびその考察

1) フランク摩耗特性

Fig. 3 および Fig. 4 に準 2 次元乾切削の場合の各鋼種に対する逃げ面摩耗過程を示した。これらの図から明らかなように送り量 0.05 mmpr. の低送りの場合は、最大摩耗幅 (m) および境界摩耗幅 (c) がその寿命点付近ではほぼ等しい値を示している。一方高送りの 0.3 mmpr. では境界摩耗が著しく発達しており、最大摩耗はほぼ直線的に進行し寿命点での値もかなり低い。これらの現象は Fig. 5 に示した切削模型図で説明できる。即ち一般の旋削では図のように硬い加工変質層が生成さ

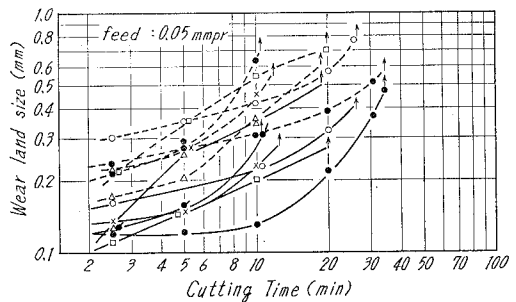


Fig. 3. Variation of wear land size with cutting time and speed by using orthogonal cutting tool.

Cutting conditions: tool, SKH-4 [0, 15, 7, 7, 15, 0, 0, 5]; depth of cut, 1.5 mm; cutting fluid, dry; Resulfurized steel (core-part): -●-, 250 mpm. -●', 260 mpm. -□-, 200 mpm; Rimmed steel (core-part): -△-, 180 mpm. -x-, 200 mpm; Killed steel: -○-, 160 mpm; (---: m, ----: c)

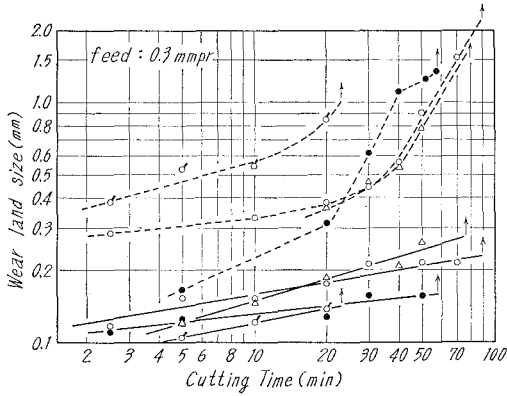


Fig. 4. Variation of wear land size with cutting time and speed. Cutting conditions are the same as in Fig. 3. except that the feed is 0.3 mmpr. (-○- : Killed steel, 70 mpm.)

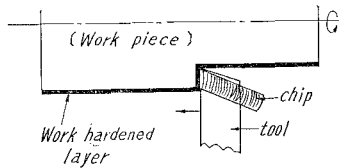


Fig. 5. Schematic diagram of work hardened layer.

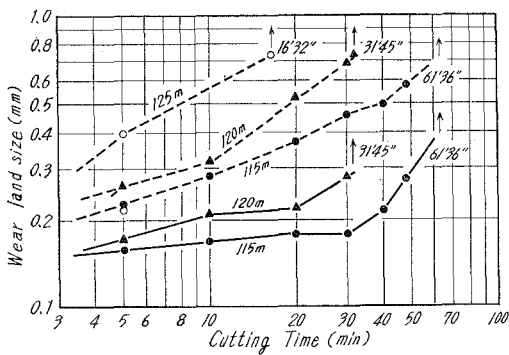


Fig. 6. Variation of wear land size with cutting time and speed for Killed steel by using conventional cutting tool.

Cutting conditions : tool, SKH-4 [-5, 15, 5, 30, 30, 0.8]; depth of cut, 2 mm; feed, 0.25 mmpr.; cutting fluid, spindle oil; (- : m, --- : c)

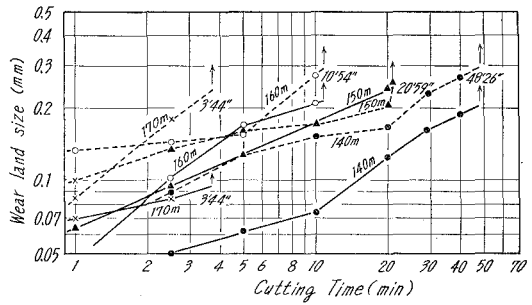


Fig. 7. Variation of wear land size with cutting time and speed for Resulfurized Steel (core-part) by using conventional cutting tool.

Cutting conditions are the same as in Fig. 6.

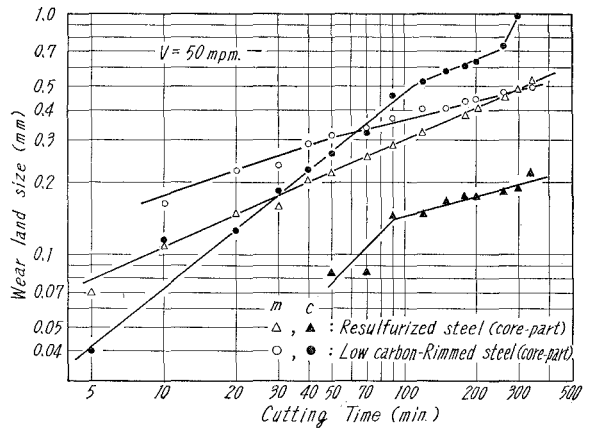


Fig. 8. Variation of wear land size with cutting time for Resulfurized steel and Low carbon-Rimmed steel. Cutting conditions are the same as in Fig. 6. except that cutting speed is 50 mpm.

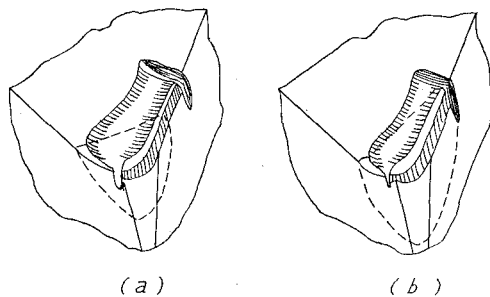


Fig. 9. Schematic diagram of tool-distraction.

れる。従って送り量が 0.05 mmpr. の場合は、フランク面全面にわたって硬化した加工変質層の部分を切削していることになる。一方 0.3 mmpr. の送り量では、切刃部の加工変質層は送り量内に含まれてしまう結果、その影響する部分は被削材の外周部——工具の境界摩耗部に限られる。このような理由により、送り量の相違によってフランク摩耗形態に差異が生じたものと考えられる。

Fig. 6 および **Fig. 7** は低炭素キルド鋼および硫黄快削鋼（コア部）を同一条件で 3 次元切削した場合のフランク摩耗過程をそれぞれ示した。また **Fig. 8** には遅い切削速度 (50 mpm) の場合のフランク摩耗過程を示した。これらの図より、キルド鋼は快削鋼に比較し境界摩耗幅の進行が著しい。ここに快削鋼は最大および境界摩耗量が同程度進行して工具の破壊に至る。これは硫黄快削鋼において、他鋼種より Mn および P などを多量に含有しているため、フェライト固溶体はこれらの元素によって加工硬化を受けやすくなる¹⁾。従って切刃は m および c で同程度の摩耗を受けると考えられる。また 50 mpm の切削速度で、フランク摩耗は快削鋼切削の場合境界摩耗 (c) がかなり少なくなっている。これも同様に快削鋼が加工硬化性が大なことと、低速度切削ほど加工変質層は厚く、また硬さも高いためである。

以上のようにフランク摩耗は鋼の加工硬化性あるいは切削速度および送り量に支配されるように思われる。また工具の完全破壊は高速度鋼工具の特性としての熱敏度の高いことが大きく影響²⁾ しており、フランク摩耗量の大小が切削温度を変化させ工具破壊への影響を与えるのであろう。**Fig. 9** は工具の完全破壊状態の模型図である。図中 (a) は送り量 0.3 mmpr. の場合に相当し (b) は 0.05 mmpr に相当するものである。(a) の場合はノーズ半径が小さく、しかもすくい角が大きい ($\alpha=15^\circ$) ためノーズ半径部に熱集中を生じやすい。さらに後述するようにすくい面摩耗の進行により、工具切刃の堤防幅が狭くなり切刃強度は低下し急激に切削熱の上昇をもたらす破壊に至る。このため (a) の破線で示したように、ノーズ半径部が局部的に破断される。(b) の場合は、フランク面摩耗の著しい発達と、低送り量のために工具切屑接触面積が減少し、横切刃近傍の熱集中が大きくなるため、切刃が一様に破断すると思われる。

2. すくい面摩耗特性

各鋼種とも高切削速度領域では極低送りの場合を除いては **Photo 1.** に示したように、全条件ですくい面溶着金属の堆積が多く、すくい面摩耗の発達が著しいにもかかわらず、クレータ深さの測定は困難であった。しかしこの切削条件下で工具寿命はクレータ摩耗の発達による刃先ノーズ部の堤防崩れと前切刃側の損傷とによって支配されるものと思われる。またすくい面切込端部の摩耗が大きいことも工具寿命を早めることを助けていると思われる。さらに硫黄快削鋼においては、MnS がクレータ面でどのような挙動を示すかなど興味ある問題が多い。

まず、低炭素キルド鋼および硫黄快削鋼の 2 鋼種に注目して、クレータ摩耗の過程を観察する。



(a) Low carbon-Rimmed steel (core-part)



(b) Resulfurized steel (core-part)

Photo 1. Photographs of flank and crater wear for H.S.S. tool cutting Rimmed steel and Resulfurized steels.

Cutting conditions: tool, SKH-4, [0, 15, 7, 7, 15, 0, 0.5]; Cutting speed, 95 mpm.; feed, 0.3 mmpr.; depth of cut, 1.5 mm; cutting time, 10 min.

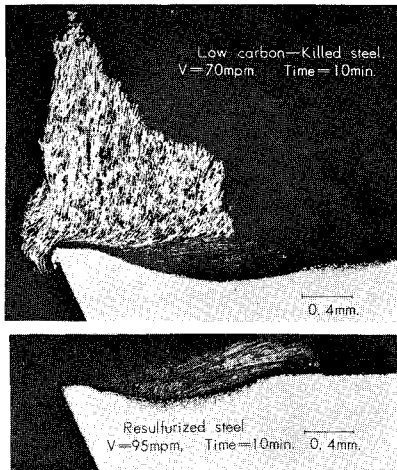


Photo 2. Photographs of section through tool-chip interface after cutting to 10 minute respectively.

Cutting conditions: tool, SKH-4 [0, 15, 7, 7, 15, 0, 0.5]; feed, 0.3 mmpr.; depth of cut, 1.5 mm; cutting fluid, dry.

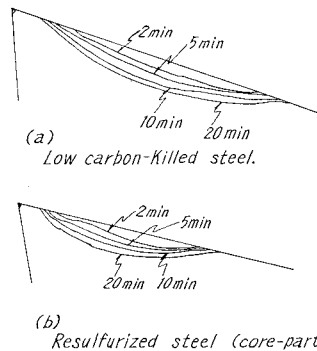


Fig. 10. Tool-face crater development for H.S.S. tools cutting Killed steel and Resulfurized steel.

Cutting conditions are the same as in Photo 2.

Photo 2. は、低炭素キルド鋼および硫黄快削鋼をそれぞれ 25 分寿命を示す速度 (前者が 70 mpm, 後者が 95 mpm となる。) で切削した工具の切刃に垂直な断面の顕微鏡組織である。いずれの場合においても切刃

堤防部がほぼ完全な形状で存在しているのが観察される。この切削時間経過に伴うクレータ摩耗の進行状況は **Fig. 10** のようになる。即ち、いずれも切削時間の経過に伴い、摩耗痕の深さおよび幅を増大してゆき、反面切刃堤防幅は漸次減少してゆく。また低炭素キルド鋼と硫黄快

削鋼を比較すると、クレータの最大深さは同程度に進行しているにもかかわらず、摩耗幅および切刃堤防幅は快削鋼の場合著しく狭くなっている。さらに摩耗痕の最深部は切刃により接近しているのが明らかである。

一般に高速度鋼工具は熱敏度が高く、またその高温硬さは温度上昇によって急激に減少することが知られている。従って切刃堤防幅の減少および摩耗痕最深部の切刃への偏りは、刃先の機械的強度を低下させ、更にはこの部分への熱集中をもたらす。この結果、硫黄快削鋼の場合にはキルド鋼に比較し、熱破壊を起こしやすい摩耗過程を経ていると考えられる。しかしこの比較は25分の等寿命を与える切削速度におけるものであり、この不利な点を相殺する他の要因が存在するものと思われる。

Fig. 11 は、低炭素キルド鋼および硫黄快削鋼をそれぞれ所定時間切削した工具のクレータ最深部のすくい面に垂直方向のマイクロビッカース硬さ分布である。但しすくい面摩耗痕最深部の工具表面を距離0として表示してある。これによると、工具の軟化深さは切削時間には

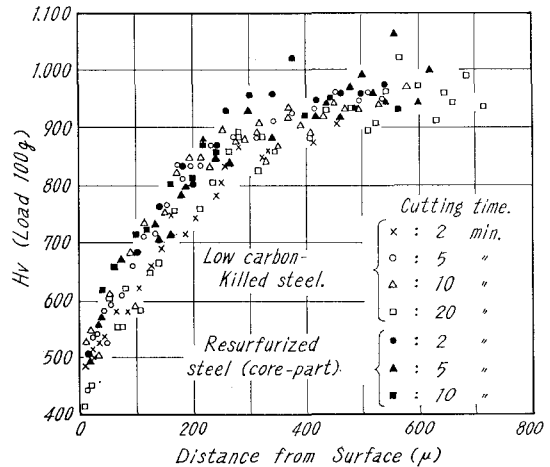


Fig. 11. Hardness distributions for H.S.S tools cutting Killed steel and Resulfurized steel.

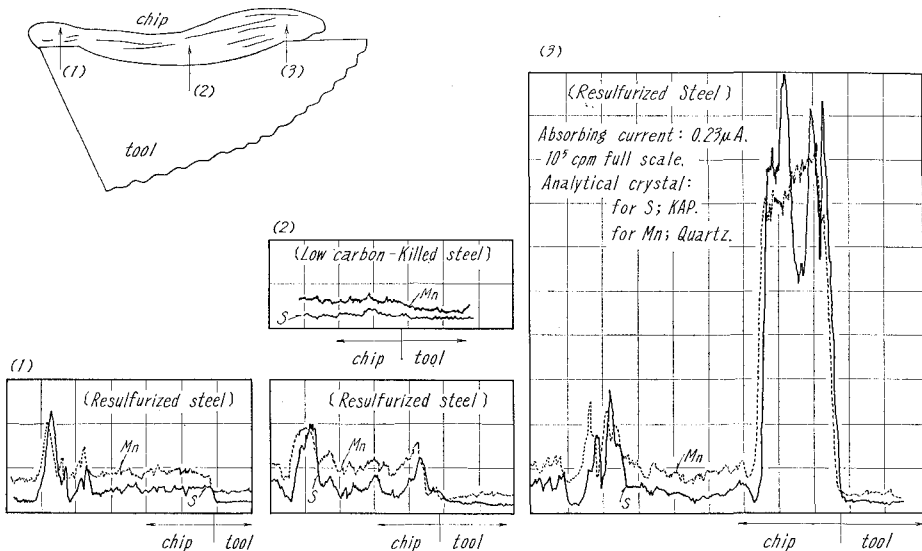


Fig. 12. Concentration curve for sulfur and manganese obtained by sweeping the electron beam across the tool and chip.

ほとんど関係なく、キルド鋼では約 450μ 、快削鋼では約 350μ の値を示しているのがわかる。即ち快削鋼の場合は工具内部への熱影響がキルド鋼に比較しやや少ないと考えられる。しかしいずれにせよ、工具の最表面は $H_V 400 \sim 500$ であり著しく軟化している。この状態では工具の作用は無く摩耗は急激に進行する。また切刃堤防の硬さは、切削時間の経過とともに徐々に軟化してゆく傾向が見られた。

Fig. 12 はマンガンおよび硫黄の濃度分布を示したもので、分析箇所は工具断面模型図で示した (1)~(3) の3個所である。キルド鋼を切削した工具のクレータ最深部 (2) において、Mn および S の濃度分布は、単に工具と被削材の成分濃度差が現われているのみである。しかし硫黄快削鋼切削の場合の (2) および (3) の部分において工具被削材界面に Mn および S の急激なピークがあり、MnS が蓄積していると考えられる。特に (3) の切屑離脱点付近は低倍率の顕微鏡下でも明瞭に確認できる厚い MnS の層が存在している。一方、切刃堤防の (1) の部分においては、キルド鋼と同様 Mn および S のピークは現われず、それぞれの化学成分濃度差が示されているにすぎない。また快削鋼の場合には被削材中の MnS 粒子部分でピークが現われている。

以上のことより硫黄快削鋼を切削した場合、すくい面摩擦部には MnS が層状に蓄積し工具の炭化物粒子間を埋めていると考えられる。また MnS の蓄積は切刃堤防部にはなく、切屑離脱点付近で最大厚さを示していることから、切刃堤防面においては切屑の定常的な流れはほとんどなく、堤防部を過ぎたクレータ部から切屑の定常的な流動があり、しかもクレータの切屑離脱点側は切屑接触圧が小さくなっていると考えられる。

Fig. 13 はキルド鋼および硫黄快削鋼をそれぞれ Photo. 2 の条件と同様な方法で切削した工具のすくい面摩擦痕最深部におけるクロムの濃度分布である。これより工具から被削材へ僅かな拡散が起っていることは明らかであるが、硬さ分布にみられたような工具深部までその影響は及んでいないことがわかる。また快削鋼の場合においてはクロムの拡

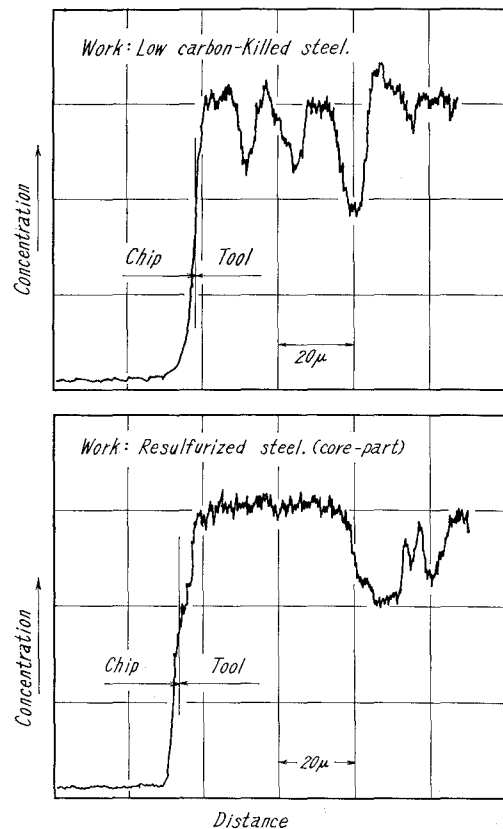
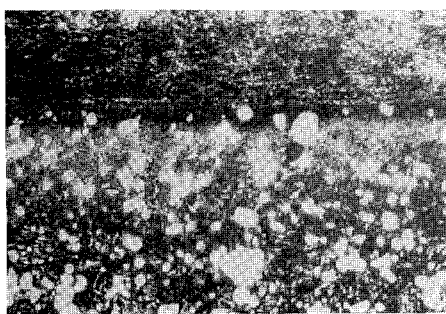


Fig. 13. Concentration curve for chromium obtained by sweeping the electron beam across the tool and chip.

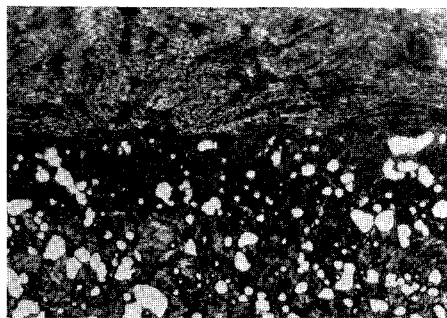
散がキルド鋼でのそれに比較し少ない。これは硬さ分布の相違からも推定されるように、すくい面上の温度上昇が低いことに原因していると思われるが、MnSの蓄積による何らかの効果も考えられる。

このように、すくい面摩耗痕部の工具内部の変化をキルド鋼および硫黄快削鋼について比較した場合、快削鋼においては工具の軟化度合が少なく、また拡散度も低くなっている。従ってすくい面摩耗痕最深部がより切刃に接近し、切刃堤防幅が狭くなって刃先強度を低下させる工具摩耗過程の不利益な点を相殺しているものと思われる。

Photo 3. はキルド鋼を前述の切削条件で10分間、硫黄快削鋼を20分間それぞれ切削した工具のクレータ部断面の摩耗痕最深部付近の顕微鏡組織であるが、いずれの場合も工具中の炭化物粒子が単離しているのが観察される。特に硫黄快削鋼の場合はこの炭化物粒子間をMnSの層が埋めているようである。



(a) Low carbon-Killed steel ×400



(b) Resulfurized steel ×400

Photo 3. Microstructure of section through tool-chip interface.
(a); cutting time: 10 min. (b); cutting time: 20 min.

いずれの場合においてもこの炭化物粒子は、未だ十分な硬さをもち切屑の流動にともない工具母地へplowing作用を行ない、工具の摩耗は促進されると考えられる。

Photo 4. はキルド鋼を2分切削した工具の切刃堤防部の顕微鏡組織である。工具と被削材間に白層 (white layer)³⁾ と呼ばれる数 μ の合金層が存在しているのが観察される。この白層は工具から切屑へタングステンおよびクロムなどの元素が拡散した結果生成されたもので、切刃

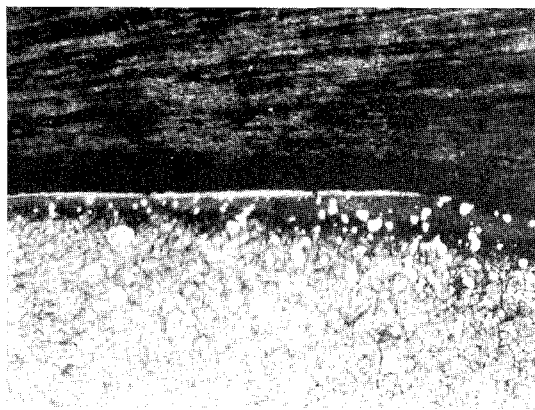


Photo 4. Microstructure of a section of the tool perpendicular to the rake face. ×400

の機械的強度の低下を来たす原因と考えられ、望ましいものではない。

Fig. 14 (a) に低炭素リムド鋼 (コア部) および硫黄快削鋼 (コア部) を3次元切削した工具のすくい面摩耗痕 (切刃に直角な断面) の比較の一例である。ここにおいて、2次元切削の場合と同様、硫黄快削鋼のすくい面摩耗痕の幅は狭く最深部が切刃に接近していることは明瞭である。一方、**Fig. 14 (b)** は硫黄快削鋼 (コア部) のすくい面 (1), (2) および (3) 部断面の摩耗痕である。明らかなように境界摩耗部 (3) で最も深くなっており、逆に摩耗痕中央部は非常に浅くなっている。このような現象は硫黄快削鋼 (コア部) の場合もっとも顕著に起っており、加工硬化性の大きい材質のものの切削に特有な現象のように思われる。(リン青銅を切削した場合も同様なすくい面摩耗現象を示すとの報告がある), 即ち Fig. 5 に示したように、このような材料では加工変質層の硬さは高く、かつ送り量が 0.25 mmpr. と比較的大きいため、最高硬さの部分は (3) の個所に相当し最も摩耗を促進するものと思われる。

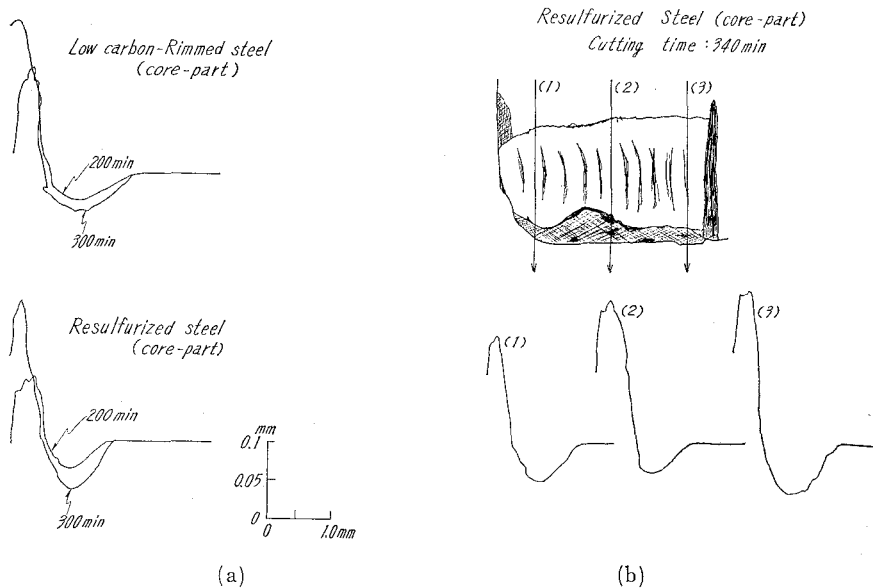


Fig. 14. Crater traces for H.S.S. tools cutting.

Cutting conditions: tool, SKH-4 [-5, 15, 5, 5, 30, 30, 0.8]; feed, 0.25 mmpr.; depth of cut, 2 mm; cutting fluid, spindole oil; cutting speed, 50 ppm.

3. すくい面摩耗に及ぼす工具形状および切削油剤の影響

Fig. 15 は同一切削速度 ($V=70$ mpm) で低炭素キルド鋼を工具形状および切削油剤を変化させて切削した場合のすくい面摩耗形状を示し、また **Fig. 16** には、クレータ摩耗痕の深さ変化を示した。但し図中の $l=N$ は通常工具形状を、 $l=0.6$ は工具一切屑接触長さを 0.6 mm とし、第2すくい角 35° を新たに設けた拘束工具である。これらの図から明らかなように、拘束工具を使用し、乾切削を行なった場合最も工具摩耗量が少なく、しかも長寿命となる。また

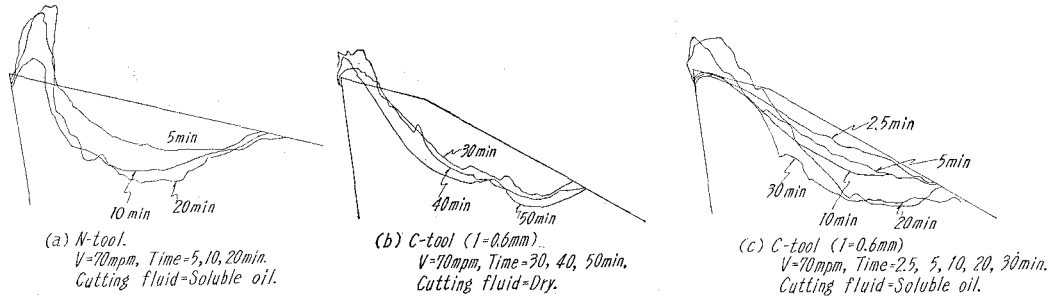


Fig. 15. Crater traces cut away tools showing variation with cutting time. Cutting conditions: work, Killed steel; tool, SKH-4 (0, 15, (35), 7, 7, 15, 0, 0.5); depth of cut, 1.5 mm; feed, 0.3 mmpr; cutting fluid, dry & soluble oil (1:20).

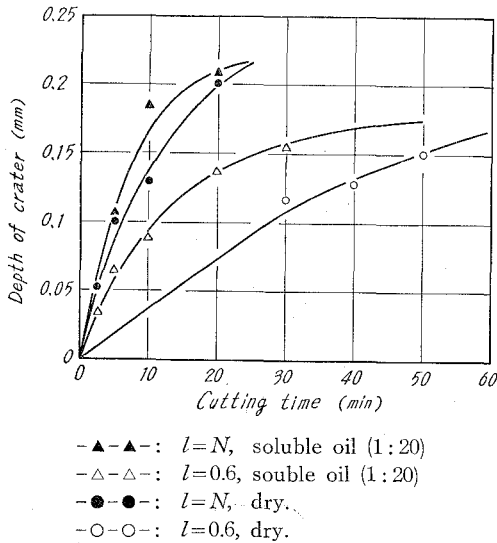


Fig. 16. Variation of the depth of crater for cutting time. Cutting conditions: tool, SKH-4 [0, 15, 7, 7, 15, 0, 0.5] or [0, 15, (30), 7, 7, 15, 0, 0.5]; feed, 0.3 mmpr; depth of cut, 1.5 mm; cutting fluid, dry & soluble oil; work, Low carbon-Killed steel.

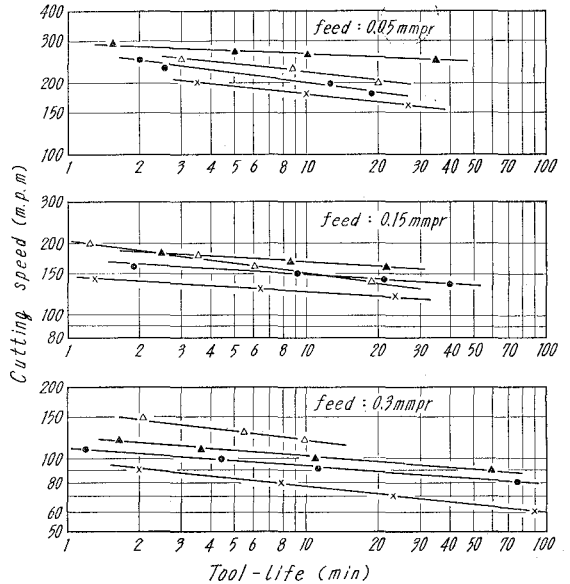


Fig. 17. Taylor tool-life plots of dry tests. Cutting conditions are the same as in Fig. 3. -x-x-x-: Low carbon-Killed steel, -▲-▲-: Resulfurized steel (core-part), -△-△-: Resulfurized steel (rim-part), -●-●-: Low carbon-Rimmed steel (core-part).

Soluble oil (1:20) を切削剤として使用した場合、通常工具では乾切削に比較し摩耗速度が大でありかつ短寿命となる。この様に冷却効果の大きい Soluble oil 使用の場合、工具摩耗に悪影響をおよぼすのは、第 1 報で述べたように乾切削の場合、切削速度 70 mpm において、すでに構成刃先は存在せず切屑の裏面はパニッシュされた状態を呈している。この状態への冷却効果の大きい切削油剤の使用は、切削温度を低下せしめ構成刃先生成域になる。構成刃先の成長・脱落の繰返しは、すくい面上で引かき摩耗を起す原因となる。そのためすくい面摩耗は促進さ

Table 2. Taylor tool-life equations for the total destruction tool-life of H.S.S. tools.

Work Materials.	Feed [mmpr]	Tool-Life Equation	V_{60} mpm
Killed Steel	0.3	$VT^{0.102} = 97$	64
Rimmed Steel [Core-part]		$VT^{0.076} = 110$	80
Resulfurized Steel [Core-part]		$VT^{0.076} = 123$	90
Resulfurized Steel [Rim-part]		$VT^{0.13} = 163$	96
Killed Steel	0.15	$VT^{0.077} = 150$	110
Rimmed Steel [Core-part]		$VT^{0.076} = 177$	130
Resulfurized Steel [Core-part]		$VT^{0.054} = 190$	152
Resulfurized Steel [Rim-part]		$VT^{0.13} = 204$	120
Killed Steel	0.05	$VT^{0.111} = 230$	146
Rimmed Steel [Core-part]		$VT^{0.12} = 262$	161
Resulfurized Steel [Core-part]		$VT^{0.054} = 300$	240
Resulfurized Steel [Rim-part]		$VT^{0.13} = 293$	176

れ悪い結果を示すものと思われる。なお同一切削雰囲気のもとでは、**Fig. 15** から明らかなように、拘束工具の摩耗痕最深部が刃先から離れた位置にできるため、刃先への熱集中は少なくなり長寿命を示す。

4. 工具寿命

Fig. 17 は低炭素キルド鋼, 低炭素リムド鋼 (コア部), および硫黄快削鋼 (コア部およびリム部) を高速度鋼工具で切削したときの工具寿命曲線を示した。また **Table 2** には **Fig. 17** から求めた工具寿命方程式および 60 分寿命に対する切削速度を示した。これらによると工具寿命曲線の傾きは著しく小さく 0.1 前後の値を示している。即ち切削速度—切削温度の工具寿命に対する影響が非常に強いと考えられる。炭素含有量の等しいキルド鋼とリムド鋼 (コア部) を比較してみると, リムド鋼 (コア部) の方が工具寿命は長くなっている。これは Fe-Si あるいは Al の脱酸剤の影響であろう。またキルド鋼と快削鋼 (コア部) を比較すると, 工具寿命は快削鋼 (コア部) がかなり長い。これは前

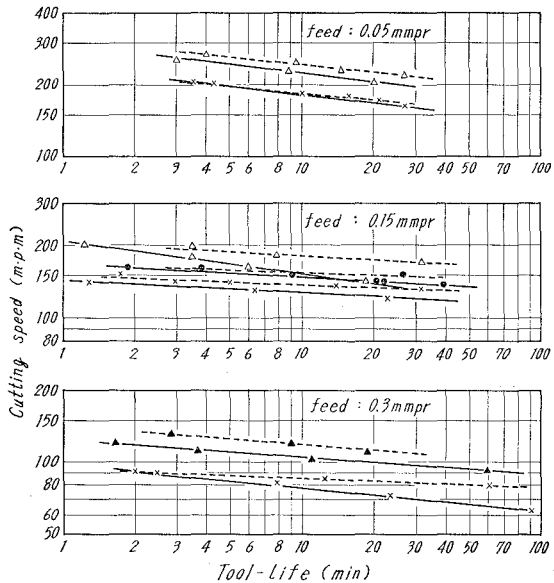


Fig. 18. Taylor tool-life plots of wet tests (.....) and dry tests (—). Cutting conditions are the same as in Fig. 3. except that cutting fluid is spindle oil.

述のように工具切屑接触長さが快削鋼では最も短かく、切削温度が低下し工具寿命は長くなるためと思われる。

Fig. 18には、切削剤としてスピンドル油を使用した時の工具寿命曲線を乾式における寿命曲線と対比させて示した。ここで送り量が0.3 mmpr. から0.05 mmpr. へと少なくなるにしたがい、切削油剤の効果は減少している。これは低送り量になるにしたがって切削速度を高めている結果、低送りですくい面応力が低いと思われるにもかかわらず、高切削速度のため切削油剤のすくい面への浸透が抑制され、工具寿命を低下させるためと考えられる。しかしながら、低切削速度では切削油剤の潤滑作用により工具寿命は長くなっている。

このようにスピンドル油使用の場合は、寿命曲線の傾きは乾式の場合に比較してゆるやかになる。**Fig. 19**は3次元切削における工具寿命曲線であるが、先の2次元切削の場合と同様の傾向を示していると思われる。

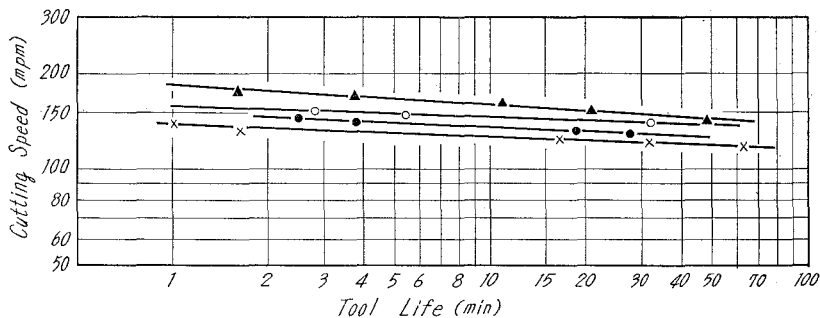


Fig. 19. Taylor tool-life plots of conventional cutting tests.

Cutting conditions: tool, SKH-4 (-5, 15, 5, 5, 30, 30, 0.8); feed, 0.25 mmpr.; depth of cut, 2 mm; cutting fluid, spindole oil; -▲-▲-: Resulfurized steel (core-part); -○-○-: Low carbon-Rimmed steel (rim-part); ●-●-: Low carbon-Rimmed steel (core-part); -x-x-: Low carbon-Killed steel.

IV. 結 言

以上低炭素キルド鋼・低炭素リムド鋼および硫黄快削鋼について高速度鋼工具の摩耗過程および工具寿命を観察・測定した結果次の結論を得た。

1) すべての鋼種において、フランク摩耗幅は切削初期でゆるやかな傾斜で増加するが、ある摩耗幅に達すると急激に進行して工具は完全破壊する。これは高速度鋼工具に特有な現象である。

2) フランク摩耗特性としては高送りのとき境界摩耗が発達し、低送りで最大摩耗幅の増大が見られる。この傾向は加工硬化能の大きい硫黄快削鋼で特に顕著である。

3) 高速度鋼工具の摩耗は、すくい面摩耗が顕著であり、切削時間の経過に伴い摩耗痕の深さおよびその幅を増大し、切刃堤防幅を漸次減少させ進行する。その結果、刃先強度の低下

および熱集中効果を受け工具は急激な破壊に至る。

4) すくい面摩耗の主原因は切削温度の上昇による工具母地部の熱軟化であると考えられる。また、軟化した工具母地から硬い炭化物粒子の単離があり、これが工具へ plowing 作用をし摩耗は促進される。さらに工具から被削材への元素の拡散があり、工具の機械的強度を低下させることも考えられる。

5) 硫黄快削鋼の場合、すくい面摩耗痕最深部はより切刃に接近しており、また切刃堤防幅も減少するため強度的に弱い工具形状となっている。しかし工具の熱軟化度合および拡散量の少ないことから、この不利益点を相殺していると考えられる。

6) 硫黄快削鋼切削の場合、すくい面摩耗痕部には MnS が層状に分布しており、工具摩耗へ何らかの影響を及ぼしていると考えられる。

7) 工具寿命からみて、硫黄快削鋼(コア部)が最も高速度鋼工具の切削においては有利である。次いで低炭素リムド鋼・ギルド鋼である。

8) スピンドル油は切削剤として低速度では有利であるが、高速度切削では逆に不利である。一方冷却効果の大きい Soluble oil は中速度での使用には不適當と思われる。

9) 工具一切屑接触面積拘束工具の適用により、工具寿命は改善されるが、すくい角に応じた最適接触長さが存在するゆえ適当な条件の選択が必要となる。

終りに、本研究で使用した各種鋼材および工具などの提供ならびに材料の分析などの御便宜をいただいた富士製鉄株式会社室蘭製鉄所の方々には厚くお礼申し上げます。

EPMA による分析に際して、種々の御便宜をいただいた北海道大学工学部冶金工学科笠松紀男氏に厚くお礼申し上げます。また卒業研究として実験を担当された松田誠治君(K.K. 日本製鋼所室蘭製作所勤務)ならびに藤田武人君(アルプス電気 K.K. 勤務)に感謝します。

(昭和43年4月30日受理)

文 献

- 1) George. B. Troup: American Machinist, Special Rep., No. 543, (1963).
- 2) 白井: 機械試験所報告, 43 (1961), p. 82.
- 3) V. C. Venkatesh: Advances in Machine Tool Design and Research (1966), p. 401.



電子計算機による二次元流れの 流線追跡について 第1報

奥田 教海

The Computational Methods for Tracing the Stream Lines of Two-Dimensional Flows around Submerged Bodies Part 1.

Kyōkai Okuda

Abstract

This report presents the computational methods for drawing the stream and equipotential lines derived from potential flow theory, with the Electronic Computer, FACOM 231, in ALGOL language.

The flows dealt in this paper are the following two series of flows, taken from the ones discussed in one of the author's other reports:

- a. The equipotential lines around a Joukowsky airfoil profile.
- b. The stream and equipotential lines around a bisector airfoil profile.

Computations with the electronic computer are executed in the direction nearly perpendicular to the lines to be obtained, and the computational method are explained with several formulae, figures and flow-charts. The computed results are illustrated in 11 figures.

I. ま え が き

前回報告した「気泡およびふさ糸による物体周辺の流れの可視化について、第2報」¹⁾(以下前報とする)に引き続いて、表記題目のもとに「Joukowsky 翼型の周りの流れの等ポテンシャル線」および「欠円翼の周りの流れの流線と等ポテンシャル線」を電子計算機により追跡する方法を述べる。流線追跡の目的および電子計算機を使用する理由は、理論流線と実測流線とを精度よく比較するためである。

II. 複素流れポテンシャルと問題のプログラミング

1. Joukowsky 翼型の周りの流れの等ポテンシャル線

前報 II. 1. に述べてある複素流れポテンシャルより速度ポテンシャル φ を求める。前報と同一の記号を用い、流速 $U=1$ とおいて

$$\varphi = \left\{ a_1^2 / (e^2 + f^2) + 1 \right\} (e \cos \beta + f \sin \beta) - 2a_1 \sin \beta \cdot \tan^{-1}(f/e) \quad \dots (1)$$

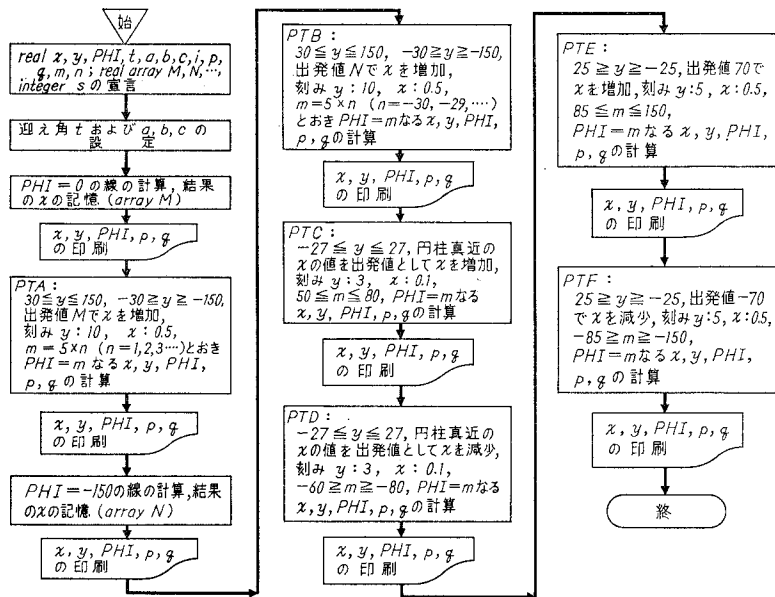
となる。また ζ -平面の座標 p, q は, xz -平面の座標を x, y とするとき

$$p = x + c^2 x / (x^2 + y^2), \quad q = y - c^2 y / (x^2 + y^2) \quad \dots (2)$$

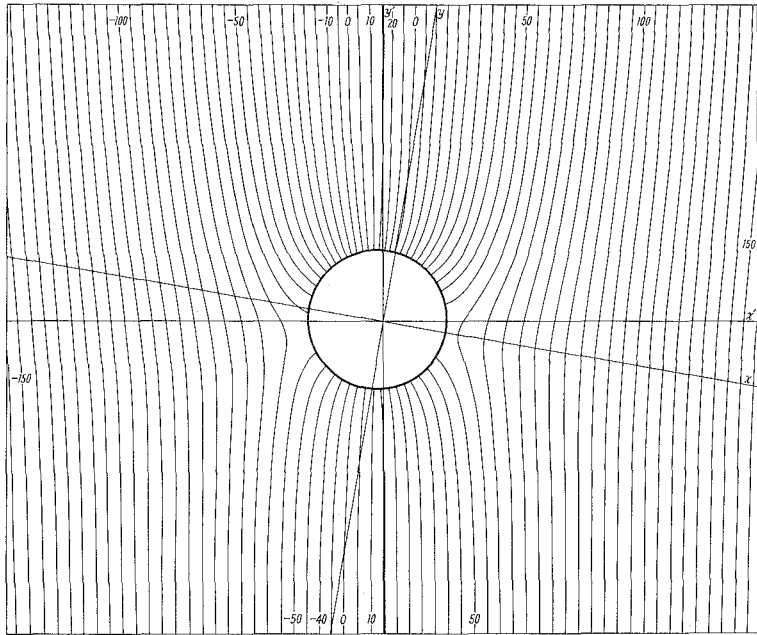
である。(1)式の φ が一定になるような線は, xz -平面の円柱の周りの流れの等ポテンシャル線を表わすので, それを(2)式により ζ -平面に写像すれば Joukowsky 翼の周りの流れの等ポテンシャル線が得られる。前報と同一の翼型を例として選定し, 計算を行なうこととする。

プログラミングは前報と同様に「求める線をほぼ直角方向に切断走査して計算する手法」を用いる。したがってこの場合は横軸方向に計算を進めることになる。プログラムを2段階に分け, 第1段階では概略の追跡を行ない, 第2段階では等ポテンシャル線を希望の精度で本格的に追跡することも前報と同様である。ただ前報と相違する点は, 流線の場合流れ関数0の y の値を出発値として選び y 方向に ψ の丸められた値を求めて行くときその値は必ず一定の順序で現われる。すなわち $\psi=5.5, 11.0, 16.5, 22.0, \dots$ 等の値であったが, この場合は場所によって丸められた速度ポテンシャルの最初に現われる値が異なっていることである。それゆえ予備的に出発値を求めておく必要がある。したがってプログラムは流線の場合より少し複雑になる。第1図にそのフロー・チャートを示す。その中の記号は,

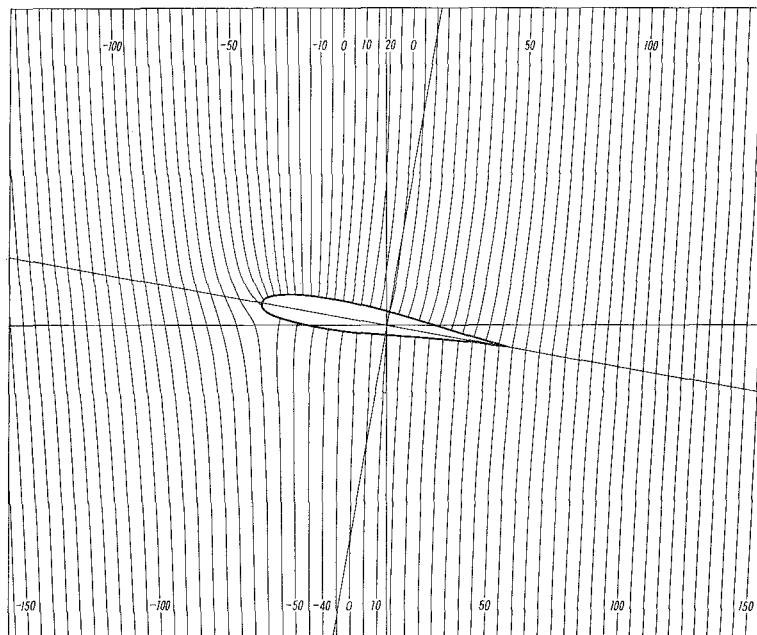
PHI: φ , t : β (迎え角), $a = \sin \beta$, $b = \cos \beta$, $c = 2a_1 \sin \beta$, i : x の出発値, m : 丸められた速度ポテンシャルの値, $m = 5 \times n$ とおく, s : データ数のカウンタ, 印刷を制御する, である。計算にはデジタル型電子計算機 FACOM 231 を使用しプログラミングには ALGOL 語を用いた。



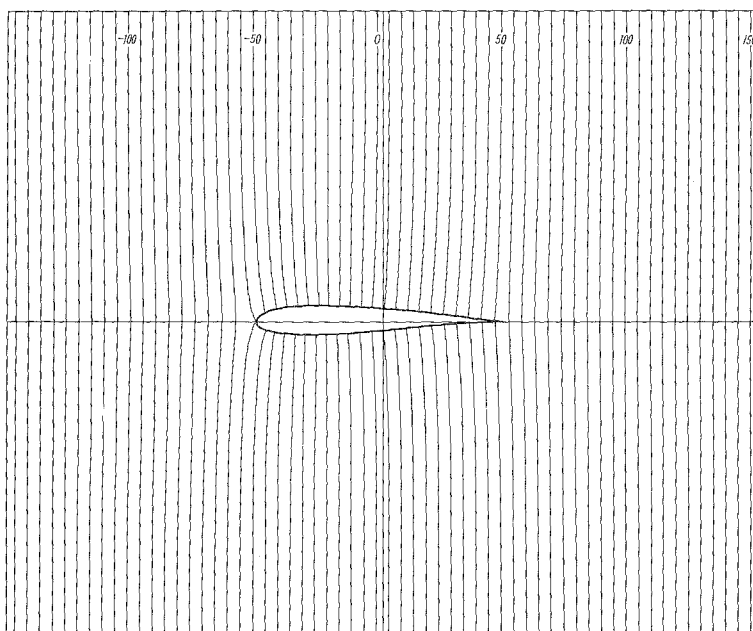
第1図 円柱および Joukowsky 翼の周りの等ポテンシャル線の計算のフローチャート

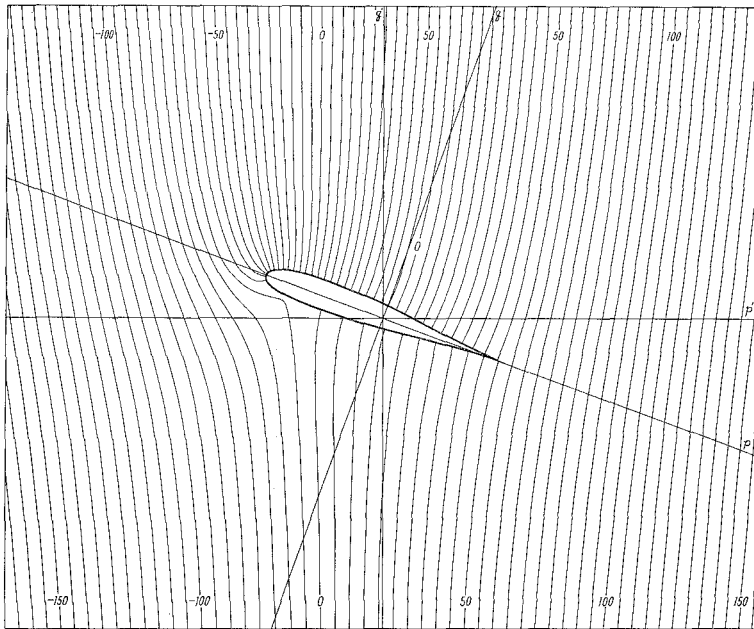


第2図 円柱, $t=10^\circ$ 等ポテンシャル線

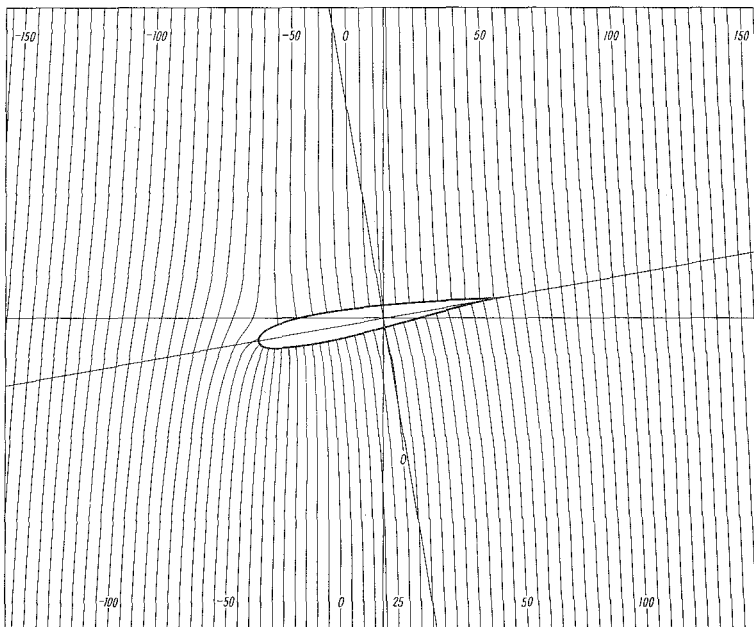


第3図 J翼, $t=10^\circ$ 等ポテンシャル線

第4図 J翼, $t=10^\circ$ 流線と等ポテンシャル線第5図 J翼, $t=0^\circ$ 等ポテンシャル線



第6図 J翼, $t=20^\circ$ 等ポテンシャル線



第7図 J翼, $t=-10^\circ$ 等ポテンシャル線

以上の方法により計算した結果の中、代表例として迎え角 $\beta=10^\circ$ の場合を第 2, 3 図に示す。第 2 図には円柱の周りの流れの、第 3 図には Joukowski 翼型の周りの流れのそれぞれ等ポテンシャル線を表わす。第 4 図には前報で求めた流線に第 3 図の等ポテンシャル線を重ね合わせたもので、流れの場が完全に表わされたことになる。他の迎え角の場合の等ポテンシャル線を第 5, 6, 7 図に示す。

(以上の方法の外に、流線および等ポテンシャル線追跡について、線に追従して計算を進める方法を考案しており、作図機を使用する場合には便利であるが、実際上は上の方法によるよりも計算時間が長いので、ここでは省略する。)

2. 欠円翼の周りの流れの流線と等ポテンシャル線

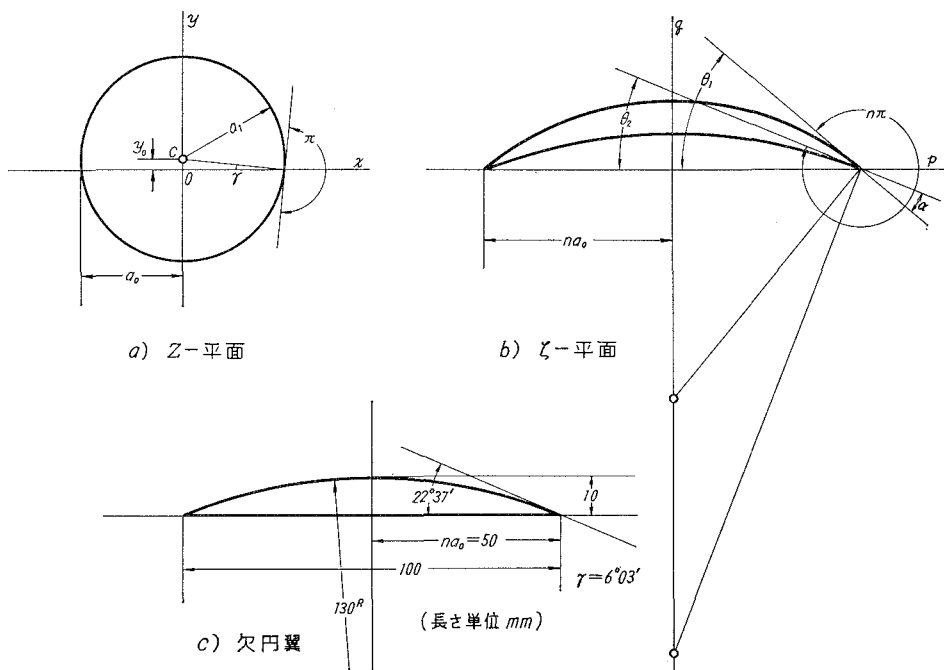
この場合の写像関数は Kármán-Trefftz の翼型の特別な場合として求められる²⁾。すなわち第 8 図において z -平面を基準円柱の平面、 ζ -平面を Kármán-Trefftz の翼型の平面とすると、同図 a), b) のように記号を定めると

$$\frac{\zeta - na_0}{\zeta + na_0} = \left(\frac{z - a_0}{z + a_0} \right)^n \quad \dots (3)$$

ただし

$$n = 2 - \alpha/\pi \quad \dots (4)$$

また



第 8 図

$$\gamma = \frac{\theta_1 + \theta_2}{4(1 - \alpha/2\pi)} \quad \dots (5)$$

である。ここで $\theta_2 = 0$, $\theta_1 = \alpha$ とおくと、欠円翼の場合となり

$$\gamma = \frac{\alpha}{4(1 - \alpha/2\pi)} \quad \dots (6)$$

となる。また同図 a) より

$$a_1 = a_0 / \cos \gamma, \quad y_0 = a_0 \tan \gamma \quad \dots (7)$$

である。(3) 式を展開して近似式を導くと、

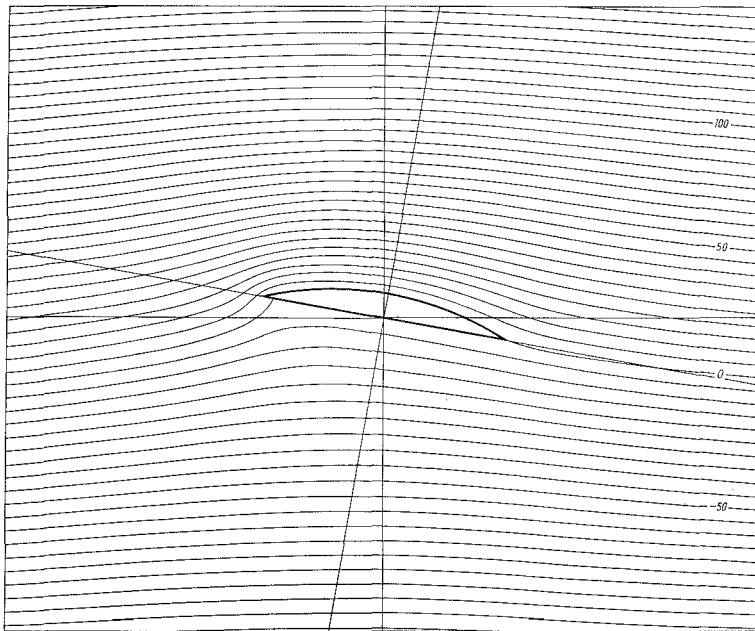
$$\zeta = z + \frac{n^2 - 1}{3} \cdot \frac{a_0^2}{z} \quad \dots (8)$$

となる。 $\zeta = p + iq$, $z = x + iy$ とおけば、上式より

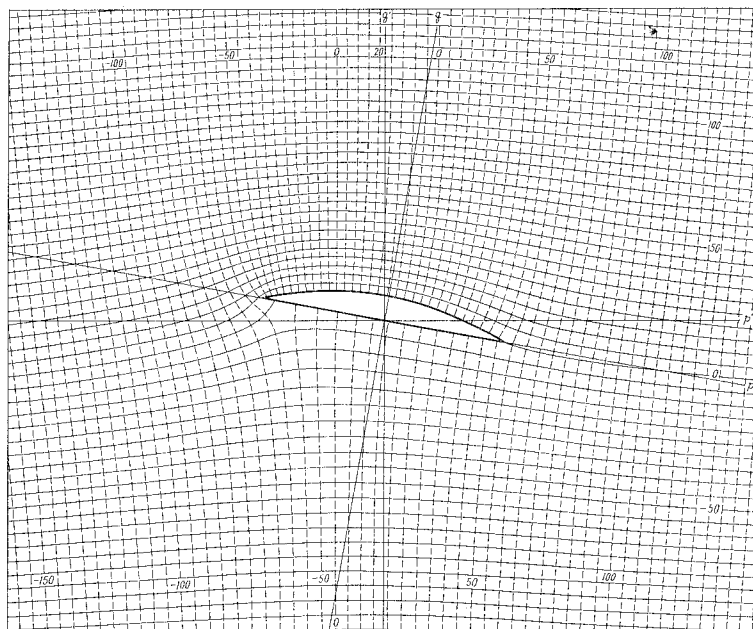
$$\left. \begin{aligned} p &= x + \frac{(n^2 - 1) a_0^2}{3} \cdot \frac{x}{x^2 + y^2} \\ q &= y - \frac{(n^2 - 1) a_0^2}{3} \cdot \frac{y}{x^2 + y^2} \end{aligned} \right\} \quad \dots (9)$$

となる。これと z -平面の円柱の周りの流れの、流れ関数 ψ および速度ポテンシャル ϕ の式

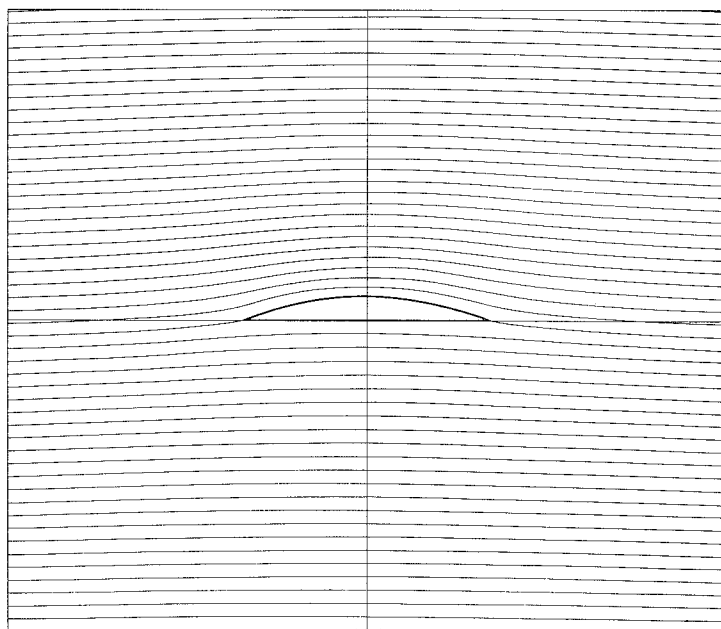
$$\psi = \left\{ a_1^2 / (e^2 + f^2) - 1 \right\} (e \sin \beta - f \cos \beta) + a_1 \sin (\beta + \gamma) \cdot \ln (e^2 + f^2) - 2a_1 \sin (\beta + \gamma) \cdot \ln a_1 \quad \dots (10)$$



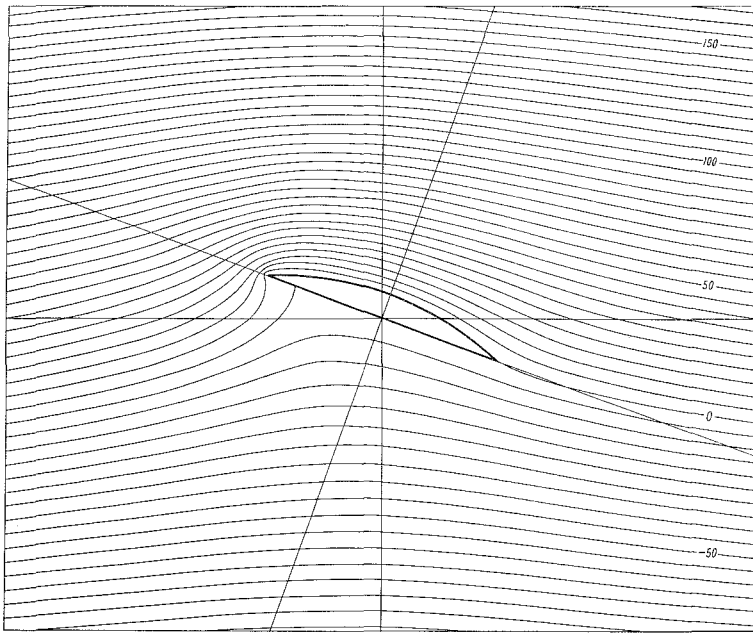
第9図 欠円翼, $t = 10^\circ$ 流線



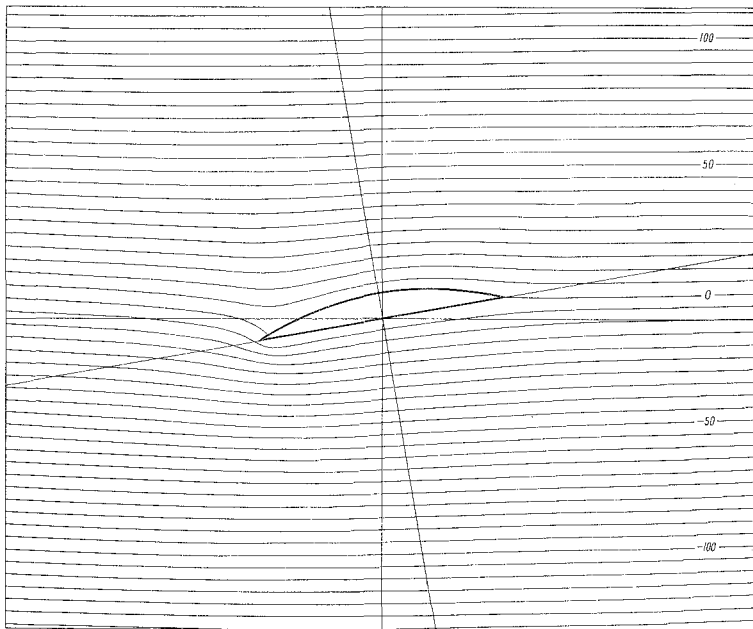
第10図 欠円翼, $t=10^\circ$ 流線と等ポテンシャル線



第11図 欠円翼, $t=20^\circ$ 流線



第12図 欠円翼, $t=20^\circ$ 流線



第13図 欠円翼, $t=-10^\circ$ 流線

$$\varphi = \left\{ a_1^2 / (e^2 + f^2) + 1 \right\} (e \cos \beta + f \sin \beta) - 2a_1 \sin(\beta + \gamma) \cdot \tan^{-1}(f/e) \quad \dots (11)$$

とから、欠円翼の周りの流線および等ポテンシャル線が、前と同様の方法で求められる。Joukowsky 翼型の場合と異なるのは (9) 式の係数, (10), (11) 式の一部が変更されることである。

例として第 8 図 c) のような弦長 100 mm, 曲率半径 130^R_{mm} の欠円翼を選び迎え角 $\beta = 10^\circ$ に設定して計算した流線を第 9 図に示す。円柱および翼型に関する諸値は次の通りである。

$$\begin{aligned} \alpha &= 22^\circ 37', & n &= 1.87436, & \gamma &= 6^\circ 03', & na_0 &= 50 \text{ mm}, \\ a_0 &= 26.67 \text{ mm}, & a_1 &= 26.82 \text{ mm}, & y_0 &= 2.827 \text{ mm}, & & \text{欠円翼最大厚さ } 10 \text{ mm}. \end{aligned}$$

第 10 図は迎え角 10° の場合の流線と等ポテンシャル線とを重ね合わせたものである。他の迎え角の場合の流線の例を第 11, 12, 13 図に示す。

III. む す び

物体周辺の流れの可視化の問題に関連し、理論流線および等ポテンシャル線を電子計算機で追跡する方法の 2 例を述べた。二次元流れの解析に何等かの参考となれば幸である。

計算実施に際し、種々御援助頂いた室蘭工業大学電子計算機室の各位に深甚なる謝意を表す。

作図にあたっては流体工学実験室の海鉦武司, 一條猛雄, 魚住栄治, 佐野正博の諸君の労を煩わした。厚く謝意を表す。

(昭和 43 年 4 月 30 日受理)

文 献

- 1) 奥田教海: 室蘭工大研報 (理工編), 6, (1), 101 (1967).
- 2) W. F. Durand: Aerodynamic Theory, II, p. 74 (Dover Pub. Inc., N. Y., 1935).

電子計算機による二次元流れの流線追跡 について 第2報

奥田 教海

The Computational Methods for Tracing the Stream Lines of Two-Dimensional Flows around Submerged Bodies. Part 2

Kyôkai Okuda

Abstract

This report presents a computational method for tracing the stream lines of the flows on which the flow-directions are tested in a wind tunnel at every lattice point in the mesh. The calculations have been executed with the Electronic Digital Computer, FACOM 231.

Order of the calculation is as follows:

- a) Decide the flow-direction at any point P on one side of the cell in the flow regime according to the flow-directions at each side-end of the cell, obtained by wind tunnel tests.
- b) Describe a circle through the point P, at which flow-direction lines is tangent to the circle, and intersect it at point R on the other side of the cell.
- c) Decide the flow-direction at R in the same way as in the step of a).
- d) Shift R with computing of small steps until the flow-direction at R would coincide with direction of the tangent on arc PR at the point.
- e) Describe a circle again into the next cell through R, thinking of R as P in the step of b).
- f) Continue the describing with the computing, cell after cell, in the manner mentioned above, then the experimental stream lines will be obtained.

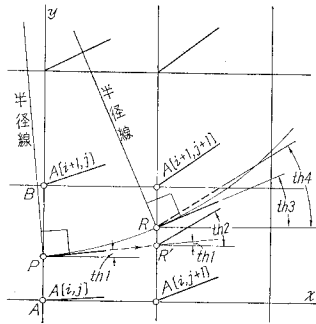
Some applications of this method to the flows around airfoil profiles are illustrated in 11 figures in the paper.

I. ま え が き

同題名の第1報¹⁾の問題に関連し、實在流体について流れの場の各点における流れの方向を実測し、それらを基として電子計算機により流線を追跡することを試みた。今回は Joukowsky 翼の周りの流れを例にとり、その方法を述べ、またそれを応用した2, 3の例を報告する。その目的などについては第1報を参照されたい。

II. 実測流線追跡方法の概要

二次元流れの場において希望する範囲内で流れの方向を細かに測定し、それらより実際の流線を必要な精度において求めようとする。このような流線を「実測流線」と名付けることに



第1図

する。流れの場を次のような微小格子部分に分割する。想定される流線が第1図のようなほぼ左から右に向うものとし、流れの場の格子点における流れの方向を知って、縦線 (y 軸に平行な線) 上の任意の点 P を通る流線が次の縦線上で交わる点 R を求めることを考える。

格子が充分細かければ、次のような仮定をおいても大きな誤はないと思われ。すなわち流線上の微小部分を、最も簡単な曲線の一つである円弧によつて近似し、曲線の部分によって円の半径と中心の位置が変化するものであるとする。

上に述べた、点 P を求めることは「 P, R を通る円弧を描き、各点における円弧の接線が、各点を通る流れの方向を示す線と一致するようにすればよい」ということに帰着する。

ここで「流れ角」と「接線角」なるものを定義する。

流れ角： 縦線上の点における流れの方向と横線 (x 軸に平行な線) とのなす角、第1図の $th1$ または $th2$ 、後述する方法でその点に近接する格子点における流れ角の、ある平均値として求める。

接線角： 縦線上の点において、その点を通る円弧の接線と横線とのなす角、第1図の $th3$ とする。

点 R を求めることは次の手順で行なう。

(1) 点 P の流れ角を $th1$ とし、その流れの方向を示す線をそのまま延長し、次の縦線と R' で交らせ、点 R' における流れ角 $th2$ を求める。

(2) $th1$ と $th2$ とを比較し、

(a) $th2 > th1$ ならば、流れは $\overrightarrow{PR'}$ より上向きの流れで、すなわち R は R' より上に、

(b) $th2 = th1$ ならば、流れは $\overrightarrow{PR'}$ の方向で、 R と R' は一致し、

(c) $th2 < th1$ ならば、流れは $\overrightarrow{PR'}$ より下向きの流れで、すなわち R は R' より下に来るはずである。

(3) 以上の判定に従って点 R' を流線上の点 R の方向に、ある刻みで移動させ、その都度、点 R' と点 P を通る円弧の、点 R' における接線角 $th3$ と、その点における流れ角 $th4$ とを計算し、原則的には $th3 = th4$ となるまで計算を続ける。その最終の点 R' は流線上の点 R になるはずである。ここで $th3$ について考えると、点 P における接線角が定まっており、点 R' の位置が与えられているので、 $th3$ の値は流れ角とは無関係に確定する。それゆえ上のような計算を続行して点 R を求めることができる。すなわち、この方法は円弧に関する平面幾何学的な関係と、流線の定義とを結び合わせた方法ということができる。

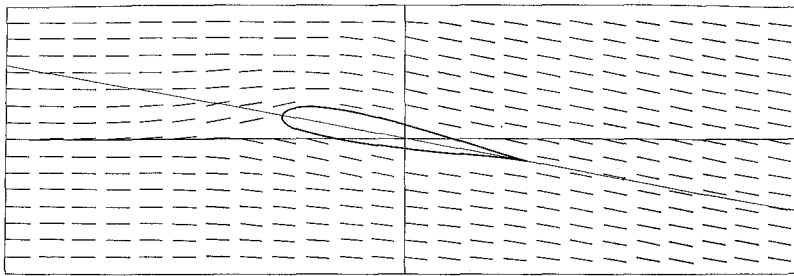
(4) R が確定したならば、その点を前の (1) の点 P と考え、順次流れの方向に縦線を移して考え、上の手順を行なえば、連続した実測流線が得られる。

III. 計算方法の詳細

Joukowski 翼を例にとって述べる。この方法は上述のことからも解るように物体の形状に直接的に依存するものではないので、翼型の種類を問わず、またそれら以外の物体の場合にも勿論適用できる方法である。

1. 実測した流れの場合

先に報告した「気泡およびふさ糸による物体周辺の流れの可視化について」²⁾の中より Joukowski 翼型、迎え角 10° の場合を選び、更にこの方法を適用するために測定点を多くした風向線図を用いる。それを第2図に示す。



第2図 Joukowski 翼の周りの風向線図

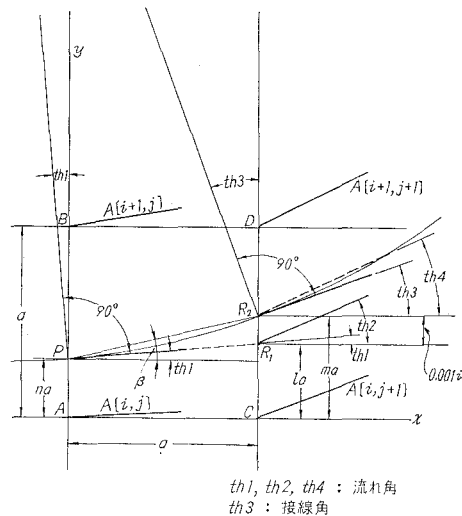
2. 計算方法とプログラミング

上向き流れの場合の一格子を第3図に示す。格子の辺の長さを a とし、格子点 A と P との距離を na ($n \leq 1$) とするとき、P における流れ角 $th1$ は、次のような近接する格子点 A, B の流れ角 $A[i, j], A[i+1, j]$ に重みをもたせた平均値であるとする。

$$th1 = \frac{\{(1-n)A[i, j] + nA[i+1, j]\}}{\{(1-n) + n\}}$$

$$= (1-n)A[i, j] + nA[i+1, j] \quad \dots (1)$$

すなわち、格子が充分細かい場合には格子間の流れ角は A から B に直線的に変化すると見做すのである。



$th1, th2, th4$: 流れ角
 $th3$: 接線角

第3図

第3図では第1図の点 R' を点 R_1 にし、ある刻みで進行中の点 R' を点 R_2 とする。刻みはこの場合一辺の長さ $a=5\text{ mm}$ に対し $0.001i\text{ mm}$ とした。ただし $i=1, 2, 3, \dots$ である。

R_1 の位置の格子の辺に対する比を第3図にあるように

$$la : (1-l)a = l : (1-l)$$

とすれば

$$l = n + \tan(\text{th } 1) \quad \dots\dots (2)$$

R_1 における流れ角 $\text{th } 2$ は同様にして

$$\text{th } 2 = (1-l)A[i, j+1] + lA[i+1, j+1] \quad \dots\dots (3)$$

となる。次に β を PR_2 と横線とのなす角とすれば、 PR_2 が円の弦であることから、

$$(\text{th } 1 + 90^\circ) - \beta = 180^\circ - \text{th } 3 - (90^\circ - \beta),$$

$$\begin{aligned} \therefore \text{th } 3 &= 2\beta - \text{th } 1 = 2 \tan^{-1} \left\{ \left(a \tan(\text{th } 1) + 0.001i \right) / a \right\} - \text{th } 1 \\ &= 2 \tan^{-1} \left(\tan(\text{th } 1) + 0.001i/a \right) - \text{th } 1 \quad \dots\dots (4) \end{aligned}$$

すなわち、 R_2 における接線角 $\text{th } 3$ は、 $\text{th } 1, i, a$ が与えられれば確定する。(1), (3) 式と同様にして R_2 の位置の辺に対する比を $m : (1-m)$ とすれば

$$m = l + 0.001i/a \quad \dots\dots (5)$$

であり、 R_2 における流れ角 $\text{th } 4$ は、

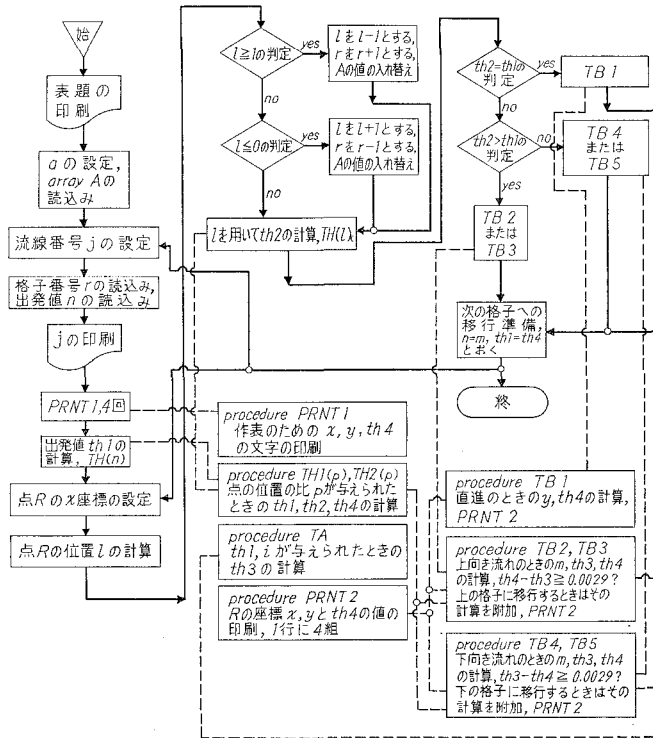
$$\text{th } 4 = (1-m)A[i, j+1] + mA[i+1, j+1] \quad \dots\dots (6)$$

で与えられる。 $\text{th } 3$ と $\text{th } 4$ の差が 0 になるまで計算を続行するのが原則であるが、今回は計算時間が長びくことと、風向線の精度とを考慮し、 $\text{th } 4$ と $\text{th } 3$ との差が、 $10'$ (0.0029 rad.) 以下になったとき、その格子の計算を打ち切り、次の格子に移るようにした。

以上は $\overrightarrow{PR_1}$ に対して流れが上向き流れである場合について計算式を誘導したが、流れが直進の場合は $i=0$ 、下向き流れの場合は $i < 0$ とおけば、共通の式を用いて計算を進めることができる。また $\text{th } 1, \text{th } 2, \text{th } 3, \text{th } 4$ はいずれも横線に対して反時計方向に測る場合を正、その反対を負、横線方向を 0 とする。

R_1, R_2 を求めるとき、時にはそれらの点が同じ横列に並んだ格子上に必ずしも来ないで、上または下の格子に移る場合がある。その時には l, m に $-1, +1$ を加え、別に格子の縦方向の番地に対するカウンタを置き、それに $+1, -1$ を加えれば、容易に流線の行方を追うことができる。

以上述べた方法の電子計算機プログラムに対するフロー・チャートを第4図に示す。使用した電子計算機は FACOM 231 で、言語は ALGOL である。

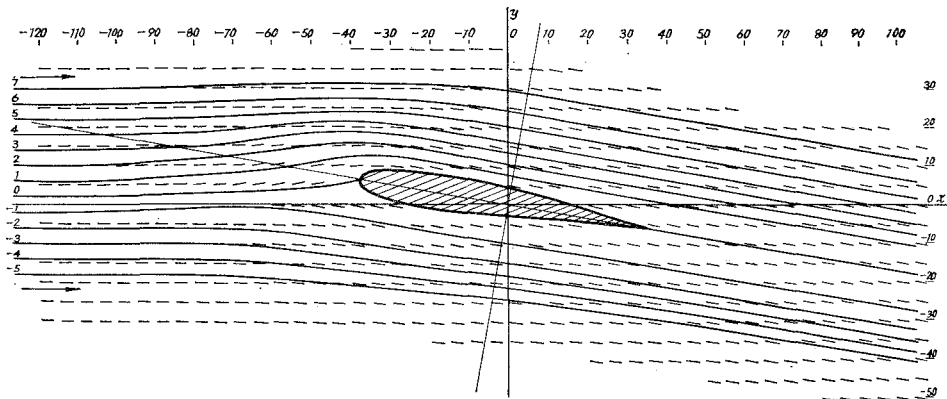


第4図 実測流線追跡のフロー・チャート

IV. 計算結果とその検討

以上の方法を第2図の風向線図に適用して、実測流線図を求めたものを第5図に示す。格子の辺の長さは前述の通り $a=5\text{ mm}$ とし、出発の位置 $x=-120\text{ mm}$ における流線の間隔は 4 mm とした。風向線と流線とは全体としてよく適合しているものと考えられる。

ただ、背面流れと腹面流れの境界に当る流線部分に精度の低いところが見られた。それで



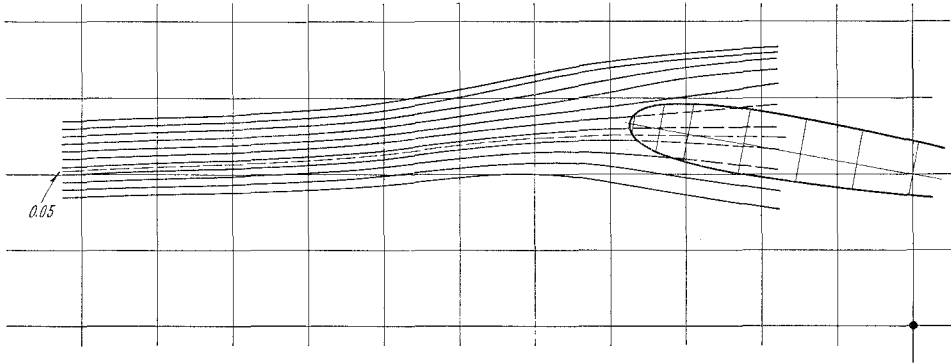
第5図 Joukowski 翼, 迎え角 10° , $Re=8 \times 10^4$

第6図に示すように、上述の方法をその部分に細かに適用して、それらの流線の中より1本の境界流線を求め、それを基準として他の流線の出発値を定める方法をとった。そのようにして求めたものを第7図に示す。この場合は $a=10\text{ mm}$ ，出発位置における流線間隔は 16 mm とした。

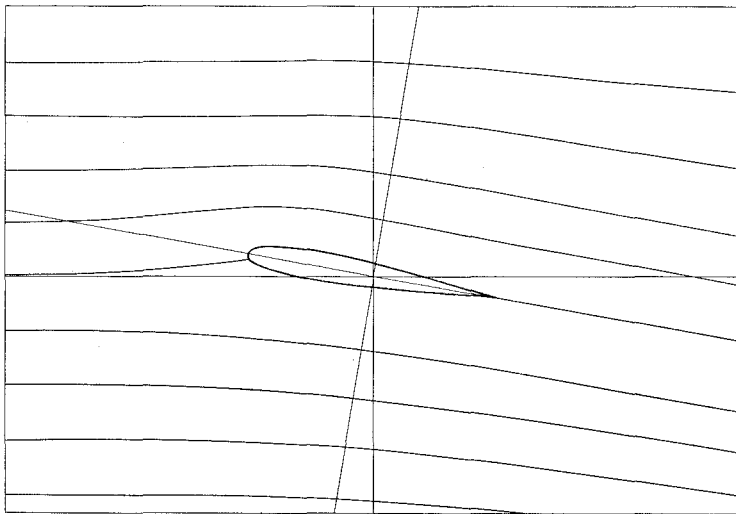
第1報Iで触れた理論流線と実測流線との比較を第8図に示す。このように広い範囲に両流線を描くと、類似する点、または相違する点を明瞭に見分けることができる。

この方法を他の翼型の場合にも適用してみたところ、種々有効に利用しうることが解つたので、2, 3の例を附記する。

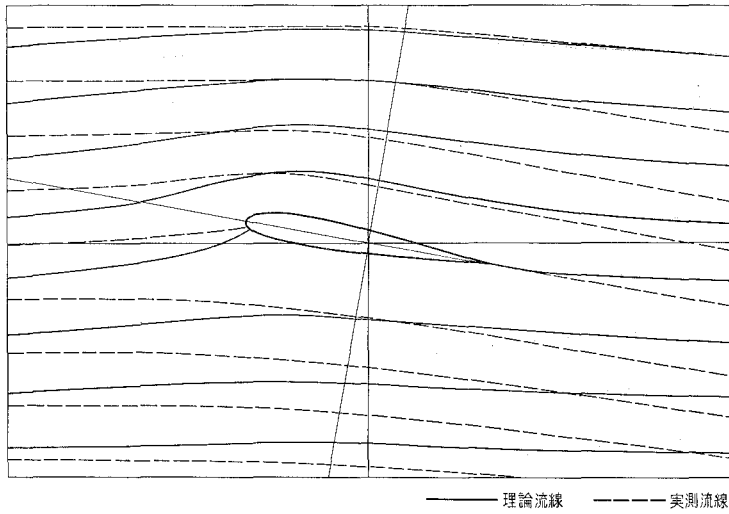
第9, 10図はそれぞれ NACA 23012 翼の迎え角 9.5° , 12.5° ，流れのレイノルズ数いずれも 4×10^4 の場合の実測流線図である。第11図のように重ね合わせると 12.5° の場合、失速状態に



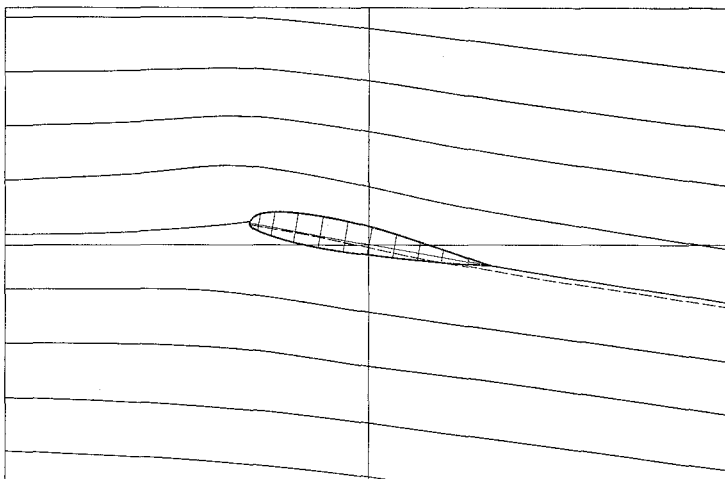
第6図 背面流れと腹面流れの境界流線 Joukowski 翼，迎え角 10° ， $R_e=8 \times 10^4$



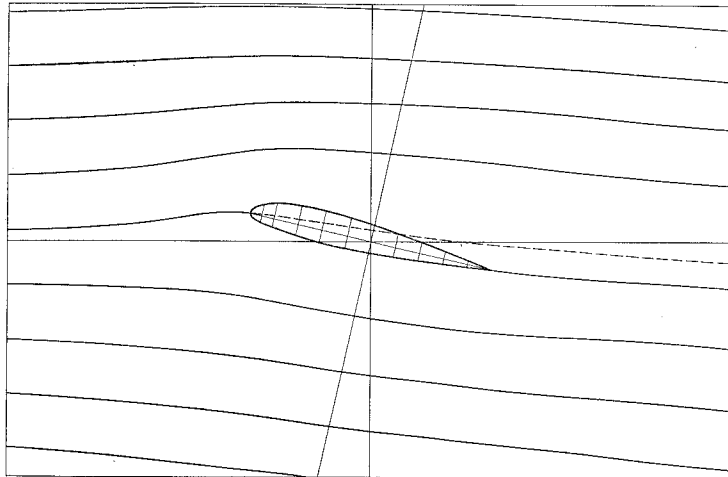
第7図 Joukowski 翼，迎え角 10° ， $R_e=8 \times 10^4$



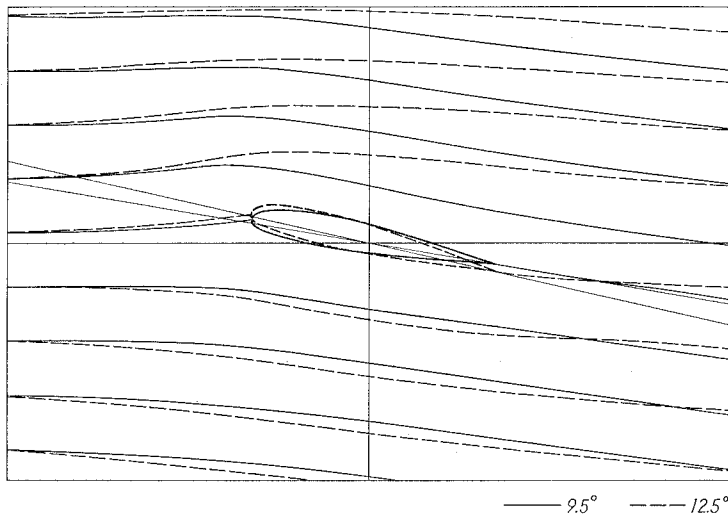
第8図 Joukowski 翼, 迎え角 10° , 実測 $R_e=8 \times 10^4$



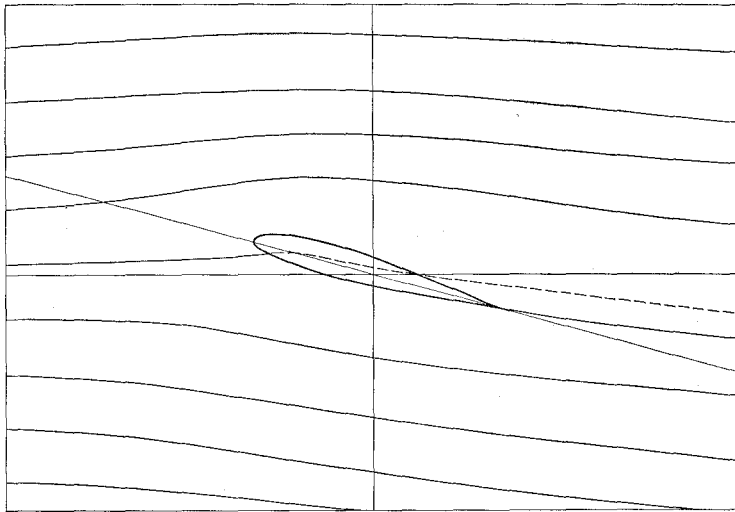
第9図 NACA 23012 翼, 迎え角 9.5° , $R_e=4 \times 10^4$



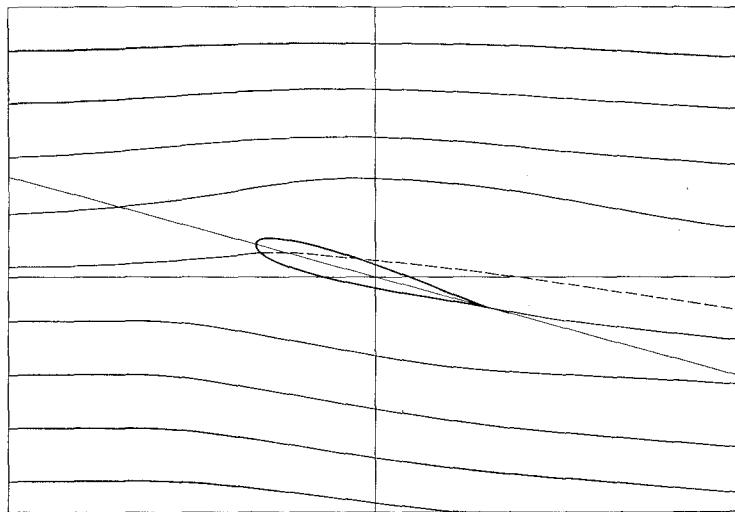
第10图 NACA 23012 翼, 迎角 12.5° , $R_e = 4 \times 10^4$



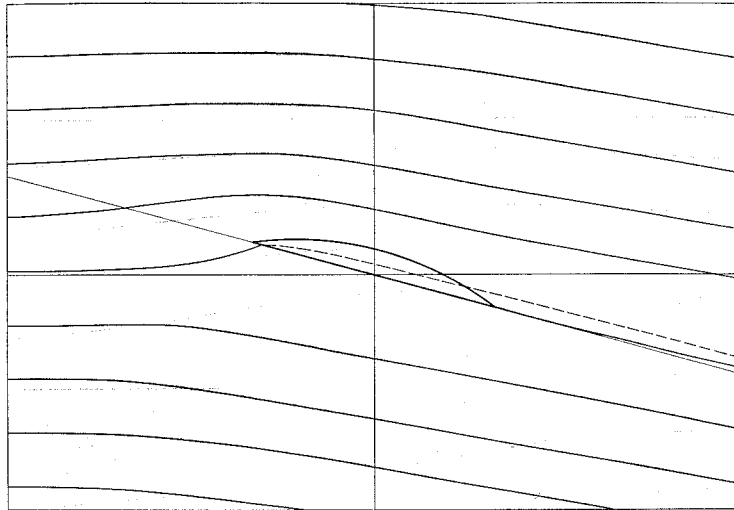
第11图 NACA 23012 翼, 迎角 9.5° , 12.5° , $R_e = 4 \times 10^4$



第12図 Joukowski 翼, 迎え角 15° , $R_e = 8 \times 10^4$



第13図 NACA 23012 翼, 迎え角 15° , $R_e = 8 \times 10^4$



第14図 欠円翼，迎え角 15° ， $R_e=8 \times 10^4$

陥っていることが明らかである。

第12,13,14図は迎え角 15° ，レイノルズ数 8×10^4 のときの Joukowski 翼，NACA 23012 翼，欠円翼の実測流線図である。それぞれの翼型の特性の一端を知ることができる。

V. む す び

簡単な平面幾何学的な関係と流線の定義とを基として，流れの場の格子点で実測された流れの方向より実測流線を追跡する方法とその応用例について述べた。流体工学の基礎的資料として参考になれば幸である。

この計算は室蘭工業大学電子計算機室において行なった。同室の各位に深甚なる謝意を表す。

風向線図の作成に当たった当時学生の遠藤剛，千秋隆雄，寺西照雄，亀川康男，本田祐一の諸君にはその労を多とするものである。

(昭和43年4月30日受理)

文 献

- 1) 奥田教海：室蘭工大研報，6, 2 (1968).
- 2) 奥田教海：室蘭工大研報，5, 2 769頁 (1966).

ウィック・フレイムの特性について (第2報)

沢 則弘*・林 重信

On the Characteristic of the Wick Flame (2nd Report)

Norihiro Sawa and Shigenobu Hayashi

Abstract

Successively, to investigate the characteristic and construction of the combustion method by means of the wick flame used for a petroleum portable range or an oil stove, we measured the fuel consumption, the temperature of flame and combustion gas and the flame height, and sketched out the construction of flame changing the wall plates of combustion chamber, the distance of plates, the wick height, the oil level, the temperature and the velocity of blast air.

This paper treats of the results obtained from the experiments with a two-dimension combustor of the evaporative sleeve burner.

I. 緒 言

一般家庭用の石油コンロや石油ストーブに広く利用されている燃焼方式、すなわち芯火炎の性質や構造の解明、性能の改善、利用範囲の拡大などを検討する目的で、前報¹⁾で用いた二次元燃焼器の空気導入口を約 28 mm 下げ、燃焼室壁面に沿って下側から空気を送入するように改作した。その燃焼器を用い、燃焼室の穴径 (d)、燃焼室の幅 (δ)、芯の高さ (h)、燃料タンク内の油面高さ (h_i)、空気流速 (v_a) および空気温度 (t_a) を広範囲に変え、これら因子の燃料消費量 (Q_f)、燃焼室内外の平均温度 (t_f)、火炎の最高温度 ($(t_f)_{max}$)、燃焼室内の火炎長さ (h_{f1})、浮上り火炎の長さ (h_{f2}) および火炎形状におよぼす影響について実験的に究明した。今回はまだ解析的な研究段階には至っていないが、実験結果について若干考察したので、ここに報告する。

II. 実験装置および方法

供試燃焼器は、市販の石油コンロ用芯 (木綿) をそのまま利用した蒸発式バーナーで、その構造は図-1 に示すように、燃焼室 ①、芯押さえ板 ②、芯 ③、燃料タンク ④、煙突部 ⑤、穴あき板 ⑦ および油面監視兼油温測定用温度計挿入孔 ⑨ から構成されている。この燃焼室 ① は前報の場合

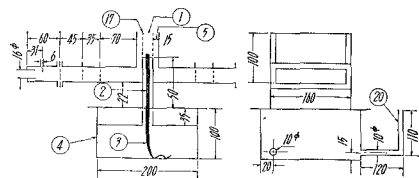


図-1 供試燃焼器

この燃焼室 ① は前報の場合

* 茨城大学工学部 教授

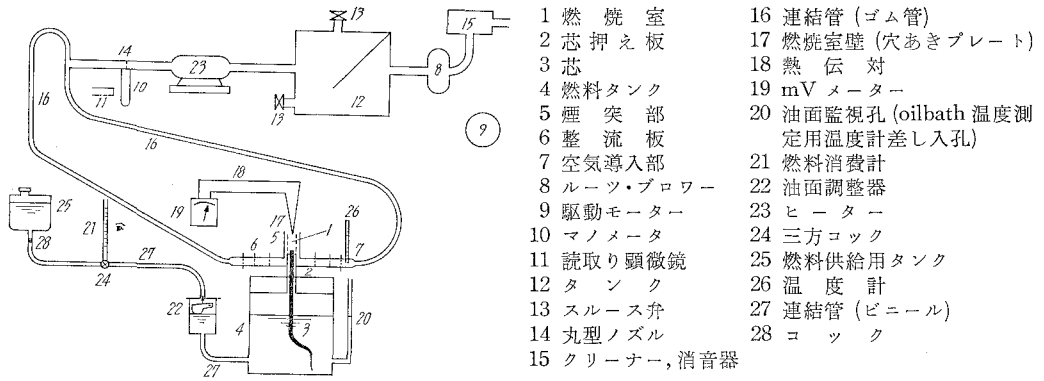


図-2 実験装置

と同様に2枚の穴あき板と2枚の側面板（耐熱ガラス）で作られているが、横煙突を28 mm 下げ、芯押さえ板に沿って燃焼用空気が供給されるようになっている。次に、実験装置も前報の場合とほぼ同じであるが、図-2に示すように燃料消費量 (Q_f) の測定にはビューレット滴下方式をとりやめ、浮子室②でタンク内油面を一定

に保ち、容積型流量計④を用いた。これに対し、燃焼用空気はルーツ・ブロワ⑧、脈動鎮静および分配用タンク⑫、流量調整弁⑬、新たに設置した熱風発生機⑭、流量測定用の管内丸型ノズル⑮および連結管⑯を使用し、スルース弁⑬を調整して空気流量を任意に変えた。この際、空気温度は熱風発生機⑭のスイッチを切換えて任意に変えることができる。しかし、自然吸込燃焼の場合には連結管⑯および整流板⑥をはずし、横煙突から自然吸入をさせた。なお、燃焼室穴あき板の諸元（表-1参照）、燃焼室内外温度の測定装置、測定点、使用燃料（出光興産白灯油1号）および実験方法なども前報の場合と同じである。

表-1 燃焼室穴あき板の諸元

穴径 (mm)	穴数	プレート面積と 穴の開口面積と の比	プレート 板厚 (mm)
1.5	980	0.144	1.5
2.0	495	0.156	1.0
3.0	528	0.311	1.5
4.0	360	0.377	1.5

III. 実験結果および考察

燃焼器の燃焼負荷をたかめるためには燃焼効率の向上、燃料消費量の増大が必要であり、しかも遊離炭素が発生せず、火炎が安定であることが要求されるであろう。

そこで本実験では、燃料消費量 (Q_f)、燃焼器内外の温度 (t_f) および火炎の最高温度 ($(t_f)_{max}$)、火炎の長さ (h_f)、形状などを測定したが、前二者 (Q_f , t_f) は燃焼効率を知るうえの目安となり、後者は燃焼が活発であるか否かを知るうえで重要であろう。かかる実験結果の代表例について次に述べる。

III-1 燃焼用空気導入型式の影響

供給空気流量の大部分は煙突から外部に放出されるが、その一部は燃焼室壁面の穴から燃焼室内に流入し、燃焼に寄与する。この燃焼用空気量 (Q_a) は穴径 (d)、穴数 (n)、穴あき板の流動抗抵 (x) および燃焼室内外の平均圧力差 (ΔP) に左右され、たとえ同一穴あき板を使用した場合でもガスタービン用燃焼器などに見られるように、供給空気の導入方法により燃焼状態が大きく支配されるであろう。また、燃焼の蒸発量は主として芯の表面積、表面温度と空気流速に依存するが、空気流量はこのほかに燃焼への寄与と芯および燃焼火炎の冷却をも行なうであろう。かかる点を考慮すると、前報の燃焼器のように芯の近くに直接空気を供給する形式よりも、本報の燃焼器 (図-1 参照) のように、芯押さえ板および燃焼室穴あき板に沿って空気を供給する形式の方が、芯付近への流入空気量が少なく、芯表面への冷却作用が減るので、燃料消費量 (燃料蒸発量) が増大すると予想される。

いま、自然吸込み燃焼の場合につき、前報の実験結果と本燃焼器による実験結果とを比較したのが図-3 である。図において、本燃焼器の燃料消費量 (Q_f) および燃焼室内温度 (t_f)、火炎最高温度 (●, ▲ 印) は、いずれも前報の実験値 (○, △ 印) の約 1.5~2 倍にも達しており、空気導入形式が燃焼負荷に対して大きな影響をもつことがわかる。この際、火炎形状も著るしく変わり、たとえば前報の場合には火炎の長さ (h_f) が $h_f=5\sim 20$ mm 程度であったのに対し、本燃焼器で同一条件の場合に 10 cm 以上にもおよび、そのうえ、芯上の火炎とは別個に穴あき板の上端からも火炎が発生し、いわゆる浮き上り火炎が出現する (図-4 参照)。この浮き上り火炎は芯上の火炎と同じように上半部が黄色火炎で、下半部は中心部が透明で外周がブルー・フレームを呈している。なお、黄色火炎は気体燃料の拡散炎の場合と同様に燃料蒸気が燃焼ガスの上昇気流のため空気不足をきたし、熱分解して生ずる炭素粒子によるものと思われる。

かかる浮き上り火炎の発生は、外周の影響を受ける要素が強く、燃焼室壁 (穴あき板) の温度、燃焼室の幅および芯押さえ板の温度に左右され、自然吸込み燃焼の場合でも図-5 のように燃焼室の幅が広いほど低い燃焼室壁温度 (t_w) または低い芯押さえ板温

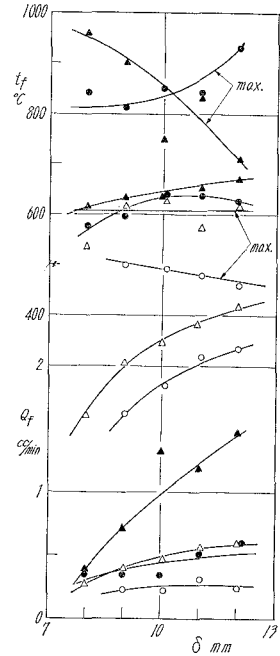


図-3 燃焼器による比較
○ ● $d=1.5$ mm ϕ $h=3$ mm,
 $h_L=5$ cm, 自然吸込
△ ▲ $d=3.0$ mm ϕ

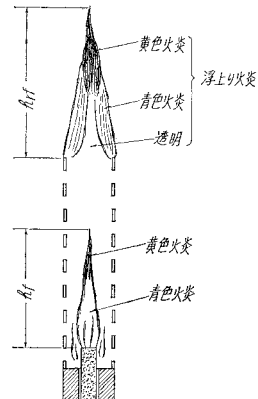


図-4 浮上り火炎の形状

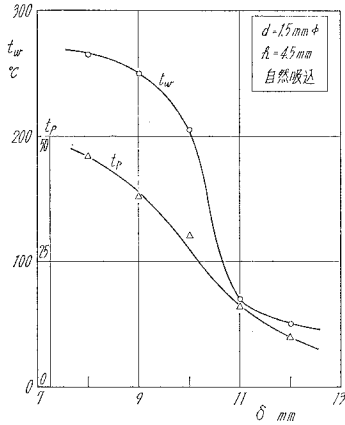


図-5 浮上り火炎の発生条件

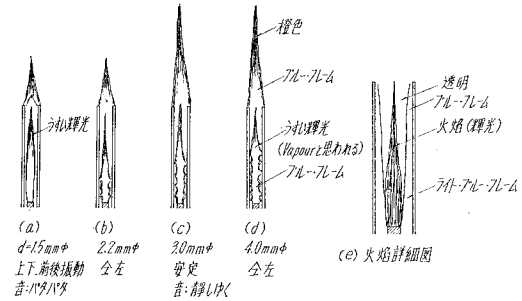


図-6 燃烧室壁面穴径 (d) と火焰形状 ($h = 4.5 \text{ mm}$, $h_L = 7 \text{ cm}$, $\delta = 9 \text{ mm}$, 吸込燃焼)

度 (t_p) で浮き上り火炎が生ずる。しかも、燃烧室壁面の穴径 (d) が大きくなると、芯上の火炎下半部が図-6のように壁面に密着し、火炎長さ (h_f) も増加する。このため、点火と同時に浮き上り火炎が発生するようになる。もちろん、供給空気の流速が速くなると、芯上の火炎も長くなり燃烧室外にまで達する。このため、芯上火炎と浮き上り火炎とが一緒になり、両者を判別できなくなる。かかる場合には媒の発生も顕著となるので、実用上からは望ましくないようである。

III.2 燃烧室壁面の穴径 (d) および (δ) 幅の影響

燃烧室壁面の穴径 ($d=1.5, 2.2, 3.0$ および $4.0 \text{ mm}\phi$) および燃烧室の幅 ($\delta=8, 9, 10, 11$ および 12 mm) を変えた場合の実験結果の代表例を図-7および図-8に示す。図において、燃料

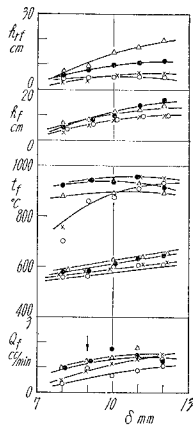


図-7 燃烧室穴径 (d) の影響 $h = 4.5 \text{ mm}$, $h_L = 7 \text{ cm}$, 自然吸込

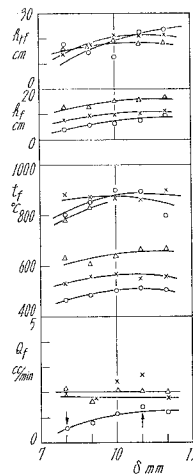


図-8 燃烧室幅 (δ) の影響 $h = 4.5 \text{ mm}$, $h_L = 7 \text{ cm}$, $v_a = 1.1 \text{ m/s}$, $t_a = 30^\circ\text{C}$

消費量 (Q_f) は壁面の穴径 (d) および燃焼室の幅 (δ) に比例して順次増加するが、穴径 (d) が大きく $d=3.0, 4.0 \text{ mm}$ となると穴径の影響が減少するのみならず、燃焼室幅 (δ) の影響も認められなくなる。とくに強制送風燃焼 (図-8) においては、燃焼室の幅 (δ) を変えても燃料消費量 (Q_f) は一定値を示す。これは、壁面の穴径 (d) が大きくなると穴の総開口面積が増加するので燃焼室に吸込まれる空気流量 (Q_a) もふえ、燃焼に寄与する反面、燃焼ガスを冷却し燃焼を抑制する作用をとまなうので、これらの兼ね合いによってかかる現象が生じたものと思われる。この場合、燃料消費量 (Q_f) と燃焼室内温度 (t_f) との間には相関関係が認められる。しかし、火炎形状が燃焼室の寸度によって変るし、しかも火炎が振動しているので火炎の最高温度 ($(t_f)_{\max}$) を適確に測定することは難かしく、遊離炭素の発生状態によっても左右される。このため一貫した関係は認められないようである。

なお、火炎形状の変化はすでに示した 図-6 および 図-9 のとおりである。すなわち、a) 穴径 $d=1.5 \text{ mm}$ の場合、火炎構造は詳細図 (e) に示すように輝光火炎を中心として、外側に透明部、さらに外側はブルー・フレームからなる興味ある状態を呈し、それが上下および前後に激しく振動し、不安定で、しかもバタバタという振動音を発している。b) これが $d=2.2 \text{ mm}$ (図-6 (b)) となると、壁面の穴の周囲にブルー・フレームが附着し、火炎は鋭くなるとともに上半分が透明で、肉眼によると、燃焼火炎ではなく未燃混合気の蒸気のように思われる。c) さらに $d=3.0, 4.0 \text{ mm}$ (図-6 の (c) および (d)) のように穴径も全開口面積も大きくなると壁面に附着するブルー・フレームのたかさが順次上昇し、火炎は安定し、静粛になる。この場合、浮き上り火炎の基部はブルー・フレームで、上半部 (全体の約 1/3) は黄色火炎である。

次に、強制送風すると火炎長さ (h_f) は短かく、浮き上り火炎 ($h_{r,f}$) は長くなる (図-6 (a) と 図-9 (b) の比較)。また燃焼室内の火炎形状も中央が黄色火炎で、その周囲がブルー・フレームとなり、浮き上り火炎の基部はブルー・フレーム、上半部は黄色火炎であるが、側面からみると浮き上りたかさ ($h_{r,f}$) はかなり変動している。これが、燃焼室幅 (δ) を広げると 図-9 (b) のように燃焼室内火炎が伸び、燃焼室より高くなり、その先端は黄色火炎で煤煙の発生が多い。このため、浮き上り火炎と重なり浮き上り火炎の基部は橙色、その上部がうすい黄色火炎、先端部が橙色火炎となり煤が折出する。なお、火炎写真の代表例を 図-10 に示す。

図の No. 7 と No. 9 の比較から壁面穴径 (d) の影響が、No. 2 と No. 9 の比較から燃焼室幅 (δ) の影響がわかる。

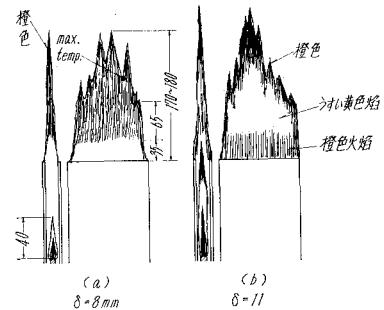
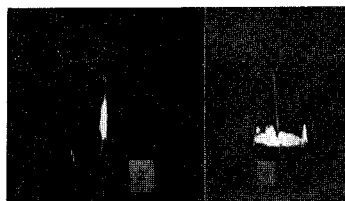
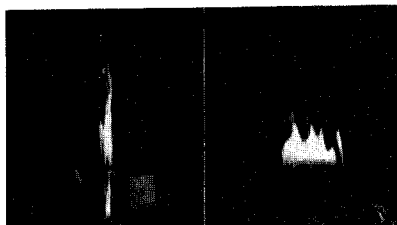


図-9 燃焼室幅 (δ) と火焰形状
 $h=4.5 \text{ mm}$, $h_2=7 \text{ cm}$, $d=1.5 \text{ mm}$,
 $v_a=1.1 \text{ m/s}$, $t_a=30^\circ\text{C}$



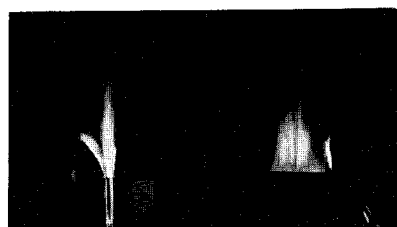
写真—2 空気流速=1.10 m/s, 供給温度=30°C, プレート=1.5 mmφ, プレート間隔=8 mmφ, 芯高さ=4.5 mm, 油面高さ=7 cm



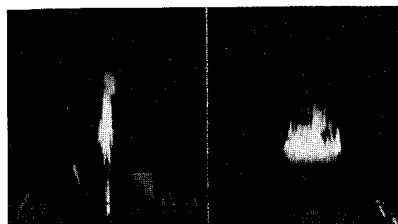
写真—6 空気流速=1.10 m/s, 供給温度=30°C, プレート=2.20 mmφ, プレート間隔=10 mmφ, 芯高さ=4.5 mm, 油面高さ=7 cm



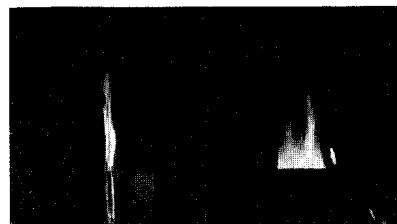
写真—3 空気流速=1.65 m/s, 供給温度=30°C, プレート=1.5 mmφ, プレート間隔=8 mmφ, 芯高さ=4.5 mm, 油面高さ=7 cm



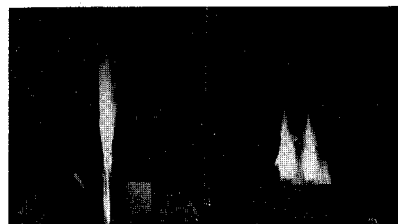
写真—7 空気流速=1.10 m/s, 供給温度=30°C, プレート=3.0 mmφ, プレート間隔=12 mmφ, 芯高さ=4.5 mm, 油面高さ=7 cm



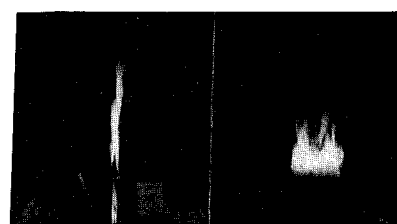
写真—4 空気流速=2.20 m/s, 供給温度=30°C, プレート=1.5 mmφ, プレート間隔=8 mmφ, 芯高さ=4.5 mm, 油面高さ=7 cm



写真—8 空気流速=2.20 m/s, 供給温度=30°C, プレート=3.0 mmφ, プレート間隔=12 mmφ, 芯高さ=4.5 mm, 油面高さ=7 cm



写真—5 空気流速=2.20 m/s, 供給温度=30°C, プレート=1.5 mmφ, プレート間隔=10 mmφ, 芯高さ=4.5 mm, 油面高さ=7 cm



写真—9 空気流速=1.10 m/s, 供給温度=30°C, プレート=1.5 mmφ, プレート間隔=12 mmφ, 芯高さ=4.5 mm, 油面高さ=7 cm

図—10 火 炎 の 写 真

III-3 芯の高さ (h) および油面高さ (h_i) の影響

一定の燃焼器具において一定の穴の大きさで燃焼させる場合の燃料消費量は、燃料の粘度および毛細管上昇性に支配されるが、Stepanoff によると

$$Q_f = \alpha \cdot \beta^2 / \eta$$

の関係がある。ここに、 α : 常数, β : 燃料の毛細管上昇係数, η : 燃料の粘度である。なお、毛細管上昇係数は主として、i) 油面の高さ (h_i), ii) 芯の大きさ (h および厚さ, 幅) および性状, iii) 火炎の大きさ (温度, 拡散) などに左右されるであろうから、燃料消費量 (Q_f) に芯の高さ (h), 油面の高さ (h_i) が大きな影響を与えることが予想される。

そこで、芯の高さ (h) の影響を調べるため、前報の場合と同じく芯の高さ (h) を 3, 4.5 および 6 mm に変えて実験した。その代表例を図-11 ($h_i=7$ cm, $\delta=10$ mm, 自然吸込燃焼) および図-12 ($h_i=7$ cm, $\delta=8$ mm, $v_a=1.1$ m/s, $t_a=70^\circ\text{C}$) に示す。図によると、燃料消費量 (Q_f) は芯の高さ (h) に比例し、とくに強制送風すると著しい増加を示している。この場合、火炎の最高温度も上昇するが、燃焼室内温度 (t_f) は前報の場合とは逆に低下する傾向にある。これは、浮き上り火炎 (h_{rf}) が長く、火炎長さ (h_f) が短くなっていることと関連があるようである。このことは、芯が高くなると芯の表面積が増大するので、それに応じて燃料の蒸発量、すなわち燃料消費量 (Q_f) が増加する。しかし、燃料の蒸発が多過ぎると燃焼室内では燃焼用空気の不足を招くので、燃焼効率や熱効率が低下し、火炎の最高温度および火炎高さ (h_f) も低くなる。この、未燃混合気が燃焼室外に出ると外気と遭遇し、再び燃焼する。このため浮き上り火炎が発生し、未燃混合気が多いほど浮き上り火炎が長

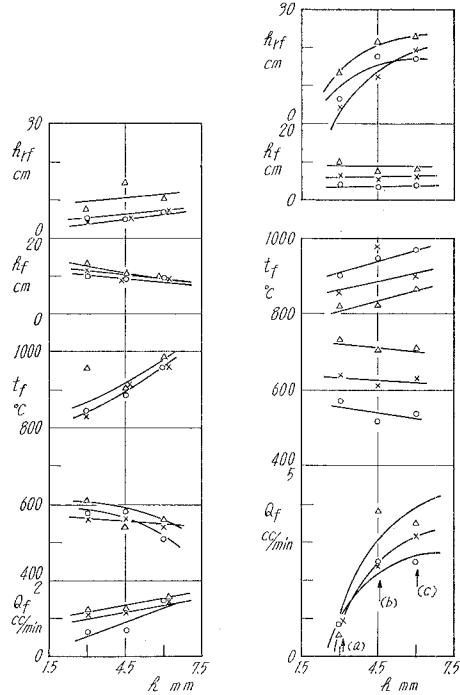


図-11 芯の高さ (h) の影響

$h_i=7$ cm, $\delta=10$ mm
自然吸込

図-12 芯の高さ (h) の影響

$h_i=7$ cm, $v_a=1.1$ m/s, $t_a=70^\circ\text{C}$, $\delta=8$ mm

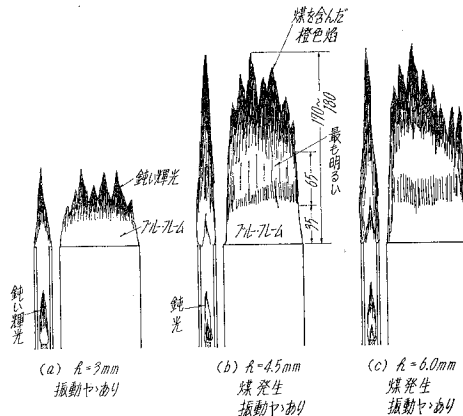


図-13 芯高さ (h) と火焰形状

くなることが考えられる。

このように、芯の高さ (h) は燃焼に対し重要な意味をもち、燃焼負荷をたかめるためには芯を高くすればよい。しかし、カーボンの折出も激しくなり、燃焼効率が低下するので、いたずらに芯をたかくすることは望ましくない。なお、芯の高さ (h) による火炎形状の変化は図-13 に示すとおりであるが、その概略は次の如くである。

- a) $h=3\text{ mm}$ の場合： 燃焼室内火炎の高さ (h_f) は約 4 cm、火炎の基部はブルー・フレーム、先端は鈍い輝光の桜色火炎
- b) $h=4.5\text{ mm}$ の場合： 燃焼室内火炎の高さ (h_f) はほとんど変わらないが、中間の輝光部が減少、浮き上り火炎は高くなり、下側から約 4 cm がブルー・フレームで、その上約 7 cm が最も明るい桜色火炎、その上端は振動するが橙色火炎で媒の発生をとまなう。

- c) $h=6\text{ mm}$ の場合燃焼室内火炎の高さ (h_f) 変化なし、浮き上り火炎のブルー・フレーム部約 3 cm。

次に、油面高さ (h_i : 燃料タンク下端からの寸法) の影響を調べるため $h_i=5, 7$, および 9 cm に変えて実験した。その結果を図-14 および 図-15 に示す。図によると、自然吸込み燃焼の場合、燃料消費量 (Q_f) は燃焼室壁面の穴径に応じて、油面高さ (h_i) が 7 cm の時最大になったり ($d=1.5, 2.2\text{ mm}\phi$), $h_i=5\text{ cm}$ の時最大になったり ($d=3.0\text{ mm}\phi$) している。この傾向は強制送風燃焼の場合 (図-15 参照) にも同じである。同様の実験結果を総括すると、最大燃料消費量 (Q_f) を与える油面高さ (h_i) は $h_i=5\text{ cm}$ か 7 cm の場合で、火炎形状には大きな変化は認められない。これは、燃料タンク内油面が低くなると芯の吸引作用に対し、負の働きをする反面、芯押え板の温度は高めになるので、この両者の効果の兼ね合いによって上述のような結果が得られたものと思われる。

III・4 空気流速 (v_a) の影響

普通の石油コンロや石油ストーブでは自然吸込み燃焼方式を採用しているものが多い。しかし、応用範囲を拡張するためには強制送風燃焼方式の採用が必要不可欠であろう。なお、燃

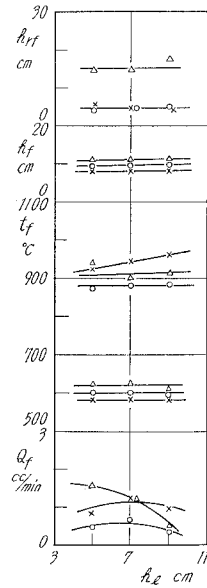


図-14 油面高さ (h_i) の影響

○ $d=1.5\text{ mm}\phi$
× 2.2
△ 3.0

$\delta=10\text{ mm}$, $h=4.5\text{ mm}$
自然吸込

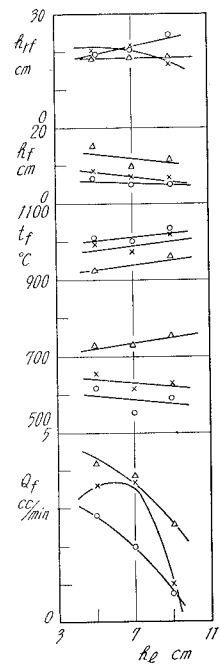


図-15 油面高さ (h_i) の影響

$\delta=10\text{ mm}$, $v_a=1.1\text{ ms}$,
 $t_a=70^\circ\text{C}$, $h=4.5\text{ mm}$

焼に寄与する空気量 (Q_a) は燃焼室内に実際に供給される空気量で、その量は燃焼寄壁面の状態 (d, n, δ) に左右される。しかし、ここではその空気量を測定できなかったため、送入空気流量を通路断面積で割った空気流速を基準として実験を行なった。その実験結果を図-16、図-17 および 図-18 に示す。図によると、燃料消費量 (Q_f) は空気流速 (v_a) に比例して著るしく増加

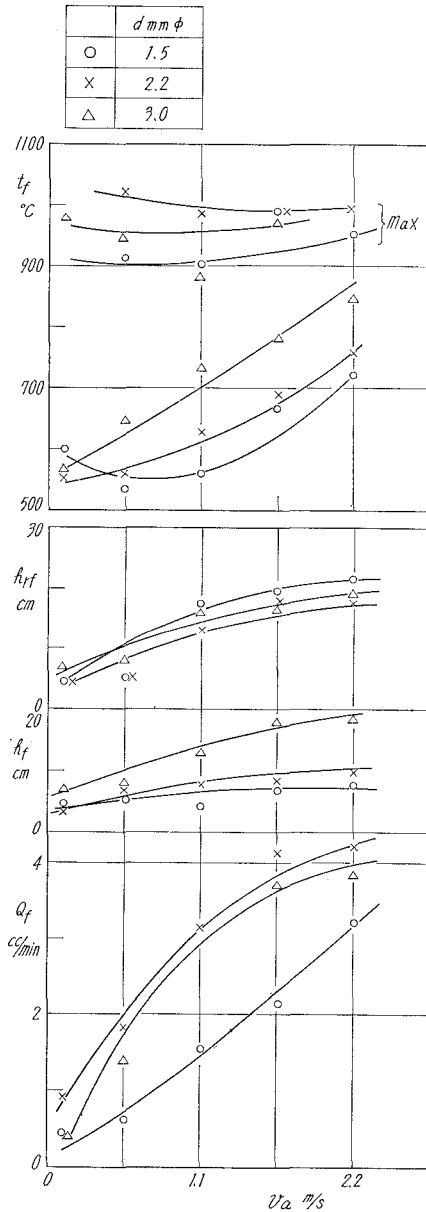


図-16 空気流速 (v_a) の影響
 $h = 4.5 \text{ mm}$, $\delta = 8 \text{ mm}$, $t_a = 30^\circ\text{C}$

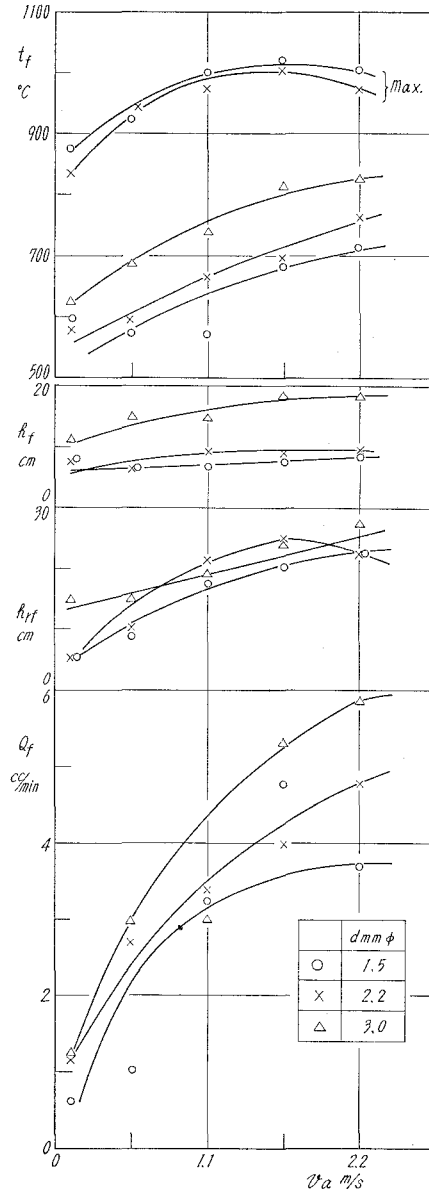


図-17 空気流速 (v_a) の影響
 $h = 4.5 \text{ mm}$, $\delta = 10 \text{ mm}$, $t_a = 30^\circ\text{C}$

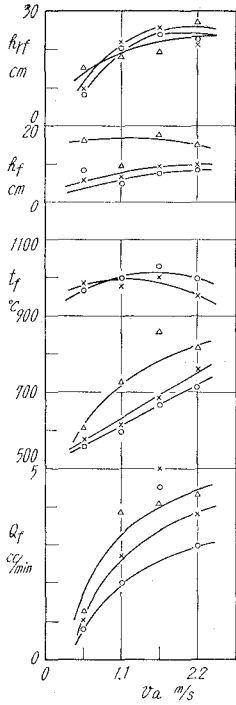


図-18 空気流速 (v_a) の影響

$h_l = 7 \text{ cm}$, $h = 4.5 \text{ mm}$,
 $\delta = 10 \text{ mm}$, $t_a = 70^\circ\text{C}$

しかも、その効果は芯の高さ (h)、燃焼室の幅 (δ) が大きいほど顕著になるが、芯自体の改良をしないかぎり限界があるようである。次に、火炎におよぼす空気流速 (v_a) の影響をスケッチしたのが 図-19 である。図-19 および 図-10 の No. 2, No. 3, No. 4 の比較, No. 7, No. 8 の比較から火炎構造におよぼす空気流速の影響を知ることができるが、図-19 について説明すると次のとおりである。

- a) 空気流速がおそい場合 ($v_a = 0.55 \text{ m/s}$): 燃焼室内火炎は短かく、燃焼室外に達しないので、浮き上り火炎も短かく、いわゆるブルー・フレムを呈し、その先端が黄色火炎で、媒もほとんど発生しない。
- b) 空気流速 $v_a = 1.1 \text{ m/s}$ の場合: 燃焼室内火炎の長さ (h_f) はほとんど変わらず、火炎の上半部が鈍光の桜色火炎になるにすぎない。これに対し、浮き上り火炎は長くなり、その構造は下側から外周がブルー・フレーム領域、うすい黄色火炎、橙色火炎となり、先端から媒の発生が認められるようになる。
- c) $v_a = 1.65 \text{ m/s}$, 2.2 m/s となると: 燃焼室内火炎も伸び、燃焼室外にまで達する。しかも、橙色火炎となり、その先端からも媒を発生する。このため、浮き上り火炎の基部は黒

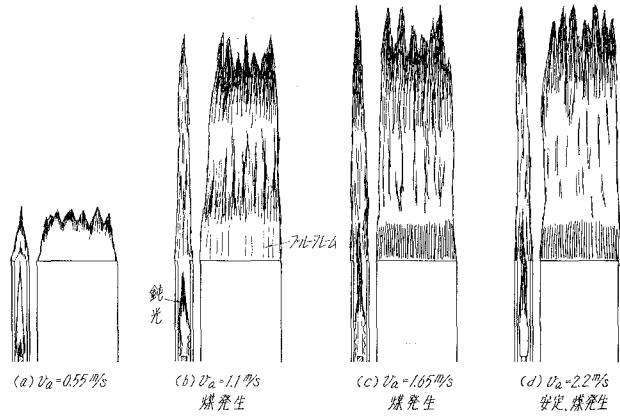


図-19 空気流速 (v_a) と火炎形状

しており、前節で述べた芯の高さ (h) と同様にその影響はきわめて大きいことがわかる。この場合、空気流速 (v_a) の増加するにつれて燃焼室内の火炎長さ (h_f) および浮き上り火炎長さ (h_{rf})、燃焼室内温度も順次上昇している。これに対し、火炎の最高温度 (t_f) は左程変化しない。前報における流速の算出方法は本報の方法と違うので直接両者を比較するわけにはいかないが、いずれも約 2 倍の燃料消費量 (Q_f) になっている。そのうえ、燃焼室内温度 (t_f) も上昇しているので、燃焼負荷をたかめるためには空気流速 (v_a) をたかめるのが有力な手段であろう。し

色(約3 cm)をおび、その上側(6.5 cm)がうすい黄色火炎、さらに上側は振動をともなった橙色火炎で、媒の発生が顕著である。

III-5 空気温度 (t_a) の影響

一般に空気流速および火炎長さが大きくなると媒煙の生成性が小さくなるといわれているが、それに適当な温度が加わると燃料の蒸発促進、燃焼ガスの温度上昇などのために、熱効率や燃焼効率などの増加が期待できる。

そこで、供給空気温度を 30°C (ほぼ室温) から 90°C まで 20°C おきにたかめ、その影響を調べた。その結果を図-20、図-21 および 図-22 に示す。図によると燃焼室の穴径が $d=3.0\text{ mm}\phi$ の場合には、いずれも供給温度に比例して燃料消費量 (Q_f) は増加している。しかし、燃焼室内温度 (t_f) は $\delta=8\text{ mm}$, $v_a=1.1\text{ m/s}$ のときは増加するが、 $v_a=2.2\text{ m/s}$ や $\delta=10\text{ mm}$, $v_a=1.1\text{ m/s}$ では、むしろ低下する傾向にある。これは、 δ , v_a が比較的大きいので十分に燃焼用空気は供給されているが、燃料の蒸発増加が著しく、むしろ過濃の状態になり、燃焼が悪化するためであろう。したがって、燃焼室壁面の穴径 (d) や幅 (δ) に応じて最適の空気温度が存在することになるが、本実験からは一貫した関係が求められなかった。

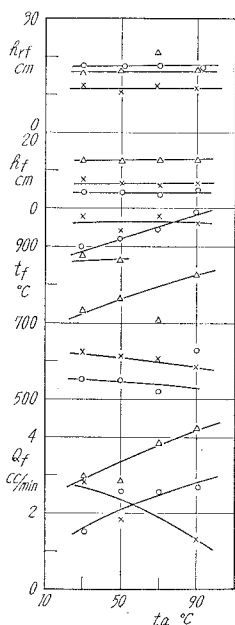


図-20 供給空気温度 (t_a) の影響

$\delta=8\text{ mm}$, $h=4.5\text{ mm}$,
 $v_a=1.1\text{ m/s}$

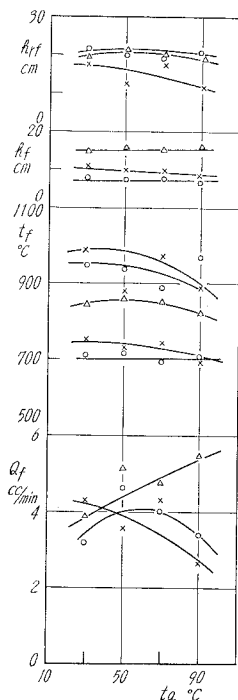


図-21 供給空気温度 (t_a) の影響

$\delta=8\text{ mm}$, $h=4.5\text{ mm}$,
 $v_a=2.3\text{ m/s}$

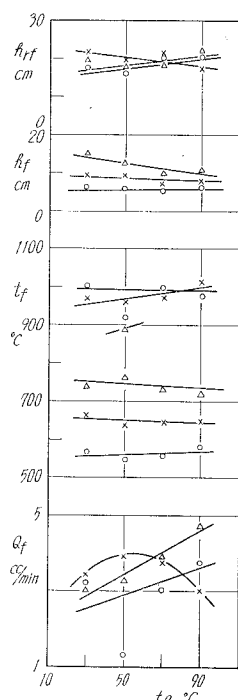


図-22 供給空気温度 (t_a) の影響

$h_2=7\text{ cm}$, $\delta=10\text{ mm}$,
 $h=4.5\text{ mm}$, $v_a=1.1\text{ m/s}$

IV. 結 言

以上、芯火炎を利用した二次元燃焼器を用い、燃焼室壁面（穴あき板）、燃焼室の幅、芯の高さ、油面高さ、空気流速および空気温度などの燃料消費量、燃焼室内外温度、火炎最高温度、火炎の高さおよび火炎構造におよぼす影響を調べたが要約すると次の通りである。

1) 燃焼用空気の供給形式は、燃料消費量および火炎構造に大きく影響する。本形式のように燃焼室壁面に沿って下側から供給すると、前報の形式の約2倍の燃料消費量が得られ、芯火炎とは別個に壁面上端からの浮き上り火炎が生ずる。

2) 燃料消費量 (Q_f) は燃焼室壁面の穴径 (d) に比例して増加するが、 $d=3\text{ mm}\phi$ 以上になると、その影響は小さい。しかし、自然吸込み燃焼の場合、穴径が大きくなると、燃焼室内火炎の壁面に附着する高さが順次上昇し、火炎は安定になり、燃焼騒音が減少する。

3) 燃焼室の幅に比例して燃料消費量は増加する。しかし、壁面の穴径 (d) が大きい場合には幅を拡げても燃料消費量 (Q_f) には変化が認められない。なお、強制送風燃焼では燃焼室幅を拡げると芯上火炎が伸び、浮き上り火炎と一緒にになるので媒の発生が増加する。

4) 芯の高さ (h) に比例して燃料消費量 (Q_f) は増加する。とくに強制送風燃焼の場合には顕著である。しかし、カーボンの折出も激しくなるので、いたずらに芯を高くすることは望ましくない。

5) 空気流速 (v_a) は燃焼に著るしい影響を与える。一般に空気流速 (v_a) に比例して燃料消費量 (Q_f) および燃焼室内温度が増加するので、燃焼負荷を高める有力な手段といえる。しかも、この効果は燃焼室幅 (δ)、芯の高さ (h) が大きいほど顕著であるが、芯自体の改良がなければ $v_a=3\text{ m/s}$ 以上に高くしても意味がないようである。

6) 空気温度 (t_a) の燃料消費量 (Q_f) におよぼす影響は燃焼器の諸元によって異なり、本実験では一貫した関係は求められなかった。

終りにのぞみ、日頃御指導、御鞭撻を賜わっている東京大学宇宙航空研究所浅沼強教授、北海道工業大学黒岩保教授、北海道大学深沢正一教授、実験装置の設計製作を担当した本学機械工学科熱工学研究室福島和俊教官、早川友吉技官、卒業研究として本実験を担当した松本祐美生君（北英熱器 K.K.）および関係各位に深堪な謝意を表す。

なお、本研究の一部は昭和42年度北海道科学助成金の援助を得て行なわれたもので、ここに改めて付記し謝意を表す。

(昭和43年4月30日受理)

文 献

- 1) 沢・沢・林：室工大研報, 6, 1, (1967)

クランク室圧縮型2サイクル・ディーゼル 機関の排気ガス特性

澤 則弘*・林 重信

Exhaust-Gas Characteristic of Crankcase-Compressed Two-Stroke Cycle Diesel Engine

Norihiro Sawa and Shigenobu Hayashi

Abstract

To examine in detail the effect of the operating condition on the smoke density, CO gas and Hydro-Carbon in the exhaust gas of crankcase-compressed two-stroke cycle diesel engine, the authors have experimentally measured the amount of smoke density, CO gas and Hydrocarbon changing the delivery ratio, fuel consumption, output, engine speed and cylinder wall temperature.

Consequently, it is ascertained that the amount of smoke density, CO gas and Hydrocarbon depend mainly on the air-fuel ratio.

I. 緒 言

内燃機関の排出ガスによる大気汚染の問題に対しては、排気ガスの成分および有害成分の排出量を明らかにする必要がある。従来、普通の運転状態におけるディーゼル機関においては、一酸化炭素や炭化水素などの有害成分は認められず、他型式機関よりも公害に対しては安全であると云われ、高出力時における発煙現象のみが問題とされ、それに関する測定法^{1),2),3),4)}や発煙現象におよぼす諸因子の影響を調べた研究^{5),6),7)}が多い。しかし排気煙の生成機構はいまだ明らかではないが、定性的には燃焼温度、空燃比、燃焼圧力、燃料の粘性などに左右されるものと考えられている。したがって、燃焼室の形式、燃料の噴射条件および運転条件などの巨視的条件に影響されるのみならず燃焼室内における混合比の微視的分布条件にも支配されるであろう。この様な研究も活発に続けられてはいるが、いずれも4サイクル機関に関するものばかりで、空冷クランク室圧縮2サイクル機関に関する資料は見当たらないようである。

一般に本型式機関は、その機構上、排気ガス問題に関しては4サイクル機関よりも不利な条件にある。本型式機関の発展を期待するためには、排気ガス対策が必要不可欠となるであろう。排気ガス成分の実体およびそれにおよぼす運転条件の影響を明らかにすることは有意義と思われる。

* 茨城大学工学部 教授

かかる観点から、空燃比（空気量および燃料噴射量）、機関回転数、渦流室壁温度などを変え、主として煙濃度におよぼすそれら諸因子の影響について詳細に調べるとともに、各クランク角における渦流室内ガスの成分分析を実施し、その燃焼状態などをも考察したのでここに報告する。

II. 実験装置および方法

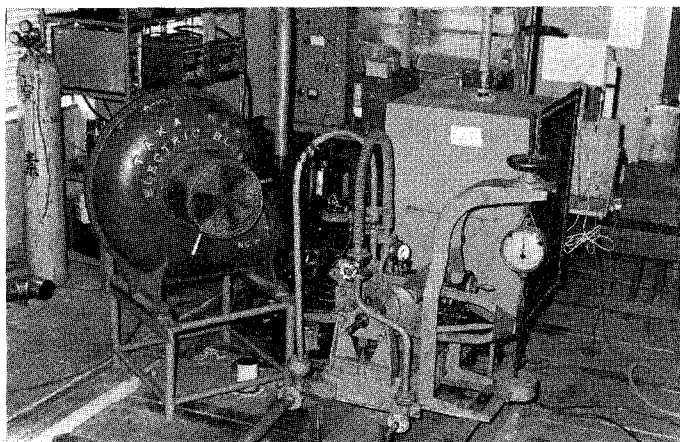
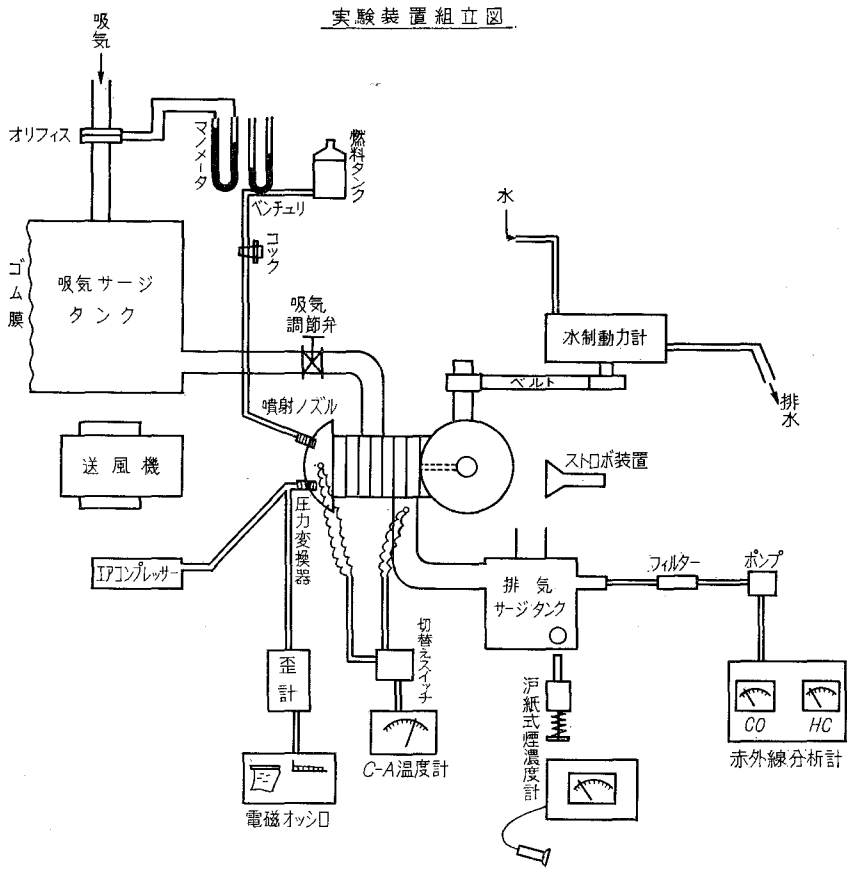
実験装置の系統図を図-1に示す。供試機関は汎用の空冷クランク室圧縮型2サイクル・ディーゼル機関 $V_h=567$ cc（富士重工 K.K. 製）で、その諸元は表-1のとおりである。機関の発生出力はフルード式水動力計（最大 50 Ps, 6000 r.p.m.）で吸収させ、吸込空気量はサージタンクと給気孔の間に設けたスルース弁で調整し、燃料噴射量は噴射ポンプから調速機を取除き手動で任意に変え得るようにした。それらの流量はサージタンクに取り付けた丸型ノズルおよび燃料系統に設置した容積型流量計、ベンチュリ型流量計の前後の圧力差から求めた。なお吹き抜け空気量を正確に見積れなかったため、空気過剰率の計算には、これらの測定値をそのまま使用した。したがってシリンダ内における有効空気過剰率よりも大きな値を示している。次に、渦流室の内壁温度はアルメル・クロメル熱電対によって監視しながら、冷却用送風機（最大風量 108 m³/min, 最大風圧 128 mmAq）の風量を変えて制御した。なお、実験は機関の運転状態を任意の条件に設定し（出力 0~6 Ps まで 1 Ps おき、機関回転数 $N=600\sim 1800$ r.p.m. まで 200 r.p.m. おき）、出力、壁面温度および機関回転数（ストロボ回転計で測定）が安定するのを待って、気筒内圧力、燃料流量、吸入空気量、排気温度および排気煙濃度を測定した。なお、排気煙濃度の測定にはサイクル毎の変動を除ぐため排気溜（ $V=21.78$ lt）を設けて平均化し、ボンシュ型濾紙式煙濃度計および透過式煙濃度計の両者を使用した。実験結果の整理には主として前者を用いた。

表 - 1

型 式	DC 32 A
燃 焼 室 型 式	渦 流 室 型
筒 数	単 気 筒 直 列
径 × 行 程 (mm)	85×100
行 程 体 積 (cc)	567
圧 縮 比	23
最 高 出 力/回 転 数 (Ps/r.p.m.)	10/2000
常 用 出 力/回 転 数 (Ps/r.p.m.)	8/2000
最 大 ト ル ク/回 転 数 (kg-m/r.p.m.)	37/1700
掃 気 方 式	ク ラ ン ク 室 圧 縮 反 転 掃 気
噴 射 ポ ン プ ・ ノ ズ ル	ボ ン シ ュ 型
使 用 燃 料	軽 油

また使用した。したがってシリンダ内における有効空気過剰率よりも大きな値を示している。次に、渦流室の内壁温度はアルメル・クロメル熱電対によって監視しながら、冷却用送風機（最大風量 108 m³/min, 最大風圧 128 mmAq）の風量を変えて制御した。なお、実験は機関の運転状態を任意の条件に設定し（出力 0~6 Ps まで 1 Ps おき、機関回転数 $N=600\sim 1800$ r.p.m. まで 200 r.p.m. おき）、出力、壁面温度および機関回転数（ストロボ回転計で測定）が安定するのを待って、気筒内圧力、燃料流量、吸入空気量、排気温度および排気煙濃度を測定した。なお、排気煙濃度の測定にはサイクル毎の変動を除ぐため排気溜（ $V=21.78$ lt）を設けて平均化し、ボンシュ型濾紙式煙濃度計および透過式煙濃度計の両者を使用した。実験結果の整理には主として前者を用いた。

さらに、シリンダ内の燃焼状態を調べる目的で、シリンダ内燃焼圧力を歪型指圧計（共和電業 K.K.）でピックアップし、電磁オンロに記録した。また、渦流室内の燃焼ガスを高速電磁サンプリング弁（司測研製）で抽出し、赤外線分析計（日立-堀場製）をとおして、一酸化炭素および炭化水素の分析を行なった。なお、使用した燃料は出光興産の軽油 1 号（比重 0.815, セ



組立装置外観

図-1 実験装置

タン価 55, 引火点 56°C) である。

III. 実験結果および考察

排気煙の測定法については濾紙式, 透過式および溶媒法などが提案され, それぞれ長短兼ね備えており, そのいずれをとるかについては規定されていない。

本実験では濾紙式 (ボッシュ型ディーゼル機器製) と透過式 (日産自動車販売) の二種類の煙濃度計を使用して煙濃度の測定を行なった。この両測定機の関係は橋爪氏⁸⁾等の実験によると次式によって示される。

$$S_N = 100 \left[1 - \left(\frac{106 - S_b}{100} \right)^{\frac{\pi D^2 L}{4V}} \cdot e^{\mu} \right] \quad (1)$$

ここに S_N : 透過式測定機の指度 (%), S_b : 濾紙式測定機の指度 (%), D : 濾過部分の径, V : 抽出部分の容積, L : 濾紙式の吸引筒の長さ, μ : カーボン粒子以外の吸収係数

しかし, 本実験の結果は図-2に示すごとく, 機関回転数, 渦流室壁温度および出力をそれぞれパラメーターとして比較した場合, これら諸因子の変化に応じて両者の関係は一定でなく大きなバラッキを示している。これは機関の運転条件によって, 2サイクル機関特有の吹き抜けや潤滑油の影響および燃焼過程における中間生成物の組成が異なり, カーボン粒子以外の吸収係数 (μ) が大きく異なるために起因するものと考えられ, 透過式煙濃度計の欠点とも云えよう。したがって, 今後の考察にあたっては濾紙式による結果を

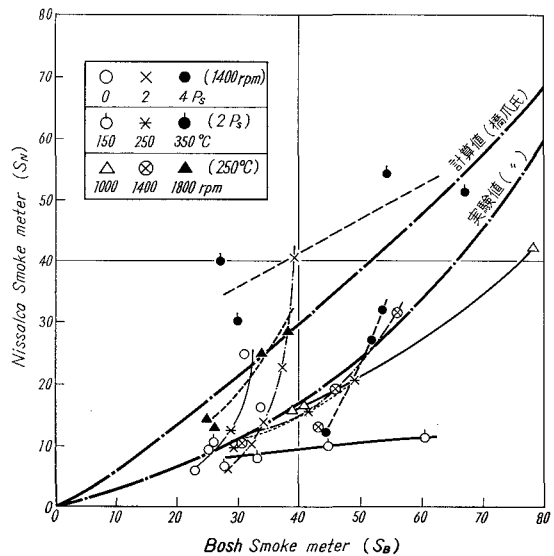


図-2 煙濃度計の比較

採用した。ディーゼル機関のシリンダ内における発生出力 (N_e^*) は

$$\begin{aligned} N_e^* &\propto \eta_i \cdot K \cdot (\eta_b/\lambda) \cdot (H_u/L_{\min}) \cdot N \cdot V_h \\ &\propto \eta_i \cdot K \cdot (\eta_b/\lambda) \cdot N \\ &\propto \eta_i \cdot \eta_b \cdot G_f \cdot N \end{aligned} \quad (2)$$

の関係をもつもので, 燃料の組成が決まると発熱量 (H_u) および理論空気量 (L_{\min}) は一定値を示す。したがって, 発生出力 (N_e) は図示熱効率 (η_i), 燃料噴射量 (G_f), 給気比 (K), 燃焼効率 (η_b) および機関回転数 (N) に比例し, 空気過剰率 (λ) に逆比例する。そこでそれら諸因子

の煙濃度におよぼす影響について考察を進める。

III.1 空気過剰率 (λ) の影響

ディーゼル機関の排気ガス成分や、煙濃度に影響する因子は数多いが、4サイクル機関の実験結果によると、とくに空気過剰率 (λ) の影響が大きい。しかし、空気過剰率 (λ) を規定する吸込み空気量と燃料噴射量の影響について分割して述べたものは比較的少ないようである。そこで燃料噴射量をほぼ一定とし、主として吸込み空気量を変えた場合と、逆に吸込み空気量を一定とし、燃料噴射量を変えた場合の実験結果について検討したので次に述べる。

a) 吸込み空気量を変えた場合 燃料噴射ポンプのラック位置を固定し、機関回転数 (N) および発生出力 (N_ePs) が一定になるように吸込み空気量を調整した場合には(2)式からわかるように主として図示熱効率 (η_i) および燃焼効率 (η_b) を変えたと同意義と考えられる。したがって、排気ガスにおよぼす影響は頭者にあらわれるものと予想される。かかる観点から実施した実験結果を空気過剰率 (λ) で整理したのが図-3、図-4および図-5である。図-3において、燃料噴射量 (G_f) は軽負荷の場合や、高負荷でも $\lambda \geq 2$ の範囲ではほぼ一定値を示しているが、さらに吸込み空気量を絞り、空気過剰率を小さくしていくと、機関回転数 (N) や出力 (N_e) を一定に保つことが困難となり、燃料噴射量をふやさざるをえない。したがって、かかる場合には一段階低い機関回転数または出力(負荷)の実験値に注目する必要がある。かかる点に留意し、図-3~図-5の実験結果をみると、一酸化炭素(CO)と煙濃度(S_b)はともに空気過剰率(λ)が小さくなると双曲線的に増加し、両者の間に相関関係のあることが知れる。とくに一酸化炭素(CO)は、 $\lambda > 2.0$ の範囲では0.2%程度の値であり、従来いわれていたように無視できる程度であるが、 $\lambda \approx 1.5$ 付近になると急激に増大し2%を超えるようになる。この値は1970年度カルフォルニア基準の1%よりもはるかに高い値であり、ガソリン機関の場合と同様に浄化対策を講ぜね

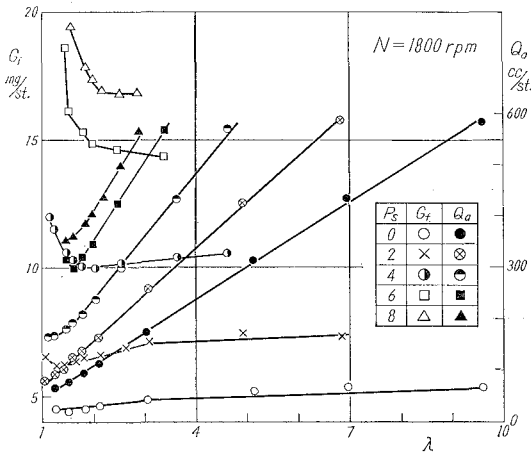


図-3(a) 給気比, 燃料噴射量と λ の関係

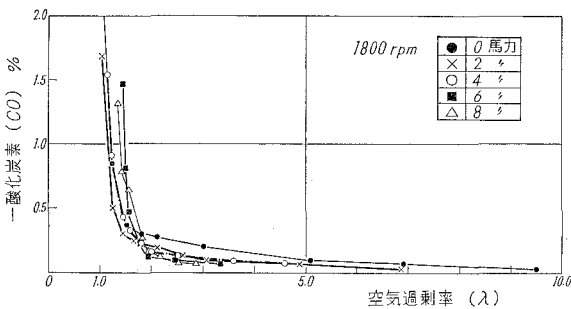


図-3(b) CO と λ の関係

はるかに高い値であり、ガソリン機関の場合と同様に浄化対策を講ぜね

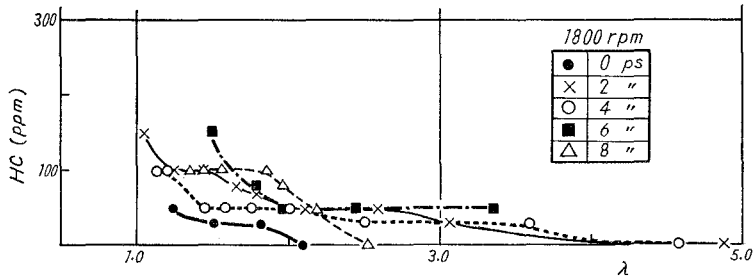


図-3(c) HCとλの関係

ばならないことがわかる。なお、一酸化炭素 (CO) の急激な増加を開始するところの空気過剰率(λ)は軽負荷ほど小さくなっている。

このため、空気過剰率がλ=1.5~1.75より小さい範囲では、高負荷ほどCOの値が大きく、λ>1.75の範囲では逆に小さくなっている。この関係は

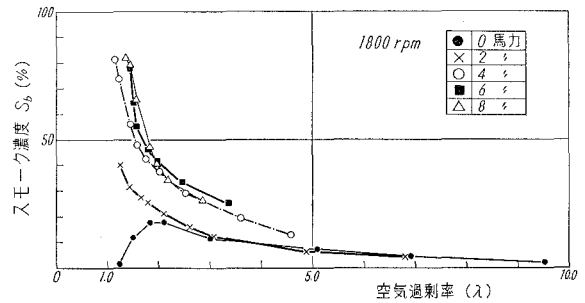


図-3(d) Sbとλの関係

(CO~No) 線図で表わすとより明確にわかる(図-6参照)。これは、高負荷になると、一般に渦流室およびシリンダ内ガス温度が上昇し、したがって燃料噴霧の気化が促進され、火炎が均一

混合気内を伝播するので燃焼状態は良好となり、COは減るものと考えられる。とくに空気過剰率(λ)が小さく、むしろ過濃状態にあるときは燃料の気化の増進は、渦流室内の混合気を過濃の状態におとしいる。このため、不完全燃焼となり、主燃焼室内でも十分に反応しきれず排気中のCOは増加す

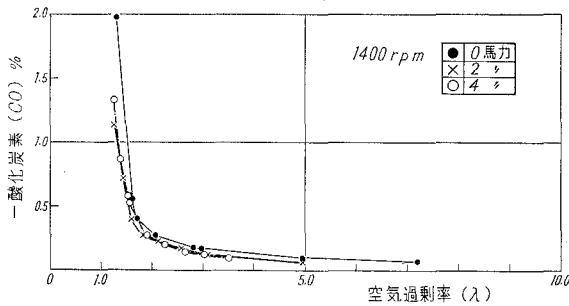


図-4(a) COとλの関係

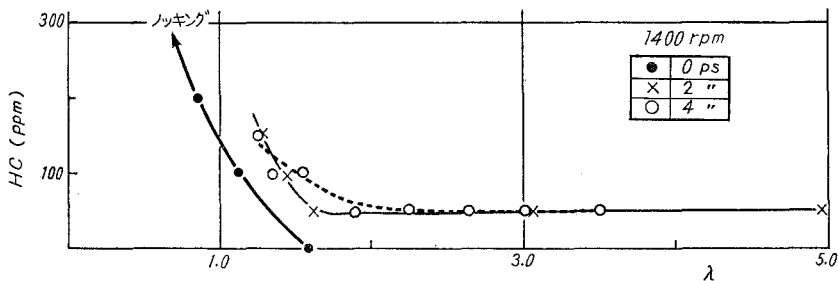


図-4(b) HCとλの関係 見掛の空気過剰率とHC(ppm)

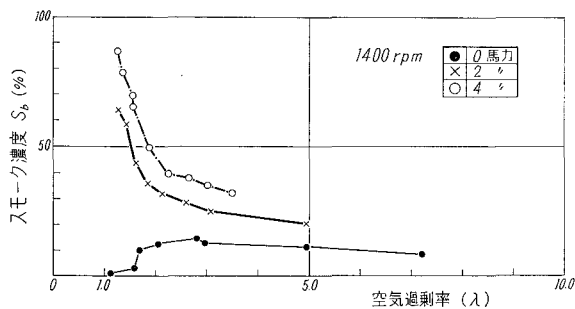


図-4(c) S_b と λ の関係

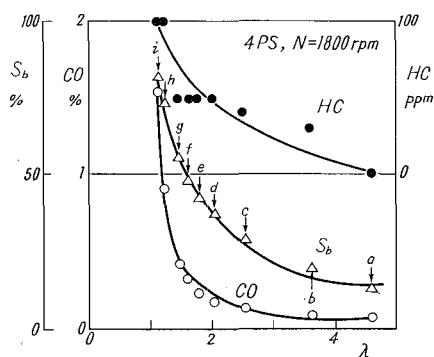


図-5(a) 煙濃度と λ の関係

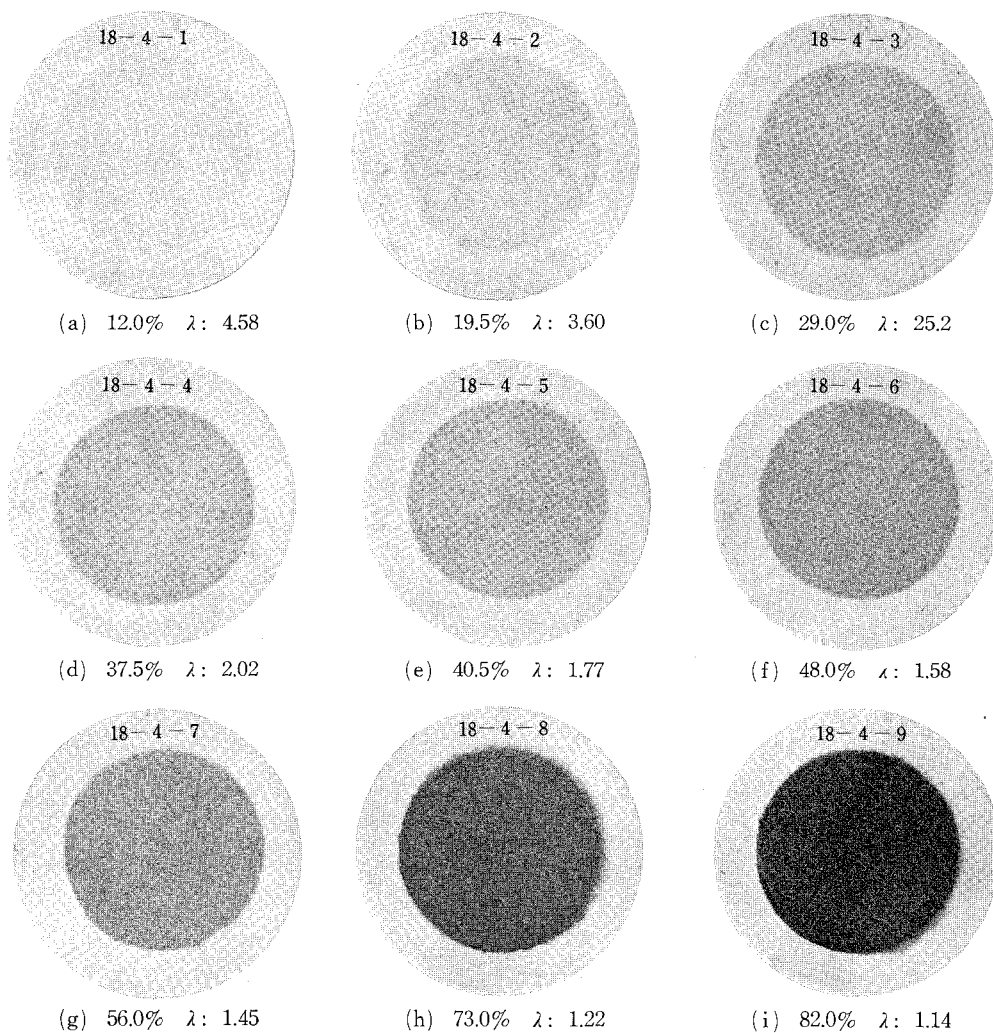


図-5(b) 煙濃度と λ の関係

るものと思われる。これに対し、煙濃度 (S_b) は高負荷ほど高く、しかも $\lambda=5.0$ 付近から順次増加し、実用範囲、 $\lambda=1.5\sim 3.0$ では $S_b=80\sim 30\%$ にも達している。

なお、すすの発生に関する見解として、Meurer は「排気ガス中のすすは初期酸化過程の結果であり、反応領域内での分解速度と酸素供給速度とが一致しないときすすは発生する。したがって、反応速度と温度が上昇すれば反応区域の酸素が減少し、燃料の分解とそれに基づく自由炭素の分離を生ずる」と、これを否定し「乱流火炎の前面が不均一混合気内を前進するが、このとき $\lambda=1.3\sim 1.5$ の場合でも酸素の不足領域が生じ、火炎通過領域内で自由炭素が分離しうる」とする György Sitkei⁹⁾ の見解などがある。

しかし、初期酸化過程と火炎伝播過程の両者と負荷の増加にともなって燃料噴射量が多く (冷却作用)、噴射期間の延長によるための発煙の助長との三者の兼ね合いによって煙濃度は左右されるものと考えてのが妥当ではなかろうか。なお、無負荷運転の場合に限って、空気過剰率 $\lambda=2$ 付近から煙濃度 (S_b) は低下しているが、これは燃料噴射量の増大による冷却作用に基因するものとする。いずれにせよ、高負荷になると図-5 (b) に示すように煙濃度 (S_b) がいちじるしく増加するので、高負荷運転を必要とせぬように余裕をもった機関を、空気過剰率 (λ) の大きい範囲で使用するよう配慮すべ

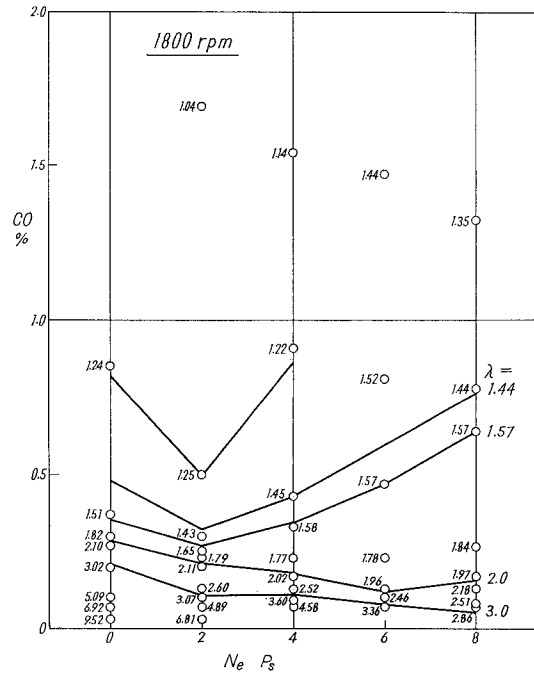


図-6 (a) CO と N_e の関係

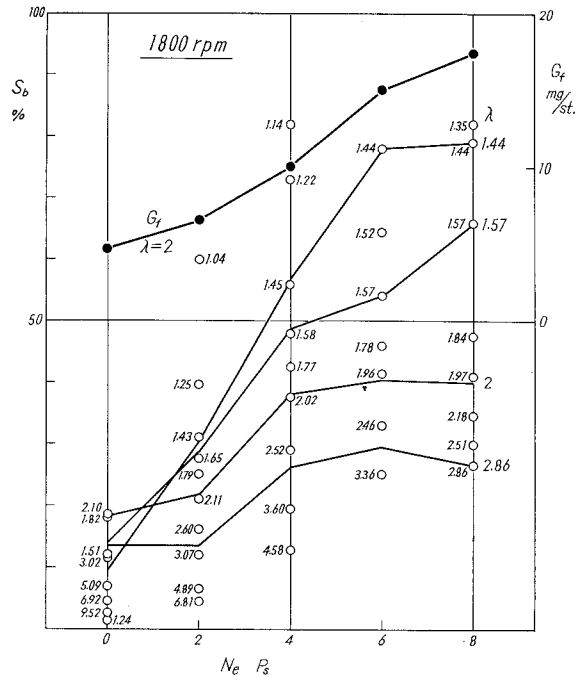


図-6 (b) S_b と N_e の関係

きではなかろうか。このほか、空気清浄器の目づまりによる吸気負圧の増加によって吸込空気量が減少すると黒煙発生の大きな原因となるので留意すべきである。

これに対し、炭化水素 (HC) はバラツキが大きく一貫した傾向は認めにくい、空気過剰率 (λ) が小さくなると順次増加し、その値は $\lambda=2$ のとき 100 p.p.m. 程度となっており、これは4サイクルガソリン機関の約 400 p.p.m. よりもかなり小さい値ではあるが、1970年カリフォルニア基準の 180 p.p.m. (FIA 測定) の約 1/2 にあたり、しかも赤外線分析計で測定した事を考慮した場合、この値は必ずしも小さいとはいきれないようである。そのうえ、空気過剰率 (λ) が小さくなり、アイドルング・ノックが発生すると炭化水素 (HC) は急激に増大し、300 p.p.m. 以上となり、本分析計の使用範囲を越える。これは、アイドル・ノックの防止対策が完全に成功していない現状では注意すべき事実と云えよう。

b) 燃料噴射量を変えた場合 (燃料噴射量, 出力の影響) 定速ディーゼル機関の出力調整は吸込空気量を絞ることなく燃料噴射量の増減のみによって行なわれている。すなわち、給気比 (K) および機関回転数 (N) を一定とし、燃料噴射量 (G_f) を増すと空気サイクルから遠ざかり図示効率 (η_e) は低下するであろう。しかし、空気過剰率 (λ) が $\lambda \geq 1$ の範囲ではその低下はあまり大きくないので発生出力 (N_e^*) は燃料噴射量 (G_f) に比例するであろう。したがって、空気過剰率 (λ) は出力 (N_e) が増加するにつれてほぼ直線的に減少する (図-7 (a), (b) および 図-8

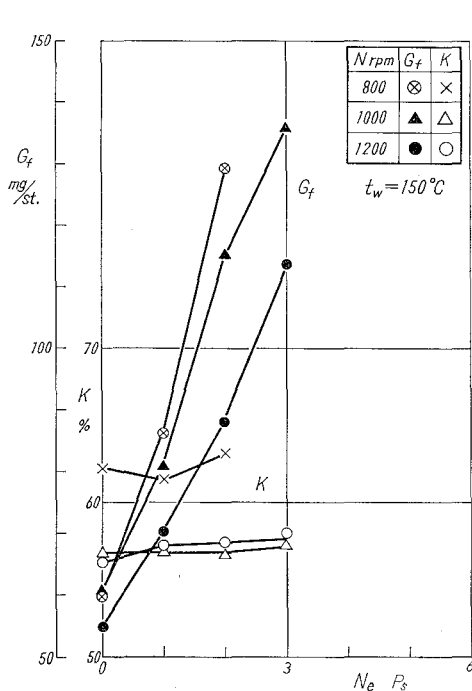


図-7(a) K , G_f と N_e の関係

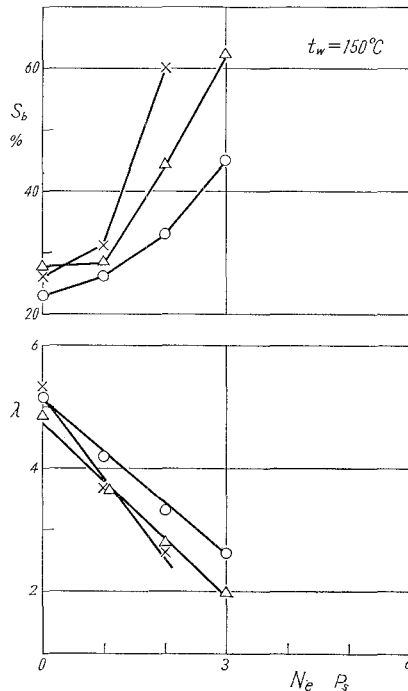


図-7(b) S_b , λ と N_e の関係

(a), (b) 参照)。このため、 $\lambda \geq 1$ の範囲では煙濃度 (S_b) は出力 (N_e) に直線的に比例して増加するが、この傾向は、機関回転数 (N) が低いほど、渦流室温度 (t_w) が低い程顕著である。

一般に、発生出力の増加はシリンダ温度をたかめ、着火おくれを短縮して急激な燃焼を防ぐが、本実験では渦流室の壁温度を一定に保つように外部冷却を調整したので煙濃度 (S_b) に及ぼす影響は主として燃料噴射量に支配されるのが妥当であろう。すなわち、図-7 および 図-8

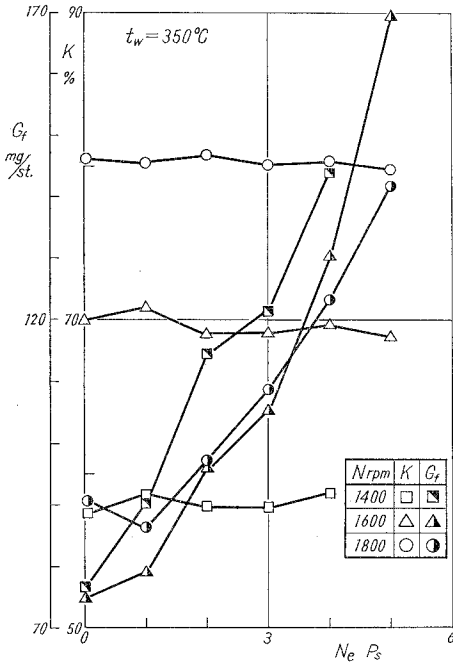


図-8 (a) K, G_f と N_e の関係

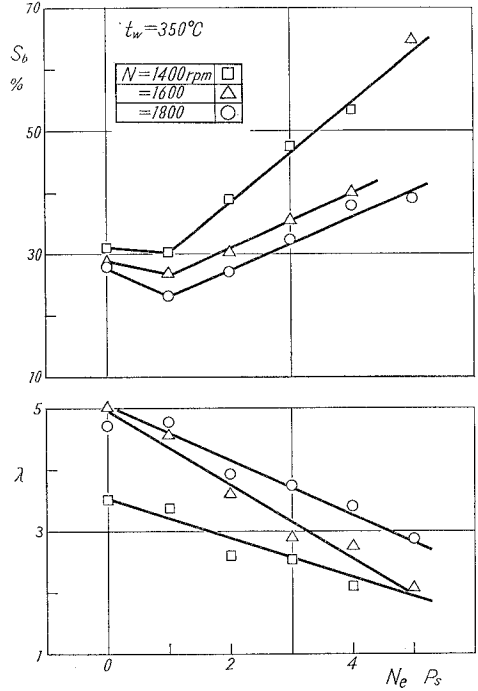


図-8 (b) S_b , λ と N_e の関係

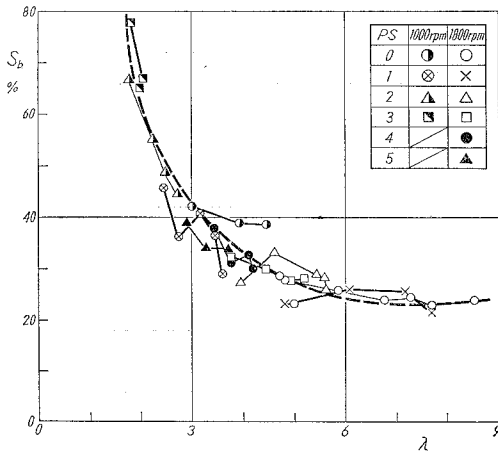


図-9 S_b と λ の関係

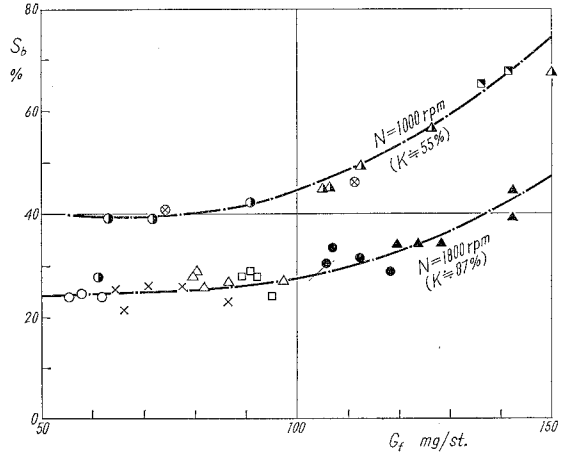


図-10 S_b と G_f の関係

の実験結果を空気過剰率 (λ) でプロットすると 図-9 のようにならばらついてはいるが、曲線上に揃っている。これを燃料噴射量 (G_f) について整理してみると、図-10 に示すようにならばきれいに曲線上に揃っている。したがって、煙濃度 (S_b) に及ぼす出力 (N_e) の影響については、そのときの給気比 (K) と燃料噴射量 (G_f) の大小を吟味すればよく、給気比 (K) がたかく、燃料噴射量 (G_f) が少ないほど煙濃度 (S_b) は減少することが確認された。

III・2 機関回転数の影響

排煙の発生防止は混合気の生成を完全かつ速に行ない、燃焼時間を充分にとることが必要である。この観点からすると、機関回転数の増加は空気の乱れを助長し、均一混合気の生成上からは望ましいが、逆に燃焼時間の短縮を意味する。しかし、供試機関の回転範囲では機関回転数に比例して吸込空気量が增大し、シリンダ内ガス温度が上昇するので、これらの影響も加味されるであろう。また、機関回転数 (N) が増加しても一方では、機関の発生出力 (N_e) を一定に保つためには燃料噴射量 (G_f) を減らす必要がある (図-11 参照)。したがって、煙濃度 (S_b) は減少する。このように、機関は高速回転で空気過剰率 (λ) を大きくして運転するのが煙対策の上から望ましいことがわかる。この場合、機関回転数 (N) によって給気比 (K) が大幅に変わるので、煙濃度 (S_b) を燃料噴射量 (G_f) でプロットしても一曲線上には揃わない (図-12) が、しかし、これを空気過剰率 (λ) で整理すると 図-13 に示すように、一曲線上に比較的よつ揃い、しかもその曲線は機関回転数 (N) を一定とし、出力を変えた場合の実験結果とよく一致している。したがって、渦流室壁温度を一定に保った場合に、煙濃度 (S_b) におよぼす機関回転数 (N) の影響は、機関回転数の増加にともなう

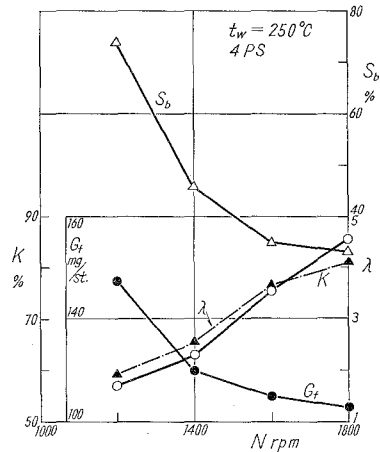


図-11 S_b と N の関係

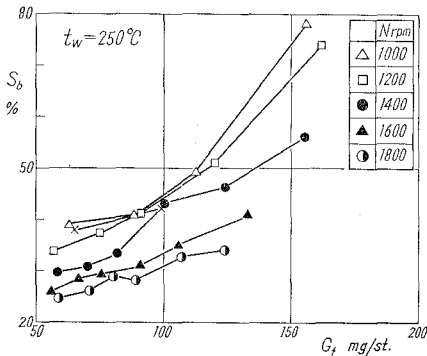


図-12 S_b と G_f の関係

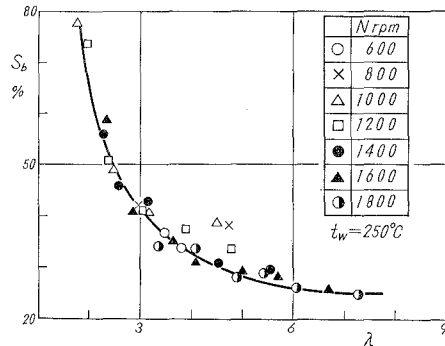


図-13 S_b と λ の関係

給気比の増大， 空気過剰率の上昇に基因するものであって， 機関回転数 (N) それ自体の影響はほとんど認められないと結論できよう。

III・3 渦流室壁温の影響

Pischinger の研究によると燃焼過程の進行は， 副室と壁面に噴射された燃料の量により決

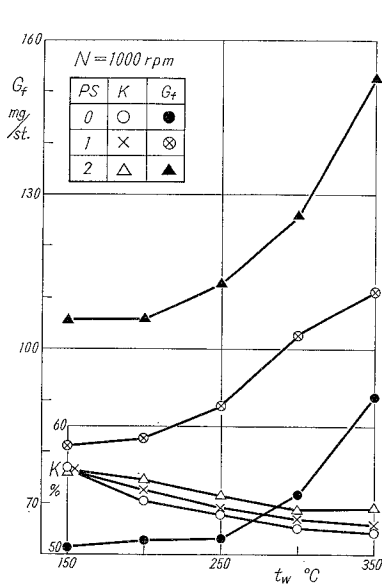


図-14 (a) G_f, K と t_w の関係

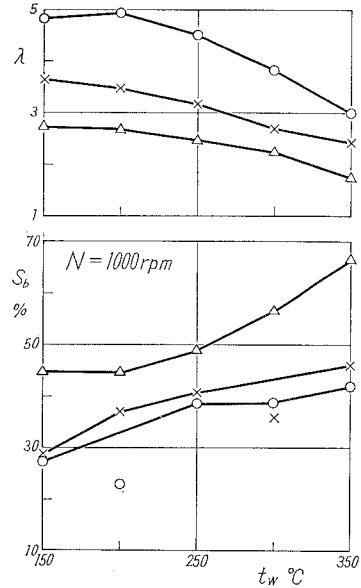


図-14 (b) λ, S_b と t_w の関係

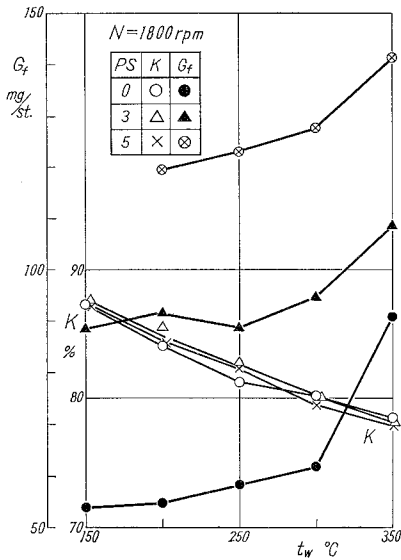


図-15 (a) G_f, K と t_w の関係

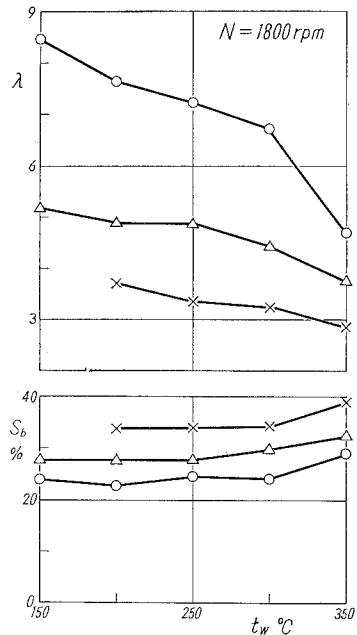


図-15 (b) λ, S_b と t_w の関係

定されることが明らかにされている。本型式機関においても、渦流室壁面温度が上昇すると燃料噴霧の気化が促進されるので、空気過剰率 (λ) の大きい場合には燃焼状態が良くなるが、過濃な状態において、気化の増進は空気不足を招来するので煙濃度 (S_b) は増加するであろう。かかる予想のもとに渦流室壁温度を $t_w = 150^\circ\text{C} \sim 350^\circ\text{C}$ の範囲に変えて実験した。その結果を図-14 および図-15 に示す。図によると、壁温を 150°C から 350°C に上げる

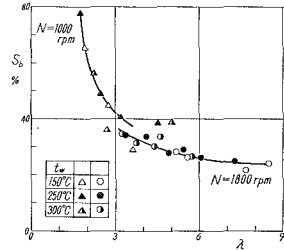


図-16 S_b と λ の関係

と給気比 (K) は $N=1000$ r.p.m. の場合約 30%, $N=1800$ r.p.m. の場合には約 10% も低下している。したがって、同一発生出力を保持するためには、燃料噴射量 (G_f) をふやさざるを得ない。このため、空気過剰率 (λ) は小さくなり、煙濃度 (S_b) は渦流室温度に比例して増加している。いま、壁温 150°C と 350°C の場合を比較すると低速回転 ($N=1000$ r.p.m.) では煙

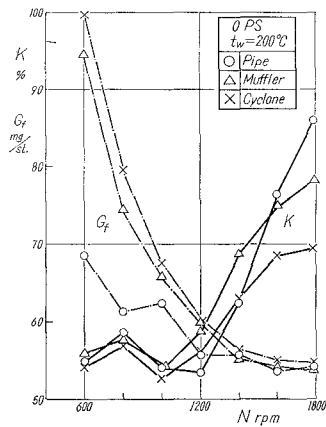


図-17 (a) K , G_f と N の関係

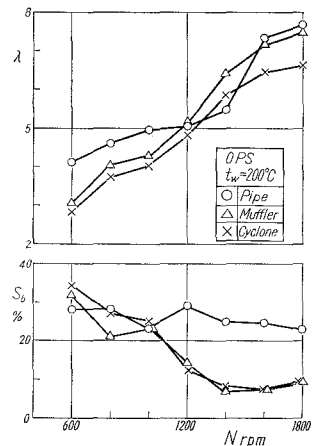


図-17 (b) λ , S_b と N の関係

濃度 (S_b) が約 15% も増加しているが、高速回転 ($N=1800$ r.p.m.) では、空気過剰率 (λ) の低下の割には煙濃度 (S_b) が増加していない (約 5% 程度)。これは、 $N=1800$ r.p.m. の場合の空気過剰率 (λ) が $\lambda=3 \sim 8$ の範囲にあるのに対し $N=1000$ r.p.m. の場合には $\lambda=2 \sim 5$ と前者よりも小さい範囲にあたるためと思われる。なお、上述の推論と本実験の結果とを考えた場合、壁温の上昇は発煙を促進しているかのようにも思われるが、これらの実験結果を空気過剰率 (λ) でプロットしてみると図-16 となり、さきに示した実験結果 (N の変化, P_s の変化) とかなり近似している。

したがって、本実験範囲における壁面温度 (t_w) 自体の影響はほとんどないようである。

III.4 消音器の影響

排気ガス成分および煙濃度におよぼす諸因子の影響を調べるため消音器を取り除き、実験を進めてきた。その結果、給気比、燃料噴射量、出力、渦流室壁温度および機関回転数などの影響は、いずれも空気過剰率の変化について吟味すればよいことが確認された。しかし、実用機関には消音器の取り付けが不可欠であり、その影響を知る必要がある。

なお、消音器は排気管系の一部として機関性能に関与するので、この点についても明らかにする必要がある。

そこで、供試機関の消音器 (図-18 (a) の A, Muffler) とサ

イクロン型消音器(図-18(a)のB, Cyclone)および消音器なしの場合を比較したのが図-17, 図-18, 図-19である。図によると, 消音器を取り付けるとアイドリング運転の場合(図-17(a))には, 中速回転では給気比(K)が高くなるが, 低回転および高回転では低下している。また, 機関出力 $N_e=3$ Psの場合には消音器(A)では低速によく, 高速に悪い, 消音器(B)の場合には全回転範囲にわたって給気比(K)は低い。このため燃料噴射量は増加している。したがって, 空気過剰率(λ)は pipe>Muffler>cyclone の順になっているが, 煙濃度(S_b)は逆の順序となっている。この関係をより明確にする目的で空気過剰率(λ)についてプロットしたのが図-19であるが, 消音器(A)および(B)の煙濃度(S_b)は全く同じ値を示している。しかし, 排気管だけの場合よりも, とくに空気過剰率(λ)が大きい範囲において小さな値を示しており, 発煙の軽減用として有用なことがわかる。

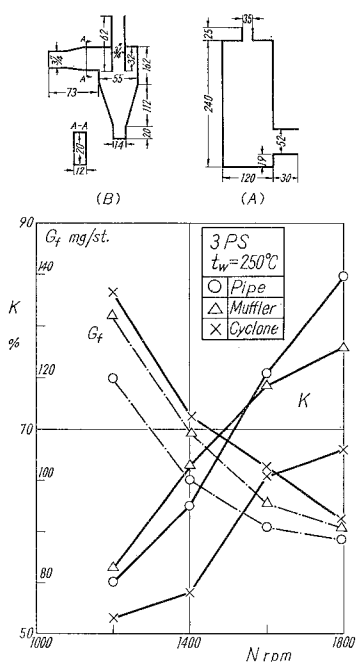


図-18(a) K , G_f と N の関係

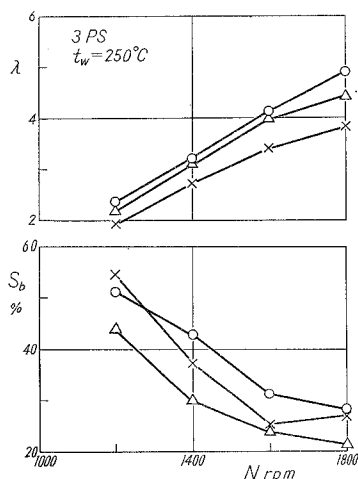


図-18(b) λ , S_b と N の関係

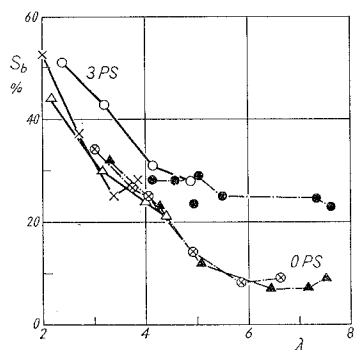


図-19 S_b と λ の関係

しかし, 消音器を取り付けると機関性能が低下する傾向があるので, この点を考慮し, 消音効果のみならず, 煙濃度(S_b)の軽減対策に立脚した積極的な消音器設計を進めるべきであろう。

III・5 排気ガス成分の変化

排気ガスの有害成分の生成状況を知るために, 渦流室における燃焼過程での排気成分の変化を測定することは, 意義のあるものと考えられる。そこで, 電磁サンプリング弁を渦流室に取り付け, 各クランク角における燃焼ガスを抽出し, 赤外線分光分析計で CO および HC を分析した。その結果の代表例を図-20 に示す。図によると, CO および HC の値はばらつきが大きくははっきりとした傾向を掴みにくいが, 上死点後 $15^\circ \sim 35^\circ$ 付近の定圧燃焼期間で最大と

なり、排気孔開口時期に進むにつれて減少している。また、両者の間には相関関係があり、無負荷運転時よりも低負荷運転の方がCOおよびHCの含有率は低くなっている。

György Sitkei は直接噴射式ディーゼル機関の実験から、クランク角 15° 付近でCO含有率が最大となりその値は燃焼ガスの抽出場

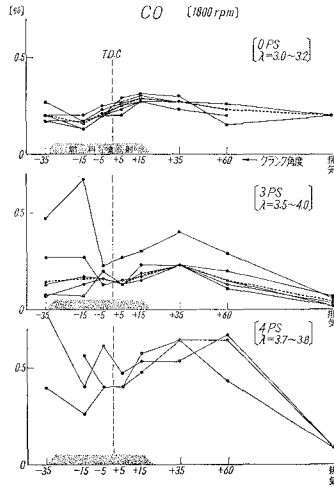


図-20(a) CO の変化

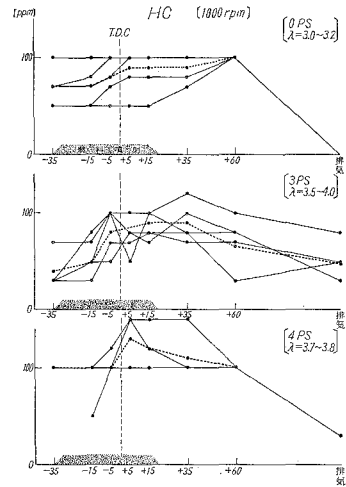


図-20(b) HC の変化

所で非常に異なることを明らかにするとともにCO含有率の経過をクランク角(φ)の関数として

$$CO = a \cdot b / \varphi_i \cdot \varphi^2 e^{-\frac{\varphi}{a\varphi_i}} \tag{3}$$

で与えている。ここに φ_i 着火おくれ角, a, b: 定数であり空気過剰率(λ)に関する。

供試機関は、Sitkei の用いた機関と相似ではないが参考のために φ_i=20°, λ=3.0 のとき Sitkei の与えている a=0.15, b=9.90 を用い φ=15° のときの CO % を概算すると 0.2% となる。これに対し、実験値(λ=3.0, 無負荷)は 0.29% で、かなり近似している。したがって、燃焼現象に関する Sitkei の考察が本型式機関にも適用できるようである。

IV. 結 言

以上、排気ガスの成分および排煙におよぼす給気比、燃料噴射量、出力、機関回転数、渦流室壁面温度および消音器の影響について述べたが要約すると次のとおりである。

1) 本型式機関においては濾紙煙濃度計による指度と透過式煙濃度計による指度との間には相関関係はなりたない。

2) 吸込み空気を絞っていくと、一酸化炭素および煙濃度は双曲線的に増加し、空気過剰率(λ)が λ ≤ 2 入になると急激に増大する。この傾向は高負荷ほど顕著であり、ノッキング状態で最高値(CO 値 3% 以上)を示す。また、発生炭化水素も同様の傾向を示す。

3) 吸込み空気量を一定として燃料噴射量を増加させた場合、機関出力は増加するが、この場合燃料噴射量に比例して煙濃度も増加する。

4) 機関回転数がたかくなると煙濃度は減少する。これは、高速化にともなう給気比の増大、すなわち、空気過剰率の上昇に基因するものであって機関回転数自体(空気渦流速度の増

加にもとづく均一混合気形成)の影響は認められない。

5) 渦流室壁温度をたかめると煙濃度は増加する。これは、給気比の低下を招き、空気過剰率が低下するため、壁温自体の影響は認められない。

6) 消音器を採用すると、とくに高空気過剰率領域の煙濃度は減少する。したがって、機関出力、消音効果、煙濃度軽減効果を考慮した積極的設計をすべきである。

7) クランク角度に対する一酸化炭素および炭化水素の含有率は上死点後 $15^{\circ}\sim 35^{\circ}$ の定圧燃焼時期に最大となり、反応が進行して順次低下し排出される。この傾向は Sitkei の与えた直接噴射式ディーゼル機関における式と定性的一致をみる。

終りにのぞみ、日頃御指導頂いている、東京大学宇宙航空研究所浅沼強教授、玉川大学赤木盈教授、北海道工業大学黒岩保教授、北海道大学深沢正一教授、村山正助教授、実験装置の製作を担当した本学福島和俊教官、早川友吉技官、加藤春吉技術員および本実験を担当した本学卒業生鈴木弘(シマー電気 K.K.)、西 哲司(北英熱器 K.K.)、榎 武夫(日産自動車 K.K.)、上田健司(日本ケミカルコンデンサ)、小深田 孝(ダイハツ自動車 K.K.)の諸君に深堪なる謝意を表す。なお、本実験の一部は昭和 41 年度文部省科学研究助成金で行なわれたことを附記して謝意を表す。

(昭和 43 年 4 月 30 日受理)

文 献

- 1) 斉藤：三菱技報, 3, (5).
- 2) 川田：機械学会誌, 昭 32-1.
- 3) 三原：内燃機関, 4, (33), 1965.
- 4) 吉田：機械の研究, 11, (10), 1959.
- 5) 斉藤：自動車技術, 17, (12), 1963.
- 6) 小早川：自動車技術, 18, (11), 1964.
- 7) 東：内燃機関, 2, (1).
- 8) 橋爪：いすゞ技報, 45 号.
- 9) György sitkei, K. V. D. 1964.

固体壁近傍の予混合火焰の安定性について

澤 則 弘*・林 重 信

On the Stability of Premixing Flame in the Neighbour of Solid Wall

Norihiro Sawa and Shigenobu Hayashi

Abstract

To examine in detail the effects of solid wall on the characteristic and construction of combustion flame, we provided the flat flame burner with porous port, which was designed to provide a practical approach to the ideal condition for the study of laminar flame propagation. And we made a flat flame taking use of this flat flame burner, and measured experimentally the lift, the length and the temperature of flame, and sketched out the construction of flame.

Consequently, it is ascertained that the stability and lift of flame depend mainly on the amount of mixture flow, mixture ratio and the velocity of side air flow.

I. 緒 言

内燃機関のシリンダ内表面温度は、燃焼ガス温度よりもかなり低い状態に保たれている。このためシリンダ壁面の近傍では燃焼が完了せず、未燃ガスの生成や火炎の吹消え現象などが起こっている。かかる現象は、エネルギー変換過程においても好ましくないことはいうまでもなく、公害問題として注目されている炭化水素や一酸化炭素の排出の原因ともなる。したがって、壁面近傍における燃焼現象を解明することは重要な意義をもつものである。

冷却壁の火炎に対する作用は、火炎と壁面との距離、すなわち消炎距離によって論ずることができ、坑道における爆発の防止という目的から数多くの研究¹⁾がおこなわれてきた。この消炎距離と燃焼条件との関係は火炎の構造を解明する重要な手掛りとなり、火炎の性質を知ることが各種燃焼器における火炎の安定性を予想し、また燃焼器を設計するうえにも有力な指針を与えるものである。かかる観点から、まず次元の平らな板状火炎を金属粉末を焼結した多孔板を応用して作り出し、かかる火炎構造におよぼす壁面温度、混合気流量、混合比、横風流速および横風温度の影響について実験的に調べたのでここに報告する。

II. 実験装置および方法

実験装置の系統図を 図-1 に、写真を 図-2 に、さらに燃焼器のバーナー部分を 図-3 に示

* 茨城大学工学部教授

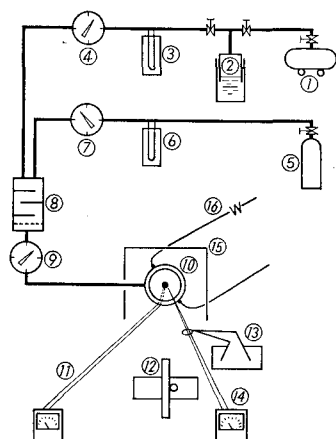


図-1(a) 実験装置

- | | |
|-------------|----------------|
| ① コンプレッサー | ⑨ ガスメーター |
| ② 脈動鎮静タンク | ⑩ 燃焼器 |
| ③ マノメーター | ⑪ アルメル・クロメル熱電対 |
| ④ ガスメーター | ⑫ 読取り望遠鏡 |
| ⑤ プロパンガスボンベ | ⑬ 三次元微動移動装置 |
| ⑥ マノメーター | ⑭ 白金・白金ロジウム熱電対 |
| ⑦ ガスメーター | ⑮ つい立 |
| ⑧ 混合器 | ⑯ 冷却水 |

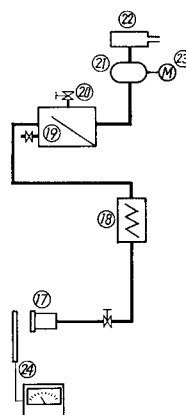
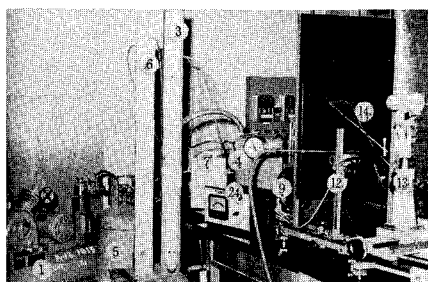
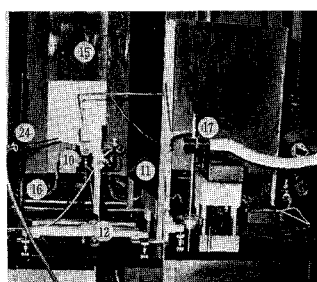


図-1(b) 横風供給装置

- | |
|-------------|
| ⑰ 横風送風器 |
| ⑱ 熱風発生器 |
| ⑲ 脈動鎮静分配タンク |
| ⑳ スルース弁 |
| ㉑ ルーツプロア |
| ㉒ クリーナー消音器 |
| ㉓ 駆動モーター |
| ㉔ サーミスタ流速計 |



(a)



(b)

図-2 実験装置

す。図において燃焼用空気は空気圧縮機①から脈動鎮静および一定圧調整用のタンク②を経て、絞り流量計③およびガスメーター④で計量され混合室⑧に送入される。同様に燃料(L.P.G.)は燃料タンク⑤の減圧弁によって調整され、絞り流量計⑥およびガスメーター⑦で計量されて混合室⑧に送られ、そこで空気と混合し、ふたたびガスメーター⑨を通過して燃焼器⑩に導びかれ燃焼する。なお、燃焼器は粉末燐青銅の焼結多孔板を用いて図-3の如く作成し焼結多孔平板より混合気を噴出させ、その平板上に平坦火焰を作らせたもので、多孔平板が低温壁として働く。なお、多孔平板の中央表面にはアルメル・クロメル熱電対⑪(0.3 mmφ)を埋め込み、冷却水量を変えて⑯、低温壁をある温度範囲内で調整できるようにしてある。この

際、燃焼器の金属多孔平板以外の露出部分はすべて黒色にして、できるだけ輻射を防ぐように留意した。

かかる実験装置において、空気流量、燃料流量すなわち空燃比 ($MR = 28 \sim 40$)、混合気流量 ($Q_m = 10 \sim 30 \text{ lt/min}$) および壁面温度 ($t_w = 15^\circ \sim 80^\circ\text{C}$) を変えながら、火炎の浮き上り (h_f)、火炎の厚さ (h_f) を手製の読取望遠鏡 ⑫ で、火炎温度分布は白金-白金ロジウム熱電対 ⑭ および三次元微動移動装置 ⑬ を用いて、火炎形状はスケッチおよび写真撮影によって測定および記録した。なお、混合気に点火しない場合の流速分布は図-4に示すように燃焼器の構造上、両側の流速が低く、それにつれて温度も低いので温度の代表値としては中央の3点の平均値を採用し、流速を用いる代りに流量を測定した。

次に横風の影響を調べる目的で、図-1(b) および図-2(b) に示すような装置を準備した。すなわち、ループブロウ ⑳ タンク ⑲ ($100 \times 100 \times 150 \text{ cm}$)、熱風発生機 ⑳ をとあわせて焼結合金の多孔板から層流状態として風を吹き付けた。その流速は、サーミスタ流速計 ㉑ を用いて測定した(燃焼器より上流7 cm の場所)。

なお、使用せる市販プロパンガス (L.P.G.) の組成は次の通りである。

	(mol %)	(wt %)
プロパン	76.6	72.7
イソブタン	13.4	16.8
プロピレン	4.6	4.2
正ブタン	2.6	2.6
エタン	0.5	0.3
ブチレン	2.8	3.4
平均分子量	2.8	

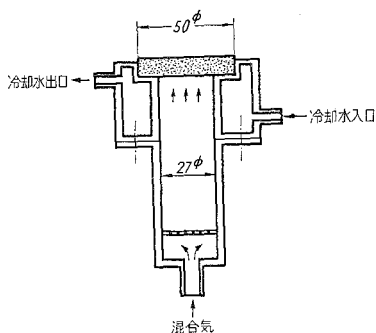


図-3 燃焼器の構造

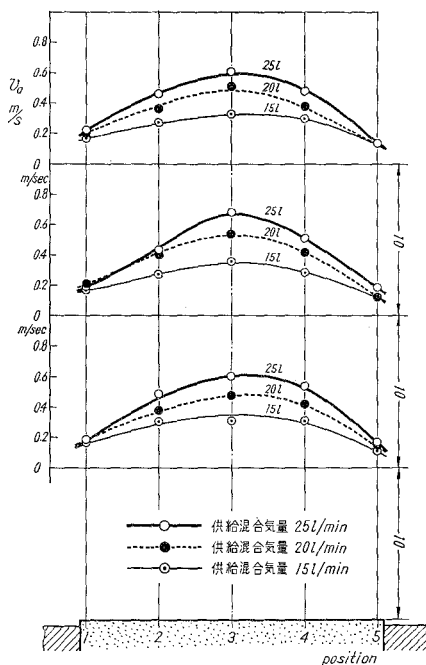


図-4(a) 流速分布

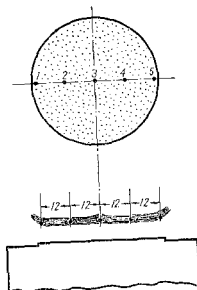


図-4(b) 火炎温度分布測定点

III. 実験結果および考察

III-1 壁面の影響

低温壁面近傍の未燃層の例として、低温壁面から混合気を吹き出しそこに点火して火炎を作るとき、壁面と火炎前面の間の層（火炎の浮き上り）ができる。この層の厚さに関する山崎氏²⁾や西脇氏³⁾らの研究があるが、いずれも図-5のような燃焼火炎（温度分布）の模型を想定し、エネルギー式、連続の式およびアウレニウスの反応式から出発している。その結果、西脇氏らは

$$\frac{C_p \cdot m \cdot h_i}{\lambda} = \ln \left\{ \frac{q - C_p(T_f - T_i)}{q - C_p(T_f - T_w)} \right\} \quad (1)$$

の関係を与えている。ここに m : 重量流量 ($\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$)、 T_f : 火炎温度、 T_i : 燃焼開始温度、 T_w : 壁面温度、 q : 混合気の発熱量 (Kcal/kg)、 λ : 熱伝導率 ($\text{Kcal}/\text{m}\cdot\text{sec}\cdot^\circ\text{C}$)、 C_p : 比熱 ($\text{kcal}/\text{kg}\cdot^\circ\text{C}$)、 h_i : 浮き上り (m) である。しかも $T_f = T_i$ とした近似式が $t_w = 50^\circ \sim 150^\circ\text{C}$ 、 $t_f = 1000 \sim 1600^\circ\text{C}$ の範囲の実験値とよく合うことを示すとともに 1) 流量 (m) は大きな影響をもち、混合比が同じとき m の増大にともなって h_i は減少する。2) 実験の範囲での壁温の変化はほとんど影響しないと結論している。

本実験範囲 ($t_w = 15 \sim 90^\circ\text{C}$ 、 $t_f = 1000 \sim 1150^\circ\text{C}$) においては、火炎の浮き上り (h_i) が $h_i = 0.5 \sim 1.5 \text{ mm}$ の範囲に散在しているものの、西脇氏らの場合と同様に壁温の影響をほとんど受けていない (図-6 参照)。かかる現象は火炎温度 (t_f) も変化しないので、(1) 式の結論と必ずしも一致しない。しかし、壁温が上昇すると冷却壁の吸熱量が減少するので燃焼速度は増加し、

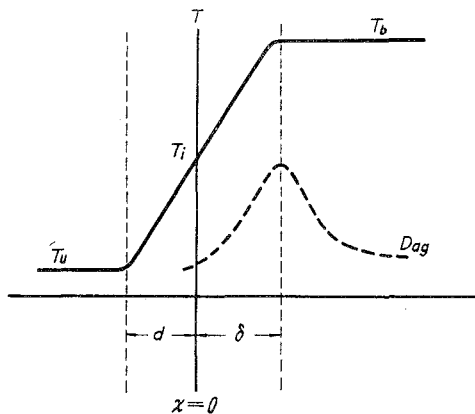


図-5 火炎の温度分布

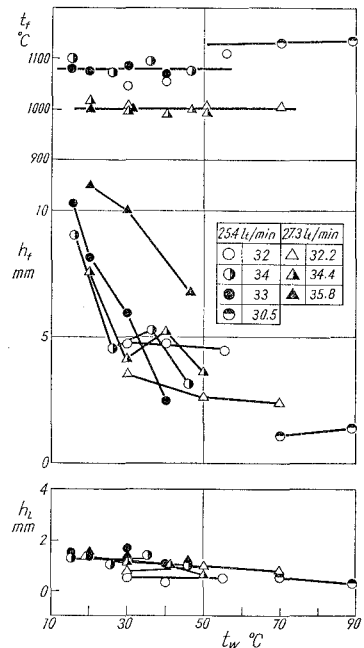


図-6 火炎状態と壁温

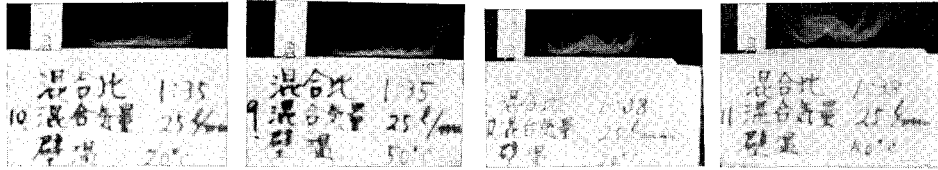


図-7 火焰写真 (壁温の影響)

火炎厚さ (h_f) が混合気の流出速度に近づくためであろう。したがって、完全なフラット・フレイムでないかぎり火炎の厚さ ($h_f = 2 \sim 10 \text{ mm}$) が存在するので $T_f = T_w$ (または $h_f \neq 0$) と近似するわけにはいかない。このように、燃焼火炎や未燃層の厚さに対して壁面温度がほとんど関与しないという実験的事実は、公害対策として未燃層の縮小を計画するうえからも困難な問題をなげかけていると云わざるを得ない。なお、図-7の火炎写真によると、火炎はいずれもブルー・フレイムを呈しているが、混合比が大きく、不安定な燃焼状態にある場合には、壁面温度の影響があらわれているようである。

III-2 混合気流量の影響

いま、(1)式によると混合気の発熱量 (q)、火炎温度 (T_f)、壁面温度 (T_w)、熱伝導度 (λ)、比熱 (C_p) などが等しい場合には火炎の浮き上り (h_i) は重量流量 ($\text{kg/m}^2\text{s}$) に直線的に逆比例することになる。ここでは火炎全般に注目し、混合気流量 (Q_m) の影響を調べた。すなわち、燃焼用空気とプロパンガスとの混合割合を一定とし、混合気流量を $Q_m = 10 \sim 30 \text{ lt/min}$ の範囲に変えた場合の実験結果 (火炎の浮き上り h_i 、火炎厚さ h_f 、および火炎温度 t_f) を図-8に、火炎写真を図-9に示す。

図によると、混合気流量 (Q_m) が増加すると火炎の浮き上り (h_i) は短くなり、 $Q_m = 15 \text{ lt/min}$ において最少値を示し、完全なフラット・フレイムを呈する (図-9(a)および(d))。さらに混合気流量が多くなると、火炎の浮き上り (h_i) および火炎厚

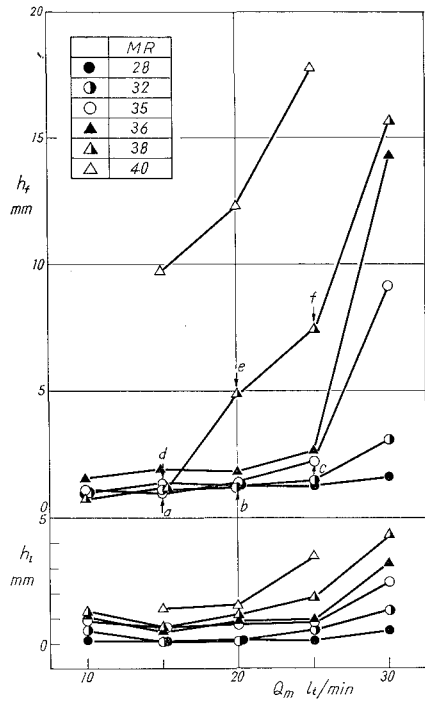


図-8(a) 火焰状態と混合気流量

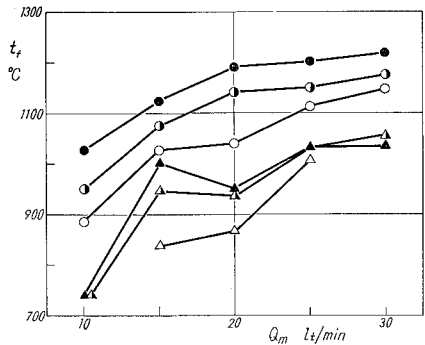


図-8(b) 火焰状態と混合気流量

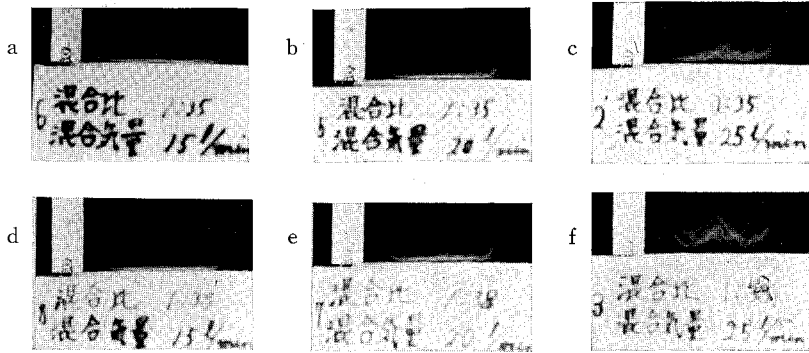


図-9 火焰写真 (混合気流量の影響)

さ (h_f) は増加し、火炎上面に不安定な突起火炎が生じ (図-9 (b) および (e)), $Q_m=25 \text{ lt/min}$ ともなると不安定な W 字型火炎となる (図-9 (c) および (f))。この傾向は混合比 (MR) が大きいほど顕著であり、 $MR=40$ の場合には、燃焼可能な混合気流量には上限と下限があることがわかる。これわ、反応帯に入る混合気流量が大きい場合には、混合気の燃焼速度よりも混合気流速が大きいので火炎は浮き上り、不安定となり、吹き消えを生ずる。しかし、混合気流速が低下するにつれて燃焼速度に近づき、火炎を順次壁面に近づいてきれいなフラット・フレイムを呈する。これが、さらに小さくなると壁面の冷却作用が助長され、火炎は壁面から離れて消炎してしま

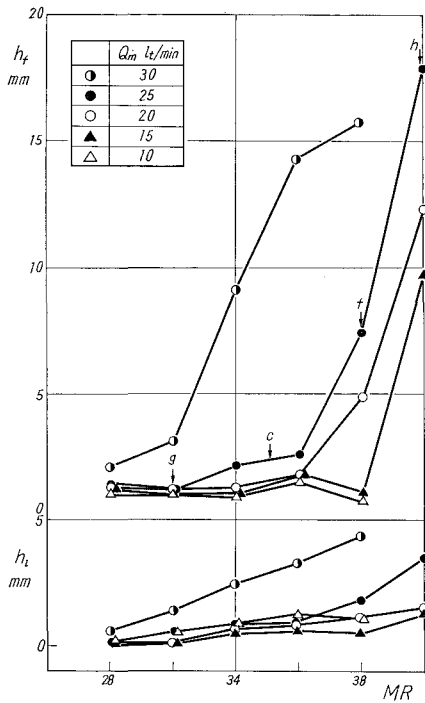


図-10 (a) 燃焼状態と混合比

うためであろう。なお、本実験においては、(1) 式のように火炎の浮き上り (h_i) が混合気流量に逆比例するようなことは認められず $Q_m=10 \sim 20 \text{ lt/min}$ ($v_a=0.2 \sim 0.5 \text{ m/s}$) の範囲では火炎は安定し、火炎の浮き上り (h_i) もほぼ一定のようであった。これは、火炎温度 (t_f) が混合気流量 (Q_m) に比例して増加するためではなかろうか (図-8 (b))。

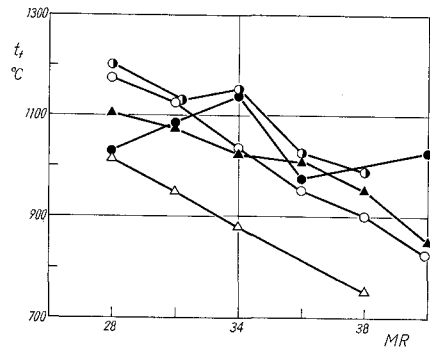


図-10 (b) 燃焼状態と混合比

III-3 混合比 (MR) の影響

同一混合気流量の場合でも、混合比 (MR) によって混合気の発熱量 (q) が変わるので、燃焼速度、火炎温度および火炎の浮き上りにも影響するであろう。しか

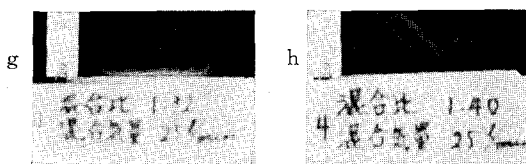


図-11 火焰写真 (混合比の影響)

し、かかる混合比 (MR) の影響を明らかにした実験結果が見当たらないので、本実験においては混合比 (MR) を 28~40 の範囲に変えて行った。

その結果を図-10 に、火炎写真を図-11 に示す。いずれの場合も、混合比が大きくなるほど混合気の発熱量 (q) は減少するので、燃焼速度や火炎温度は低下する (図-10 参照)。このため、混合気の流速が燃焼速度よりも大きくなり、火炎の浮き上り (h_i) や火炎の厚さ (h_f) も増加している。この際、火炎形状は、混合比 $MR=32$ の場合 (図-11 (g)) はフラット・フレームから乱れはじめているが、これが $MR=35$ (図-9 (c)) になると両端と中央の火炎がもち上り、 $MR=38$ (図-9 (f)) になるとこの傾向がさらに顕著となり、不安定ではあるが W 字型火炎となる。このため、火炎の浮き上り (h_i) や火炎の厚さ (h_f) が著しく増大する。これが $MR=40$ (図-11 (h)) ともなると振動をともなった V 字型火炎に移行し、やがて吹き消えを生ずる。

このように、固体壁面近傍における火炎に影響するのは、主として混合気流量 (Q_m) と混合比 (MR) であることが確認された。

III-4 横風の影響

噴流火炎におよぼす横風の影響に関しては A. Putnam⁴⁾ や服部⁵⁾ の研究が見受けられるが、多孔質金属板上の火炎についての報告は見受けられない。そこで、図-1 および図-2 に示したような多孔質金属板上の火炎に、同じく多孔質金属板を通した横風をあて、火炎の浮き上り (h_i)、火炎厚さ (h_f) および火炎の片寄り (l) を求めた。その結果を図-12、図-13 および図-14 に火炎写真を図-15 に示す。図において、火炎の浮き上り (h_i) すなわち未燃層の厚さは、火炎が吹き消える横風流速になっても、ほとんど変化しない。しかし、混合気流量 (Q_m) および混合比 (MR) が大きい場合には火炎の厚さ (h_f) は横風流速 (v_a) に比例して増加する。これは図-15 に示すように、横風によって火炎に片寄りを生ずるためである (図-15 (i), (j), (k) 参照)。かかる傾向は混合気流量 (Q_m) が小さい場合 ($Q_m=20, 15 \text{ l/min}$) には認められず、逆に火炎厚さ (h_f) が短縮している。これに対し、片寄り長さ (l) は横風流速 (v_a) に比例して増加し、火炎は不安定となり、ついに吹き消えを生ずる。しかも、混合比 (MR) が大きく火炎が不安定である場合ほど、片寄り長さ (l) の増加は顕著であり、火炎が吹き消えするときの横風流速 (v_a) は混合比 (MR) が大きいほど、混合気流量 (Q_m) が小さいほど低い値を示すことがわかる。すなわち、多孔質バーナーによる予混合火炎の吹き消え限界は混合比 (MR) と混合気流量 (Q_m) の関数として与えられる。これは、円管バーナーによる予混合火炎の吹き飛び現象や吹き消え現象に対す

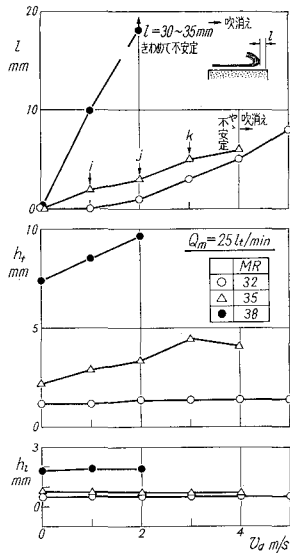


図-12 火焰状態と横風 ($Q_m = 25 \text{ Lt/min}$)

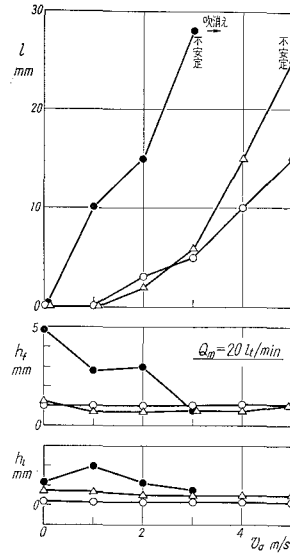


図-13 火焰状態と横風 ($Q_m = 20 \text{ Lt/min}$)

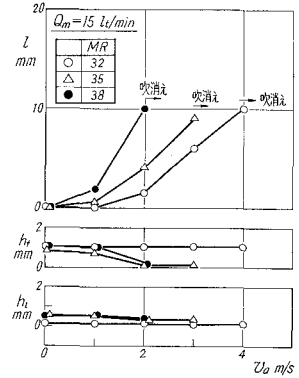


図-14 火焰状態と横風 ($Q_m = 15 \text{ Lt/min}$)

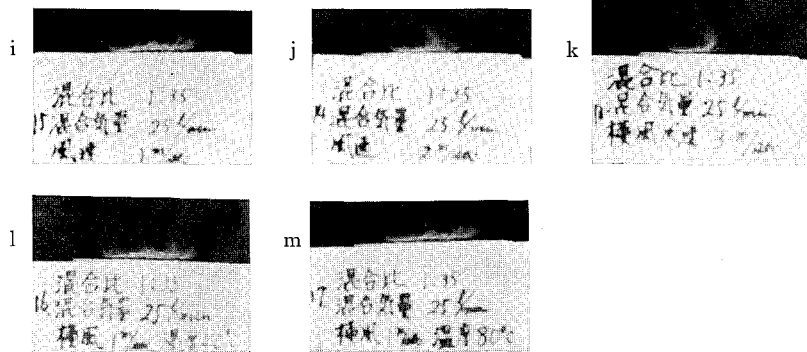


図-15 火焰写真 (横風流速温度の影響)

る場合と全く同じであるが、火炎形状の変化は服部氏の研究とはかなり様相を異にしており、壁面の影響が明らかに認められる。

次に、横風の空気温度 (t_a) を室温 (0°C) から 80°C まで上げて、同じ実験を繰り返した。その結果を図-16および図-17に示す。図によると、横風の空気温度 (t_a) を本実験範囲の程度に変えても、火炎の浮き上り (h_i)、火炎の厚さ (h_f) および火炎形状 (図-15 (i), (l), (m) の比較) にもほとんど変化が認められなかった。

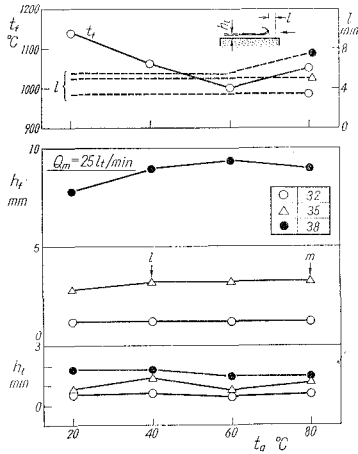


図-16 火焰状態と横風の温度 ($Q_m = 25 \text{ l/min}$)

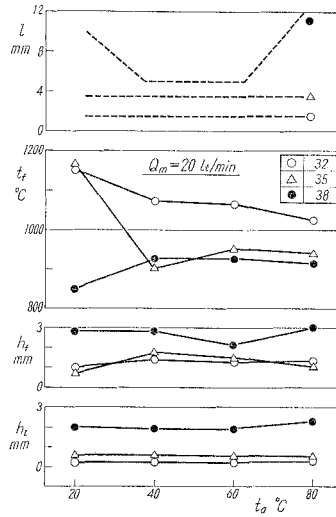


図-17 火焰状態と横風温度 ($Q_m = 20 \text{ l/min}$)

IV. 結 言

以上、多孔質金属平板上に保持された層流予混合火焰の特性および構造におよぼす壁温度 (t_w)、混合気流量 (Q_m)、混合比 (MR) および横風の影響について考察したが、要約すると次のとおりである。

1) 火焰の浮き上り(未燃層の厚さ)は壁面温度や横風流速、横風温度の影響をほとんど受けず、主として混合気流量 (Q_m) および混合比 (MR) に比例して増加し、火焰は不安定となる。なお厳密には、火焰の浮き上り (h_f) が最少になる混合気流量 (Q_m) が存在する。かかる結論は西脇氏の結論と必ずしも一致しない。

2) 火焰の厚さ (h_f) は、壁温に逆比例し、混合気流量 (Q_m)、混合比 (MR) および横風流速 (v_a) に比例して増大し、火焰は不安定となる。

3) 火焰温度 (t_f) は壁温に左右されないが、混合気流量 (Q_m) に比例し、混合比 (MR) に逆比例する。しかし、火焰形状が変化するにつれて測定場所の影響が大きくなり、一貫した傾向は求められなくなる。

4) 火焰の形状は主として混合気流量 (Q_m) と混合比 (MR) に支配され、混合気流量または混合比をふやしていくと、火焰はフラット・フレイムから突起火焰、W 字型火焰および V 字型火焰、さらには吹き消えと移行する。

5) 火焰の吹き消えは主として、混合気流量 (Q_m)、混合比 (MR) および横風流速 (v_a) に左右される。火焰が不安定となりやがて吹き消えを生ずるときの横風流速は混合気流量が小さい

ほど、混合比が大きいほど低くなり、火炎の安定範囲はせまくなる。この際、横風流速はほとんど影響しない。

終りにのぞみ、日頃御指導頂いている東京大学宇宙航空研究所浅沼強教授、北海道工業大学黒岩保教授、北海道大学深沢正一教授、実験装置の製作を担当した本学機械工学科熱工学講座福島和俊教官、早川友吉技官および本実験を卒業研究として担当された高橋宏（室蘭工大大学院）、長船仁彦（小松インター K.K.）の両君に感謝の意を表す。

（昭和43年4月30日受理）

文 献

- 1) 柘植： 機械学会講演文集, No. 186, 71.
- 2) 山崎： 機械学会誌, 60巻465号(昭32-10), 1106.
- 3) 西脇： 機械学会751回講演会前刷集(昭41-3), 37.
- 4) A. Putnam: 10th Symposium on combustion, 1965, 1039.
- 5) 服部： 機械学会論文集, 31巻221号(昭40-1), 159.

固定層における安息香酸の水抽出 第4報

谷口 允・木村 秀一
杉田治八郎・水野 忠治

Studies on Aqueous Extraction of Benzoic Acid in Fixed Bed. No. 4

Makoto Taniguchi, Hidekazu Kimura, Jihachiro Sugita
and Chuji Mizuno

Abstract

The present writers continued the studies on aqueous extraction of benzoic acid in the high packed bed of 70 cm height. In this test, the spheres of ca. 0.67, 0.68 and 0.99 cm diameters, and of ca. 67 weight per cent benzoic acid were specially used. And these extraction experiments were continued for 24 hours.

It became apparent that the average concentrations in extraction bed were equal to those at ca. 35 cm height zone of the bed, and that the cumulative fraction of extraction had higher values as the spheres were smaller.

This cumulative fraction of extraction kept higher values between 30 and 50 cm height zone of this 70 cm packed bed.

From the results of the analysis of this solid-liquid extraction mechanisms, it was able to think that the pore factors κ consisted of 3 zones, independently of the height of the bed, the diameters of spheres, and the weight content of benzoic acid.

Namely, the 1st zone: the influence of the diffusion resistance in the film.

the 2nd zone: the transition region.

the 3rd zone: the influence of the diffusion resistance in the pore of a sphere.

κ : 1.1~1.3

The recession rates ϕ_e of solid-liquid interface in the pore of a sphere had higher values as the spheres were smaller.

I. 緒 言

筆者らは、第3報³⁾において、高充填層高(約70 cm)での安息香酸対パラフィン共融球を用いての固液抽出実験を行ない、その抽出率の検討、抽出機構の解明を進めてきた。しかしながら第3報³⁾においては、抽出初期の細孔係数 κ 値は得られておらず、抽出時間も比較的短い7時間の実験であり、さらには試料配合比も1:1の1種類のものに限っての実験であった。

従って本報においては、上述の第3報³⁾での実験をおぎない、試料配合比の、安息香酸対パラフィンの重量比を2:1と変え、抽出温度、抽出時間をも変えて実験を進めた。その結果、

試料配合比を変えた場合の高充填層高での抽出時間に対する積算抽出率が得られ、粒径と層高の抽出率に対する影響、さらには杉田の導いた解析式にもとづき、固液抽出機構の解明を行なったので、その結果を報告する。

II. 実験装置および方法

II-1. 試料の作製

重量混合比 2:1 の安息香酸対パラフィンの混合粉末を第 2 報²⁾と同様な方法で共融充填球とした。試料粒径は、約 0.67, 0.86, 0.99 cm の 3 種とした。

なお、パラフィン中の安息香酸の結晶片の分布状態を調べるために、試料片にメチルレッドをぬり、安息香酸結晶を発色させ顕微鏡検査の結果、安息香酸がほぼ一様に分布していることがみとめられた。

II-2. 実験装置および方法

II-2-A. 実験装置および方法

実験装置は第 3 報³⁾と同一とした。またサンプリング装置は図-1 の通りである。図-1 に示した通り、アスピレーター ① により第 1 減圧タンク ② を減圧しておき、10 cc の注射器 ⑧ にゴム栓 ⑦ をセットし、サンプリングの時に第 2 減圧タンク ③ のコックを開き、2.5 cmφ、長

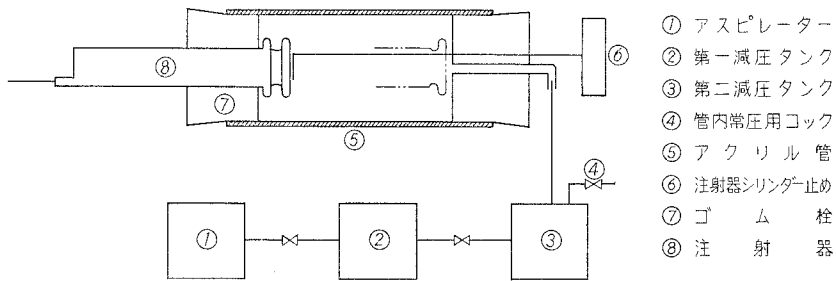


図-1 サンプリング装置

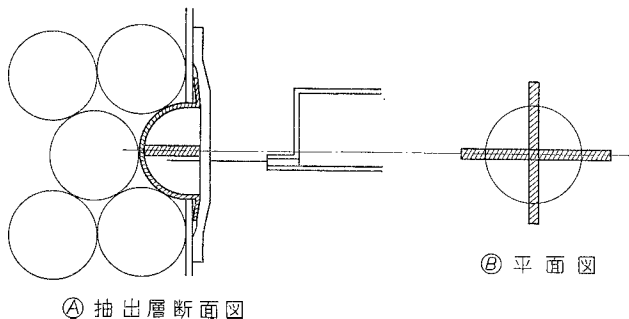


図-2 抽出層とサンプラー

さ約 11 cm のアクリル製管 ⑤ 内を減圧にすることによって注射器のシリンダーを抜き、所定時間毎に 7 本の注射器にて同時にサンプリングする。その後第 1 減圧タンクと第 2 減圧タンクとの間のコックを閉め、管内常圧用コック ④ を開き、アクリル管内を常圧としてから、注射器とゴム栓 ⑦ をアクリル管よりはらずしてサンプリング液をビーカーにうつして、注射器よりゴム栓を取りはずした。

なお、注射針の先端が、直接試料球に接触しないように、図-2 に示すような十字状のブリキ板を置いた。このようにしてサンプリングされた抽出液はピペットで各々 5 cc とって試料液とした。さらに抽出液の計量、サンプリングは、抽出開始後 1 時間までは 15 分毎、3 時間までは 30 分毎、12 時間までは 1 時間毎、24 時間までは 2 時間毎に行なった。

II-2-B. 試料液分析法

試料液 5 cc をフェノールフタレインを指示薬として 0.01 N-NaOH で滴定し、安息香酸濃度を算出した。また低濃度液では滴定誤差が大きくなるので紫外分光光度計を用いた。なお、0.01 N-NaOH の標定には、メチレンブルー、メチルレッドの混合指示薬を用い、0.01 N-HCl を使用した。

滴定に際しては、水道水 5 cc をとり、0.01 N-HCl でブランク・テストを行ない、安息香酸濃度を補正した。

III. 実験条件

実験条件およびこれにもなる数値は、表-1 に示した。

I. の緒言にも述べたように、表-1 のように試料配合比、抽出温度、抽出時間を変え、充填層高は約 70 cm、空塔平均流量は約 100 ml/min、粒径は 3 種で、第 3 報³⁾ とほぼ同一条件とした。なお、平均空間率は試料粒径大きき順にそれぞれ、0.468, 0.457, 0.489 であった。

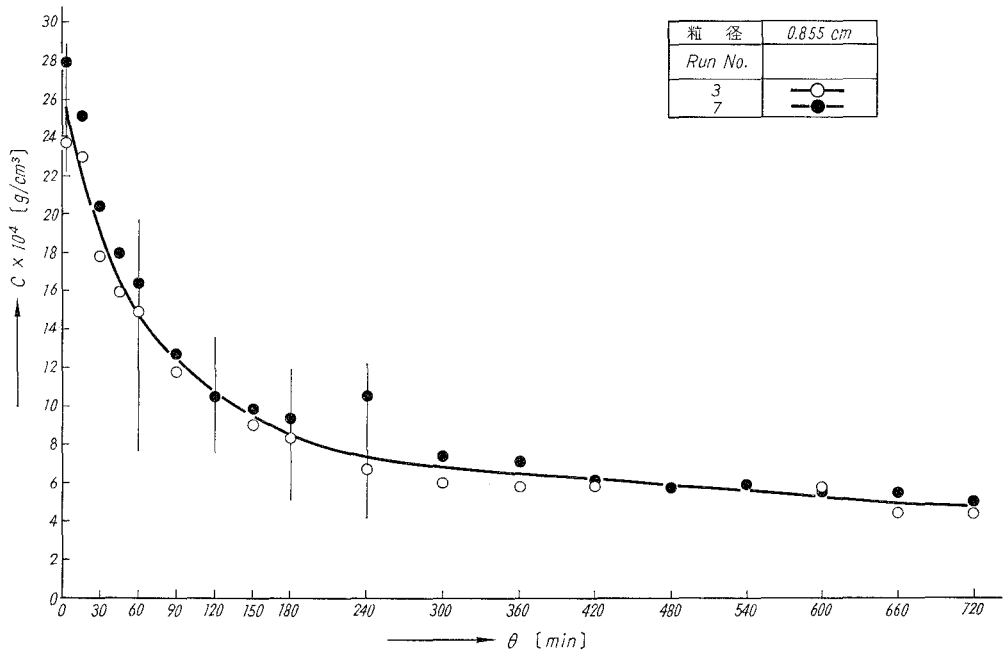
表-1 実験条件および諸数値

平均粒径 [cm]	混合比 [-]	抽出温度 [°C]	抽出時間 [min]	充填層高 [cm]	空塔平均流量 [ml/min]	充填量 [g]	Re [-]
0.666	2:1	26.5	1440	70.9	96.6	540.8	0.212
0.855	2:1	26.5	720	71.2	97.5	551.5	0.281
0.990	2:1	25.7	720	70.3	93.9	516.2	0.287

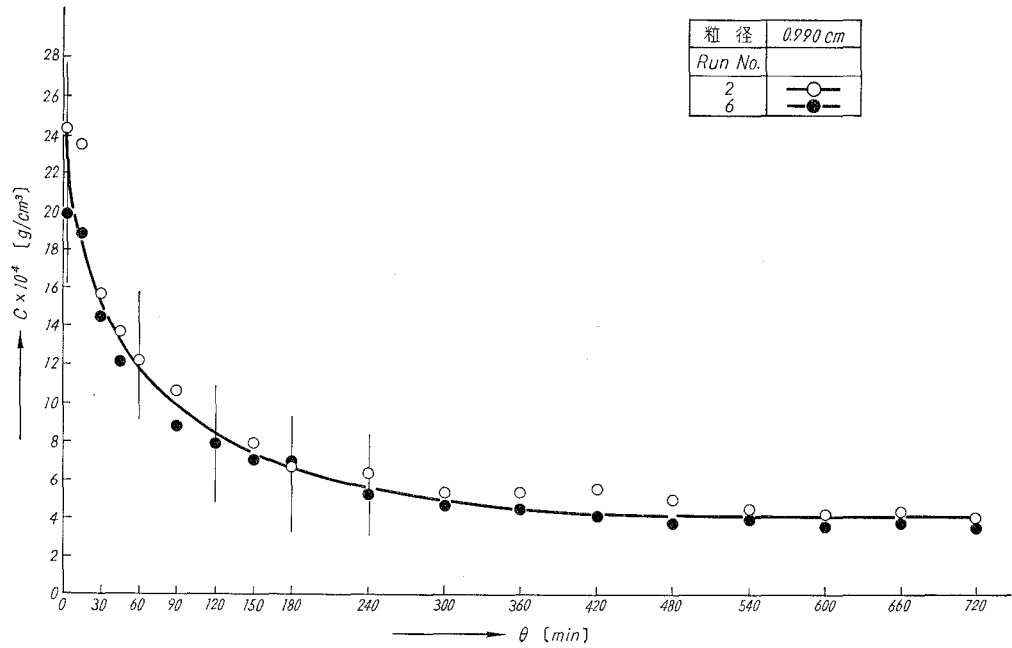
IV. 実験結果とその解析、考察

IV-1. 実測からの積算抽出率とその考察

実測データによる積算抽出率の算出法は、第 1 報¹⁾ の II-3. で記述したと同一な方法で行なった。即ち本報の II-2-B. に記述した滴定法により得られた試料抽出液中の安息香酸濃度



図—3 層高 70 cm における安息香酸の瞬間濃度



図—4 層高 70 cm における安息香酸の瞬間濃度

表-2 粒径 0.990 cm, 層高 40 cm における積算抽出率

Time [min]	$\Delta\theta$ における 平均濃度 $\bar{C} \times 10^4$ [g/cm ³]	$\bar{C} \times [\text{平均流量}] \times 10^2$	$\Delta\theta$ に得られる 抽出物量 [g]	抽出開始からの 総抽出物量 [g]	積算抽出率 E [%]
15	10.80	10.14	1.52	1.52	0.775
30	9.52	8.94	1.34	2.86	1.455
45	8.47	7.95	1.19	4.05	2.06
60	7.57	7.11	1.07	5.12	2.60
90	6.52	6.12	1.83	6.95	3.53
120	5.47	5.14	1.54	8.49	4.32
150	4.74	4.45	1.34	9.83	5.00
180	4.25	3.99	1.19	11.02	5.60
240	3.84	3.61	2.17	13.19	6.70
300	3.45	3.24	1.94	15.13	7.69
360	3.22	3.02	1.81	16.94	8.61
420	3.05	2.86	1.72	18.66	9.48
480	2.90	2.72	1.63	20.29	10.31
540	2.80	2.63	1.58	21.87	11.21
600	2.70	2.54	1.52	23.39	11.85
660	2.60	2.44	1.46	24.85	12.62
720	2.51	2.36	1.42	26.27	13.34

表-3 各層高初期到達時間

層高 粒径	到達時間 [sec]							流量 [ml/min]
	10 cm	20 cm	30 cm	40 cm	50 cm	60 cm	70 cm	
0.666	20	45	69	97	127	157	189	96.9
0.855	19	45	68	95	123	154	184	98.5
0.990	23	45	69	96	126	155	183	95.8

C [g/cm³] の値は、抽出時間 θ [min] に対してプロットした。例えばこのうち、層高 70 cm における、試料粒径が 0.855 cm のものは 図-3 に、また試料粒径 0.990 cm のものは 図-4 に示した。その結果これらの図から明らかなように、各瞬間濃度は 70 cm 層高において、抽出開始後約 240 min までは急激に減少するが、以後は次第に減少度がゆるやかとなり、やがて一定となってゆくことが知られた。

また、表-2 に示したように、図-3、図-4 などから得られた、瞬間濃度曲線から、微小抽出時間 $\Delta\theta$ [min] における平均濃度 \bar{C} [g/cm³] の値および抽出開始から総抽出物量 [g] の値は、各抽出時間に対して求めた。表-2 は、そのうち層高 40 cm, 粒径 0.990 cm のものを例としてかかげた。さらには抽剤としての水道水の各層高到達時間は 表-3 に示したように、層高により時間的変化があるが、本実験では、層高 60, 70 cm に対してのみ抽出開始時間の補正をし、層高 50 cm 以下は到達時間のずれを無視し、水道水が層入口に達した時を以って抽出開始時間とした。

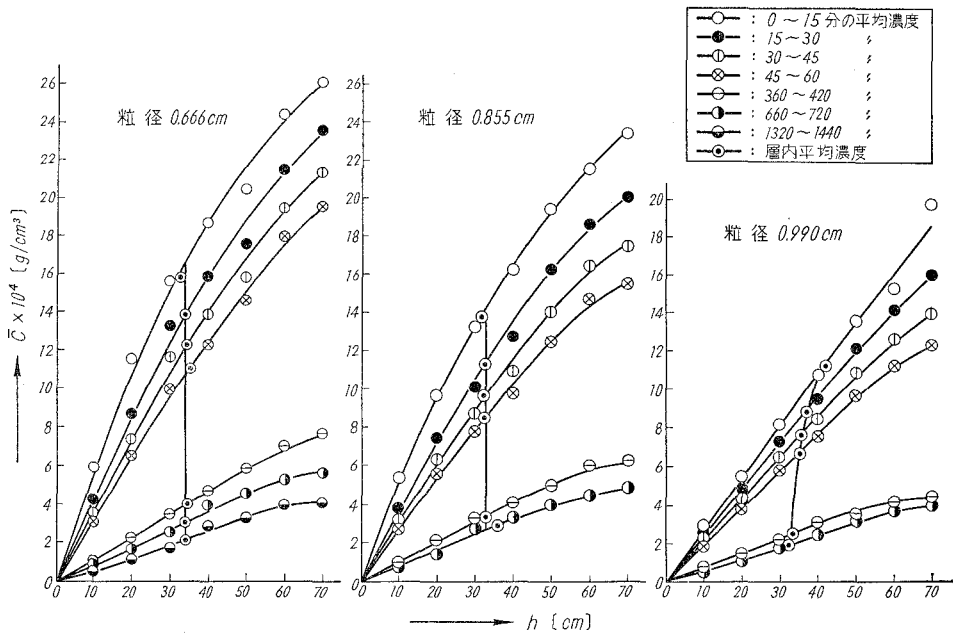


図-5 平均濃度の時間的变化

微少時間での平均濃度の層高による変化および抽出層内平均濃度の時間による変化は 図-5 に試料粒径別に示した。

なお、層内平均濃度 \bar{C}_{lm} は次式により算出した。

$$\bar{C}_{lm} = C_s - \frac{C_1 - C_2}{\ln \frac{C_s - C_1}{C_s - C_2}}$$

ただし、 C_1 : 充填層入口の微少時間における安息香酸平均濃度 [g/cm³],

ここでは層入口濃度とし、 $C_1=0$ とした。

C_2 : 充填層出口の微少時間における安息香酸平均濃度 [g/cm³],

C_s : 安息香酸飽和濃度 [g/cm³]

\bar{C}_{lm} : 安息香酸の層内平均濃度 [g/cm³]

とした。

図-5 に示されていることから明らかなように、0~15分間での平均濃度は粒径約 0.67, 0.86 cm については単調増加曲線であったが、粒径約 0.99 cm については直線的に変化している。また層内平均濃度をみると、粒径約 0.67, 0.68 cm については、時間的に変化がなく、両者共、層高約 35 cm で一定となっているのに対し、粒径約 0.99 cm については、時間的に変化がみられたが、これについては今後更に検討を続ける必要があると考えられる。

各層高粒径別積算抽出率は 図-6, 図-7 に示した。図-6 には層高 40 cm, 図-7 には層高

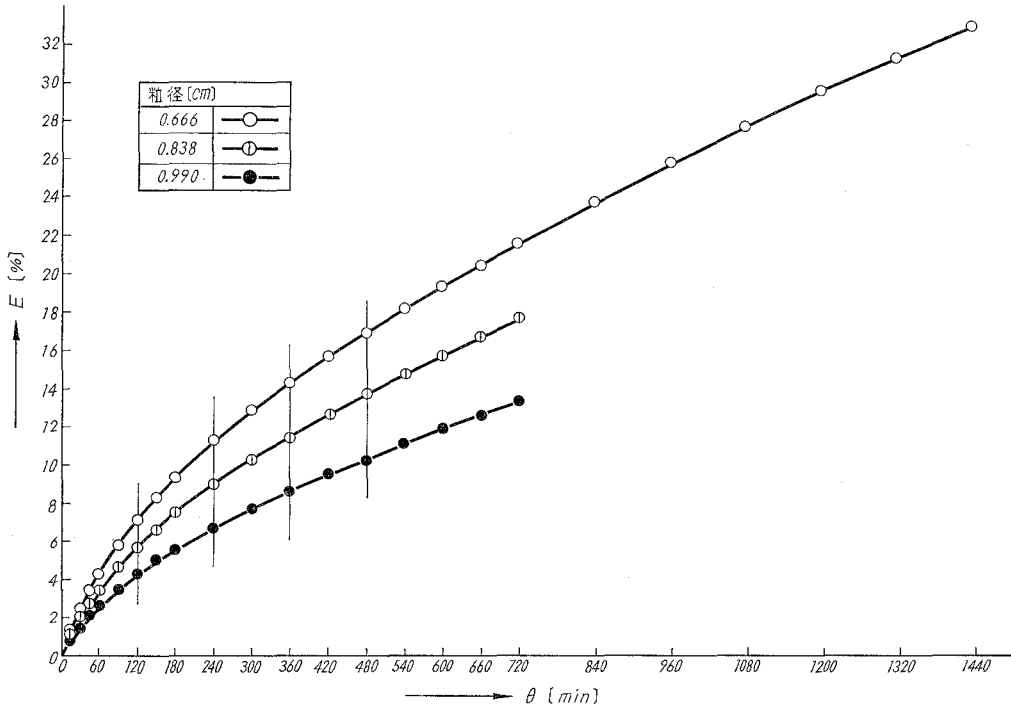


図-6 層高 40 cm における積算抽出率

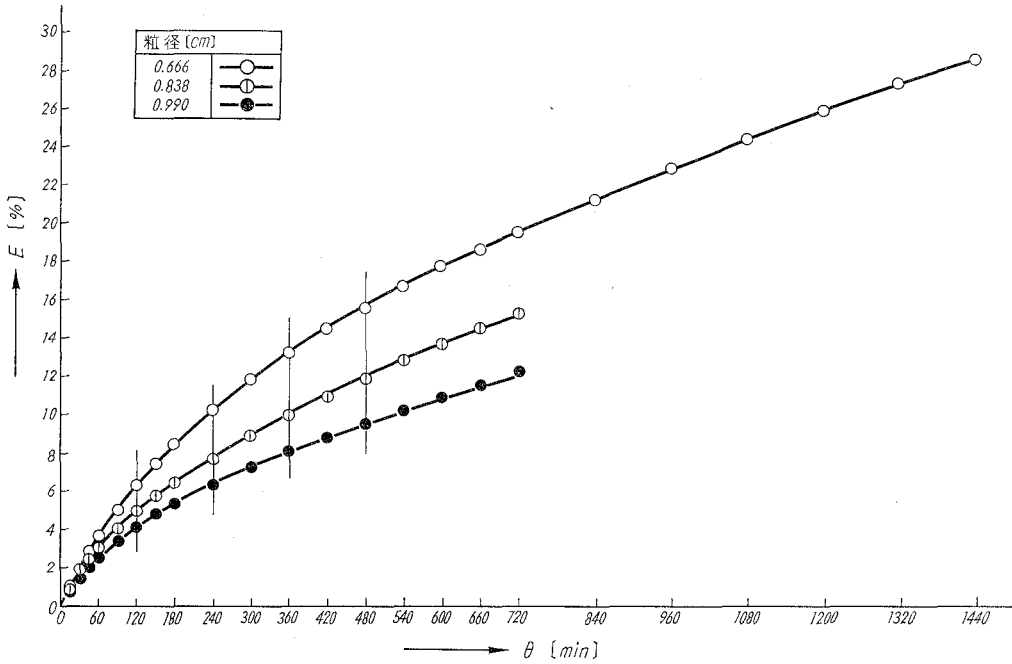


図-7 層高 70 cm における積算抽出率

70 cm におけるそれぞれの積算抽出率を抽出時間に対しプロットした。これらの図に示されているように積算抽出率の変化は層高によらず、試料粒径の小さいほど抽出率が大きいという結果が得られた。このことは粒径が小さいほど単位充填容積当たりの接触面積が大きいためと考えられ、第3報³⁾の結果と一致した。

次に図-8には、各層高に対する積算抽出率を抽出時間、粒径をパラメーターとしてプロットした。これによると、抽出開始後15分では粒径約0.67, 0.86 cm については低層高の方が高層高よりも抽出率が大きい、これは抽出初期での濃度差 ($C_0 - C$) のみが推進力になっているためと思われる。また、粒径約0.99 cm については層高による抽出率の変化はないが、これは、図-5での考察でも述べたごとく、0~15分での平均濃度が直線的に変化していることによるのではないと思われる。

然し全体として、抽出時間がたつにつれ、低層高での抽出率および高層高での抽出率が低く、層高30~50 cm での抽出率が比較的高いことが知られ、これも第3報³⁾の結果と一致した。即ち、低層高については、濃度差 ($C_0 - C$) は大きい、高層高より早く細孔内拡散抵抗の影響をうけ、これにより濃度差より大きな支配因子となり、層高40 cm 付近まで層高が高くなるにつれ、細孔内拡散抵抗が次第に小さくなってゆくと抽出率も高くなっていくものと思われる。さらに層高40 cm 以上の高層高については、逆に細孔内拡散抵抗より濃度差 ($C_0 - C$) のほ

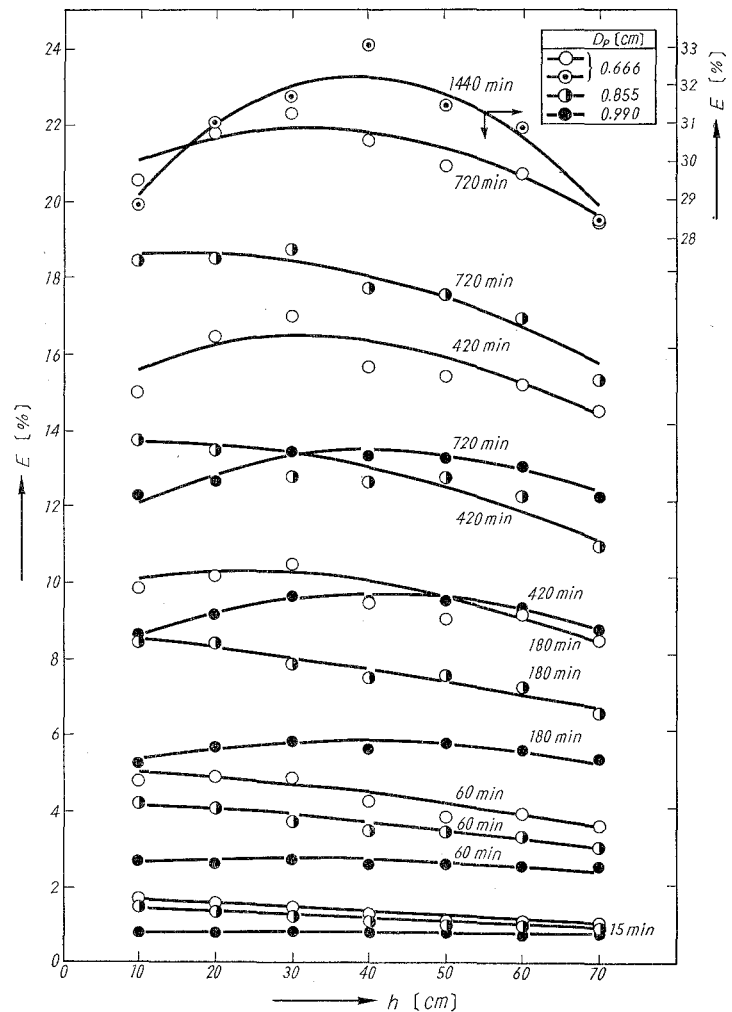


図-8 各層高における積算抽出率

うが大きな支配因子となってくるため、層高の高いほど抽出率も低くなっていくものと思われる。

IV-2. κ 補正による解析と考察

第1報¹⁾の III-1. においては (1), (2), (4) 式にもとづいて理論上の積算抽出率を算出したが、本報においては次の2つの式を用いて解析を行なった。記号は第1報¹⁾と同一である。

即ち、

$$C = C_s \left[1 - \exp \left\{ -\xi \left(\frac{\phi}{1-\phi} \right) \right\} \right]$$

$$E_{\text{calc}} = (1-\phi^3) - \frac{\phi(1-\phi)(1+2\phi)}{2} \cdot \frac{C_s}{\rho_s} - \frac{(1-\phi)(2+\phi)}{2} \cdot \frac{C}{\rho_s}$$

解析方法は第1報¹⁾、第2報²⁾、第3報³⁾と同一であるが、これら解析のための諸計算は全て電子計算機を使用した。 κ 補正については、前報までと同様に、拡散係数 D を細孔係数 κ の2乗の逆数で、 D/κ^2 のごとく補正して上述の2つの式に適用し、 $E_{\text{calc}} = E_{\text{obs}}$ となる κ 値およびこのときの細孔内固液界面後退度を示す ϕ についての値を求めこれを抽出時間 θ に対して

表-4 κ および ϕ の計算に使用したプログラム
Facom 231 Algol 用プログラム

```
begin comment reallength:=5;
  real a, b, A, B, C, D, X, E, EE, K, KK, P, PP;
REPT 1: Readreal(A); if A=0.0 then go to END; Readreal(B);
  CRLF(3); Printstring('A='); Print(A); Space(3); Printstring('B='); Print(B);
  CRLF(2); Printstring('SOKUTEICHI C P E');
  Printstring(' K'); CRLF; CRLF;
REPT 2: Readreal(D); if D=0.0 then go to REPT 1;
  Readreal(C); a:=1.0; b:=1.0;
REPT 3: for K:=a step b until 10 do
  begin X:=-K*K*ln(1-C/B)/A; P:=X/(1+X);
  E:=(1-P↑3)-(1-P)/2.642*(P*(1+2*P)*B+(2+P)*C);
  if D=E then go to PRNT else if D>E then go to SET;
  KK:=K; EE:=E; PP:=P;
  end;
  Print(D); Space(5); Print(C);
  Printstring(' GAITO-NASHI'); CRLF; CRLF;
SET: a:=K-b; b:=b/10; a:=a+b;
  if b>0.0001 then go to REPT 3;
  Space(32); Print(PP); Space(3); Print(EE); Space(3); Print(KK); CRLF;
PRNT: Print(D); Space(5); Print(C); Space(3); Print(P);
  Space(3); Print(E); Space(3); Print(K); CRLF; CRLF;
  go to REPT 2;
END: LFEEED;
end
```

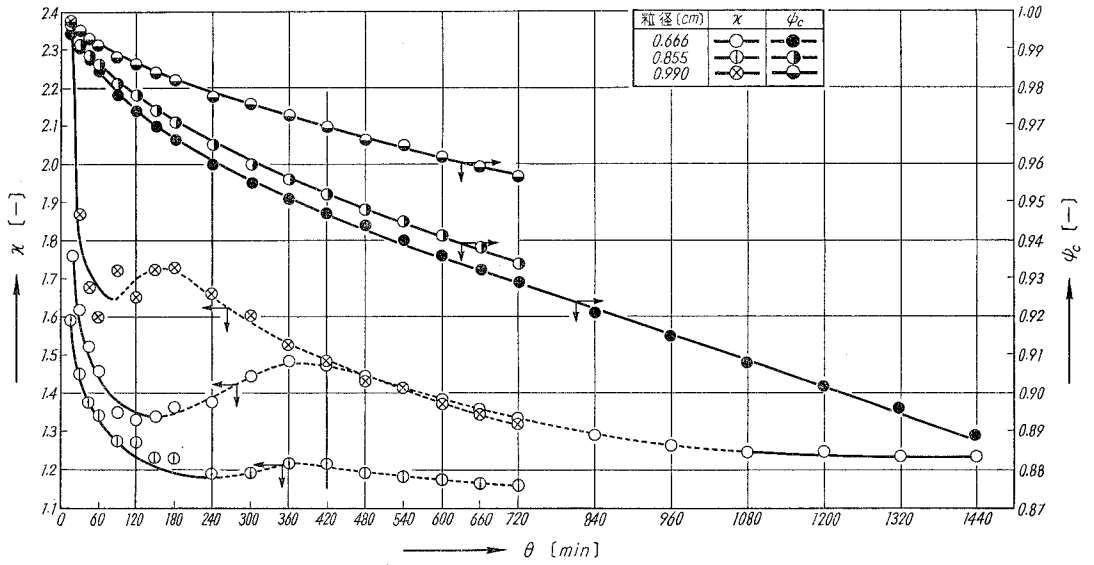


図-9 層高 10 cm における細孔係数および ψ_c 。

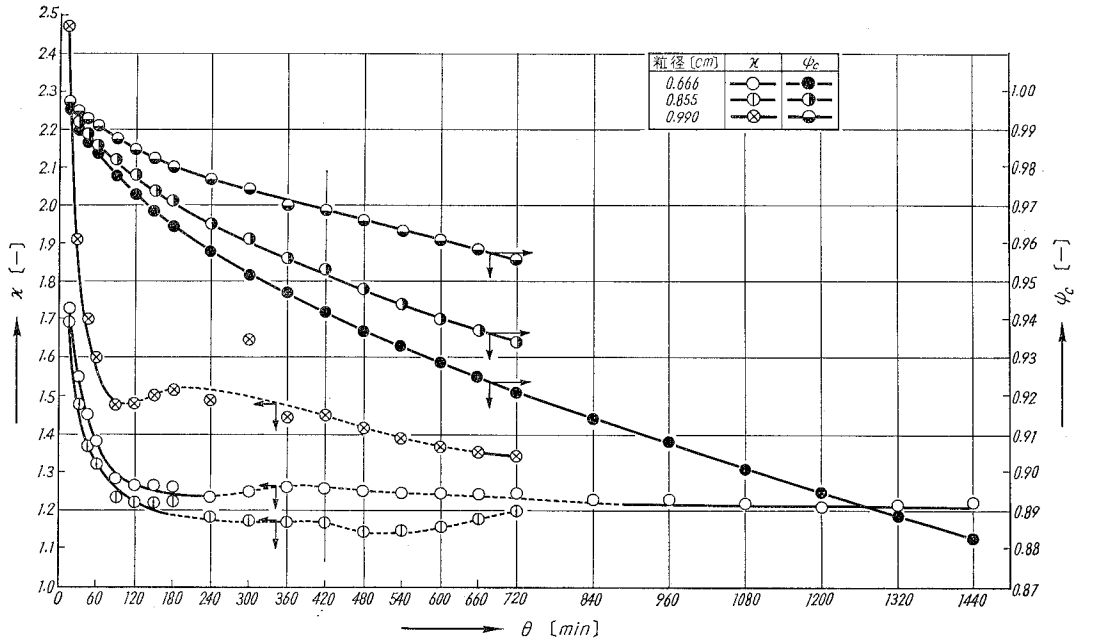


図-10 層高 20 cm における細孔係数および ψ_c 。

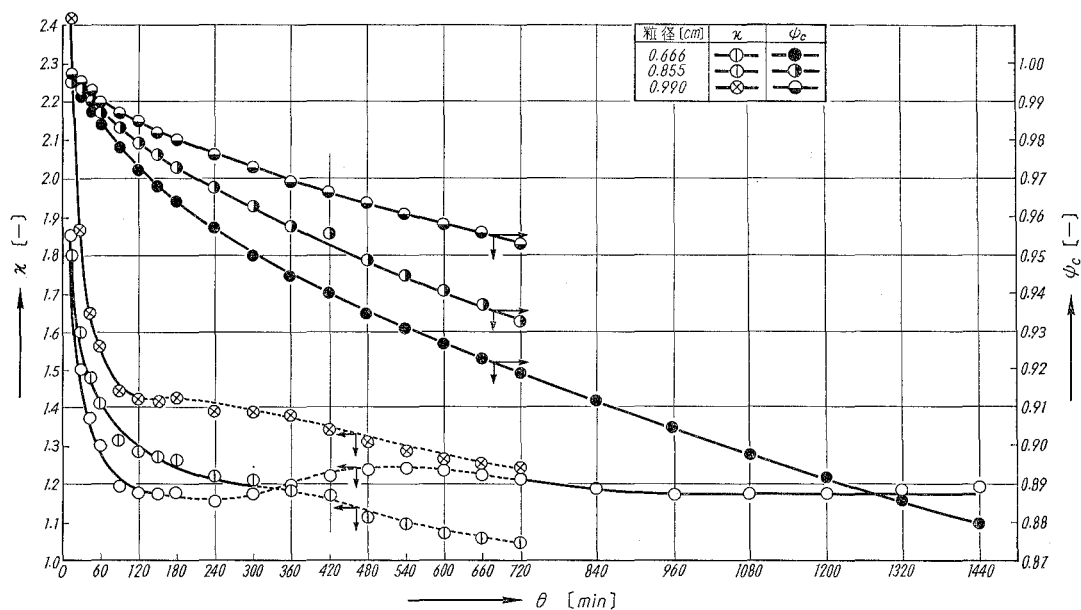


図-11 層高 30 cm における細孔係数および ψ_c

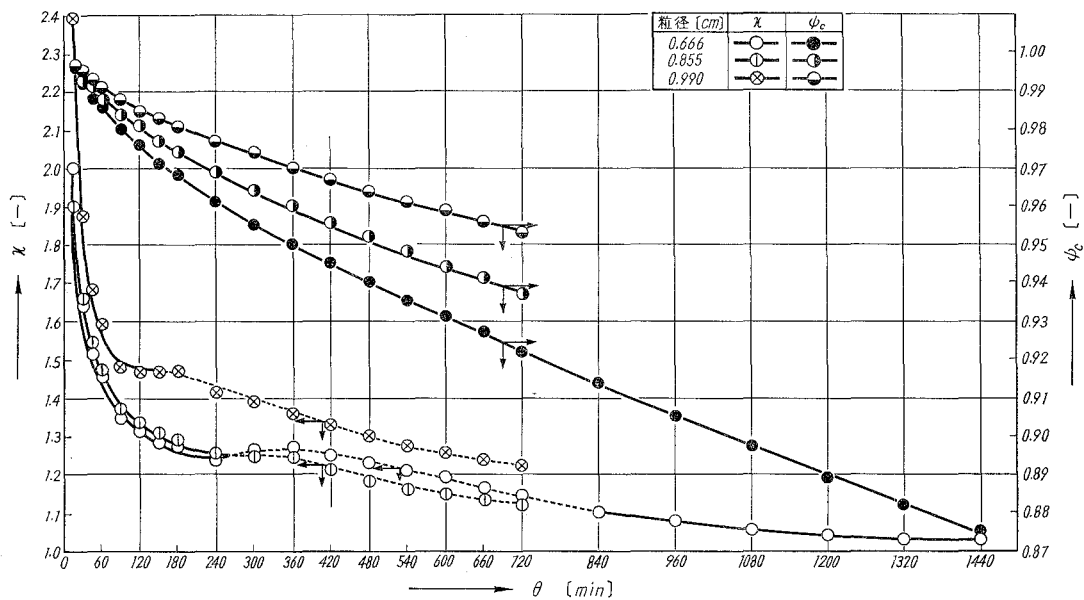


図-12 層高 40 cm における細孔係数および ψ_c

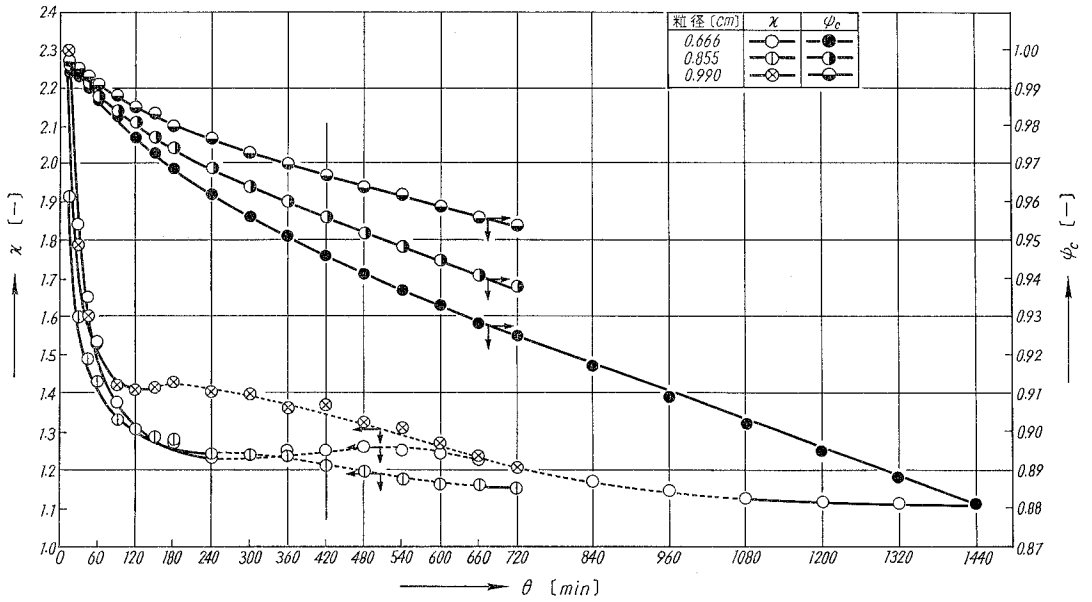


図-13 層高 50 cm における細孔係数および ψ_c

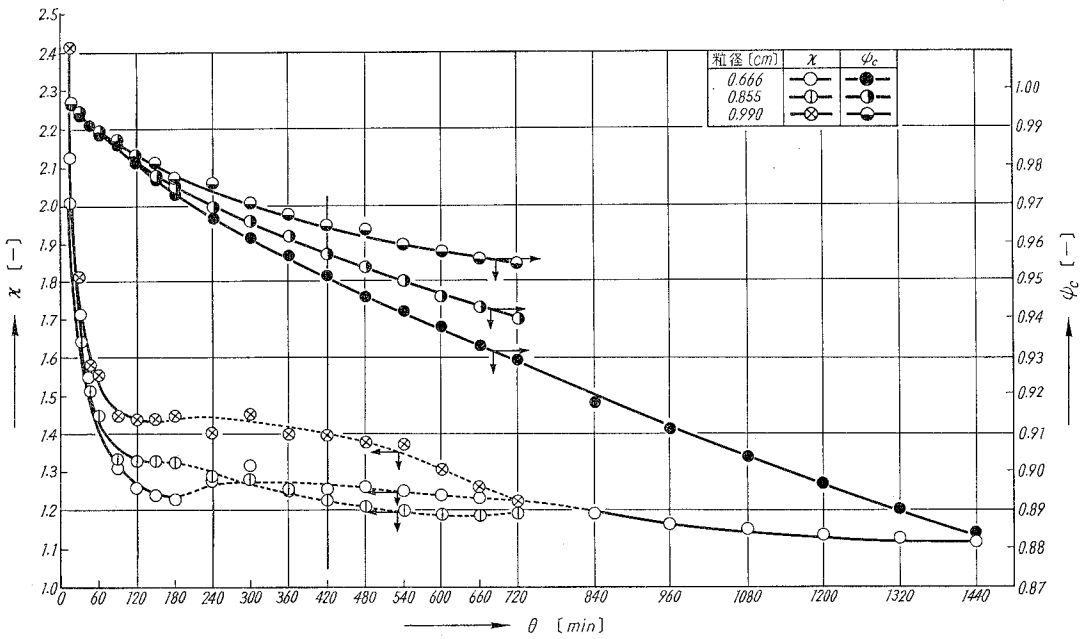


図-14 層高 60 cm における細孔係数および ψ_c

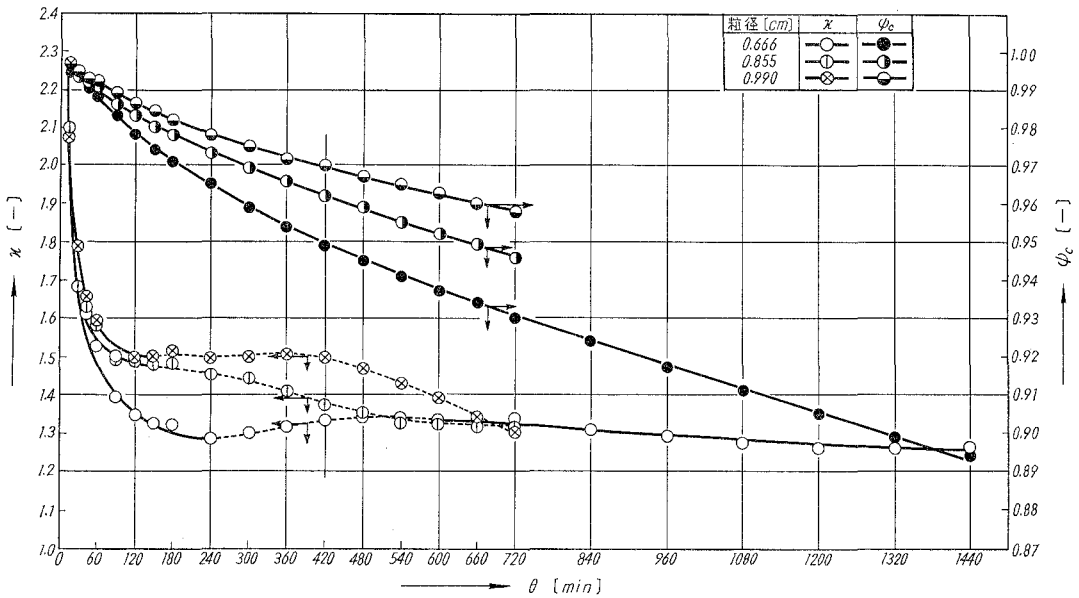


図-15 層高70 cmにおける細孔係数および ψ_c

プロットしたのが図-9~図-15である。又用いた電子計算機プログラムは表-4に示した。

その結果、 κ 値については図からみられるように、層高および粒径による変化はあまりみられず、第2報²⁾の結果と同様に次の3つのZoneに分けて考察することができるのではないかと考えられる。

即ち、**第1 Zone**——この部分は抽出開始から約180分位までと考えられ、 κ 値は比較的高い値から次第に低くなるのが知られ、従って、球細孔内固液界面が球表面部から次第に後退するにつれ、存在していた境膜内拡散抵抗の影響が消失してくる部分と思われる。

第2 Zone——抽出時間約180~840分位までのところで、 κ 値は若干のバラツキがみられる部分で、境膜内拡散抵抗の影響から細孔内拡散抵抗の影響に移る遷移状態の部分ではないかと考えられる。

第3 Zone——抽出時間約840分以後のところ、 κ 値はほぼ一定値をとり、一定の細孔内拡散抵抗の影響が現われる部分ではないかと考えられる。

また第3 Zoneの細孔内拡散抵抗の存在していると思われる部分での κ 値は、層高および粒径の種類によらず、1.1~1.3の一定値を保つことが知られ、先の第2²⁾、第3報³⁾で一定値3.0と異なった値を示したのは、試料配合比が異なったため細孔内拡散抵抗の影響が少なくなって現われたのではないかと考えられる。

次に、細孔内固液界面後退度を示す ψ については、粒径の小さい程後退度が大きかった。

この理由は、IV-1. で示したように、粒径が小さいほど積算抽出率が大きいためと考えられる。

V. 結 言

本実験は、第3報³⁾にひき続いて、高充填層高 (70 cm) での試料配合比を 2:1 とした場合の、固定層における安息香酸の水抽出実験であり、I. の緒言で述べたような、抽出初期の細孔係数 κ 値も得られ、抽出時間も比較的長い 24 時間のデータをも得ることができた。従って初期の目的を達し、また高層高での固液抽出における積算抽出率に対する層高、試料粒径、配合比の影響も検討することができた。さらには固液抽出機構の解明を前進させることができたので次に簡単に結果をまとめた。

1) 抽出液の平均濃度は、0~15 分間で、粒径約 0.67, 0.86 cm のものは単調に層高に対し増加曲線となるが、粒径約 0.99 cm のものは単調増加直線とみとめられた。

2) 抽出層内平均濃度は、粒径にも、抽出時間にもよらず、層高約 35 cm の所での濃度であることが知られた。

3) 層高によらず、粒径の小さいものほど抽出時間に対する積算抽出率の値は大きかった。

4) 層高約 70 cm の高充填層においては、抽出時間によらず概して、層高 30~50 cm の区間が、積算抽出率が高かった。

5) 試料粒径、層高、試料配合比に関係なく、 κ 値の抽出時間に対する曲線から、固液抽出機構として、境膜内拡散抵抗の影響する部分、遷移状態部分、細孔内拡散抵抗の影響する部分の 3 つの Zone に分けて考えることができた。試料配合比 2:1 (安息香酸:パラフィン) の場合、細孔内拡散部での κ 値は 1.1~1.3 の範囲でほぼ一定となった。

6) 試料粒径の小さいほど細孔内固液界面後退度 ψ が大きかった。

以上のように第3報³⁾での結果とほぼよく一致し、第3報³⁾での結果を再確認できたと共に、試料配合比 (2:1) の場合の高充填層高での抽出率の変化、固液抽出機構の解明を進めることができた。

最後に本実験に終始御協力して下さった菊地英二君に感謝の意を表す。

(昭和 43 年 4 月 30 日受理)

参 考 文 献

- 1) 谷口 允・杉田治八郎：室蘭工業大学研究報告，5, 147 (1966).
- 2) 谷口 允・片山隆雄・杉田治八郎：室工大研報，6, 39 (1967).
- 3) 谷口 允・坂井英昭・杉田治八郎：室工大研報，6, 51 (1967).

Foundations of the Empiricist Theory of Sets and Set Functions and its Logic

Yoshio Kinokuniya*

Abstract

In Part I, previous results on the theory of a priori measure are rectified, renovated and rearranged for a systematic course of lectures. Herewith, it is specially emphasized that a euclidian space may be thought as a model of phenomenal field of physical events, independently of any metamathematical view on set theories. Besides, empiricism is thought to be essential to our inferences. In Part II, logical investigations are shown, standing on the empiricist view, and the principle of trans-induction is brought forward in a renovated form.

Introduction

Sets in a euclidian space may be taken up as the first and fundamental objects in empiricism. But the notion of a single point will then be nonsensical if shown independently of the space in which it dwells, because a 'point' must lose its actual sight of existence if it accompanies nothing to build its spatial neighborhood around it. In this view, the 'space' may appear to be antecedent to a 'point'. On the other hand, the euclidian space has been used as a model of the phenomenal field of physical events, directly connected to our intuition, from the ancient days of Euclidus. In fine, geometrical forms in this space comprehend many meanings, historically accumulated through experiments and investigations, which had been made before the set theory was started. These being so, the set theory shall restrain itself from spoiling any aspect of the above-mentioned historical knowledges, which shall positively be qualified as the guides for correction over all of the theories connected to the euclidian space. Standing on this view the theory of a priori measure \tilde{m} was constructed. While some amount of works on the measure \tilde{m} were made by the present author, some occasional changes or alternations thereof could not be helped. In Part I, an ultimate courses of lectures is tried to settle some problems on \tilde{m} and to give some preliminary foundations for forthcoming studies of set functions.

Among the recent works on foundations of mathematics, the influence of symbolic logic may be marked as a conspicuous vogue. However, if symbolic logic be simply applied with empiricism, it is feared that the universe of objects

* 紀国谷芳雄

may then be obscured by some metamathematical mist of abstraction. In effect, some investigation on the relation of 'implication' to 'logical range' have discovered a possible discrepancy between concrete objectification and abstract one. Moreover, empiricism prohibits the use of transfinite ordinals of higher class than the 3rd, so that the transfinite induction cannot be applied here. Besides, in fact, the transfinite treatment beyond the 3rd class, is essentially discordant with the a priori measure in a euclidian space. The logical investigations on the theory of a priori measure in empiricism are shown in outline in Part II.

I. Sets and Measures in a Euclidian Space

1. A Priori Measure

Length, area and volume may be cited as geometric events which from ancient times have been evident to human intuition. These events are namely geometric figures, and are equally called sets of points by the recent terminology. They are thereby defined as the measures of a set in one, two and three dimensions respectively. We specially call it *a priori measure* in the meaning that it is essential to human intuition. The a priori measure of a set M is written as $\tilde{m}M$ (or $\tilde{m}(M)$). $\tilde{m}M$ is then the numerical value which indicates the largeness of the space occupied by the set M . In this case, the set M is considered to be contained in a euclidian space. However, we extend and generalize the space a little far, and by \mathbf{E} we mean a general finite dimensional euclidian space.

In case of dimension 1, we have

$$\tilde{m} [0, a] = a$$

$[0, a]$ being the closed interval $\{x: 0 \leq x \leq a\}$. As a increases, the part occupied by $[0, a]$ increases. This occupation is thought to be realized by points contained in $[0, a]$. Since a point, however, was defined as an interval which has only its position in the space and no largeness to be counted, it has been thought difficult to construct the measure of a set by means of the points contained in it. When we let a point x correspond to the point λx ($\lambda > 0$), we may naturally suppose that the size of a point λx should be given by multiplication of the size of the point x by λ , so that we may have the relation

$$\tilde{m} [0, \lambda a] = \lambda \tilde{m} [0, a].$$

Thus, the situation that points make up the occupation of a set in a space \mathbf{E} , must induce a spatial relation of each point to the space \mathbf{E} , which admits a quantitative character toward a point. By this reason we associate a point P with an infinitesimal piece of space $((P))$ supposed to be occupied by P , and call $((P))$ the (*point*) *occupation* of P in respect to the a priori measure \tilde{m} . It will then be considerable that e.g.

$$((x)) = (x-0, x+0), [x, x+0), \left[x - \frac{1}{3}0, x + \frac{2}{3}0\right) \text{ etc. .}$$

Since a set is defined as an aggregate of points, the number of the points contained in it may naturally be abstracted. Namely, we define $\tilde{m}M$ in the form

$$\tilde{m}M = \mu\pi(M) \tag{1. 1}$$

where

$$\mu = \tilde{m}((P)) \quad (P \in M)$$

and $\pi(M)$ is called the *inversion number* of M .

In the above case, the size of a point P in \mathbf{E} is considered to be everywhere equal; the measure \tilde{m} is then called a *normal* (a priori) measure. When

$$\mu_P = \tilde{m}((P))$$

is not everywhere equal, \tilde{m} is said to be *abnormal*. The integral construction of $\tilde{m}M$ is given by

$$\tilde{m}M = \mathcal{C}_{P \in M} \mu_P \tag{1. 2}$$

which may coincide with the classical formula

$$\tilde{m}M = \int dP.$$

μ_P is called the (*point*) *dimension* (or the *\tilde{m} -dimension*) of P . The sum of all the point occupations of A is called the (*total*) *occupation* of A , which will give a concrete concept, equivalent to that of a set, to comprehend the spatial construction of the integration (1. 2).

In case of n dimensions, a point P being represented by the cartesian coordinate (x_1, \dots, x_n) , the point dimension of P is given in the form

$$\mu_P = \mu_{x_1} \cdots \mu_{x_n},$$

where μ_{x_k} is regarded as the projection of μ_P on the k -th axis. Then, μ_P shall naturally correspond to the integral element

$$dx_1 \cdots dx_n$$

in the classical theory of integral.

The notion of the size of a point may give a convenient medium of illustration. For instance, in the plane geometry, if the point P_k is represented by the polar coordinate (ρ_k, θ_k) ($k=1, 2$), we have

$$\mu_{P_1}/\mu_{P_2} = \rho_1 \mu_{\rho_1} \mu_{\theta_1} / \rho_2 \mu_{\rho_2} \mu_{\theta_2} = \rho_1 / \rho_2,$$

if μ_{ρ} and μ_{θ} are given as normal dimensions. Then, the ratio of the sizes of P_1 and P_2 shall be regarded as equal to ρ_1/ρ_2 .

In case of an abnormal (a priori) measure \tilde{m} , the inversion number $\pi(M)$ of a set M cannot be given by (1. 1). In this case, the following formulation may give a help. If

$$\lambda(P) = \mu_P / \mu_Q$$

Q being a fixed point, we shall have

$$\bar{\lambda} = \tilde{m}M/\mu_Q \pi(M)$$

$\bar{\lambda}$ being the mean value of $\bar{\lambda}(P)$ for $P \in M$.

2. Resilience

The representative convention such that

$$1 = 0.99 \dots, 0.23 = 0.2299 \dots \text{ etc.}$$

may be said very convenient in point that any real number can, through this modification, be uniquely expressed; still, the statement that the limit of the values

$$0.9, 0.99, \dots$$

is equal to 1, may not always be considered as strictly appropriate. If exactly, it must be that

$$0.99 \dots = 1 - 0.$$

In effect, if a univoque function $f(x)$ is discontinuous on the left hand of a point x , then it must be that

$$f(x) \neq f(x-0).$$

It may generally be admitted that, in the space of real numbers, any point x has no point just prior or just posterior to it. This situation may be considered coincident with the fact that two intervals of different length can be set in one-one correspondence of points. However, if these intervals be restricted to the same normal measure, one-one correspondence must only mean an equal measure of length. Under the normal measure system, $(0, 100)$ is regarded to contain 100 times as many points as $(0, 1)$. That in such ways as above-stated, points are distributed to sets, shall be illustrated as points occupy their positions in some repelling state each other. We abstract the notion of this repelling tendency to be associated with each individual point P and call it the *resilience* of P . Then μ_P may be thought as the measure of a sort of total resilience around P . In case of 2 dimensions, a point (x, y) is considered to have resiliences in positive and negative directions along x - and y -axes. If ABC is a triangle and if any point of the side BC has two resiliences, one parallel to BA and one parallel to CA, then the total linear measure of the resiliences on BC may be counted as AB+AC. Thus, the well-known paradoxical assertion that the length of BC must be equal to AB+AC, may actually be turned to be reasonable.

3. Probabilism

In the classical theory of sets, if 'a set A ' is merely supposed to be existent, without any practical confirmation such as is seen in cases of a rectangle, sphere etc., it may not give any real fact and may not be other than a nonsensical designation, even when it is provided with the condition $\tilde{m}A=1$. This is because the general notion of a set is not positively construed with measure theoretical foundations.

Now, by the following table, let us compare the definition of the normal a priori measure with that of the notion of a descriptive set* of points :

<p>(M₁) Any point P of the space \mathbf{E} maintains the same size of occupation $\langle\langle P \rangle\rangle$ and $\tilde{m}\langle\langle P \rangle\rangle = \mu$;</p> <p>(M₂) The total occupation of the points of A makes up $\tilde{m}A$ satisfying the formula</p> $\tilde{m}A = n(A)\mu .$	<p>(S₁) Each point of \mathbf{E} has its own position and can be distinguished from other points ;</p> <p>(S₂) That A is an aggregate of points in \mathbf{E} is confirmable by means of the criterion</p> $(\forall P \in \mathbf{E}) (P \in A \vee P \notin A) .$
--	--

The total occupation of a set A may naturally be compared to the state that A is filled with some substance. In effect, the space \mathbf{E} , in physics, is usually considered to be everywhere filled with ‘ether’. Then μ shall mean the mass-value of the ether equally assigned to each point and $\tilde{m}A$ the total mass of the ether distributed to A .

As to (S₁), that a point is distinguished from other points, shall, in the physical sense, mean that P is distinguished in the relation to the circumstance that an aggregate of points directly causes the total sum of the ether to be distributed to it. Such a physical distinction may not evidently be attained but for the notion of ‘density’ of the ether of A in any neighborhood of the point P . Besides, the density of the ether of A may directly be interpreted as the probability of occurrence of the points of A in a neighborhood of P . Thus, we may expound it : that a set A is determined as an aggregate of points in \mathbf{E} , must coincide with the fact that, in any sphere S we have

$$\tilde{m}A \cap S / \tilde{m}S = \Pr(P \in A) \tag{3. 1}$$

P being an aleatory variable point restricted within S . We adopt (3. 1) as the probabilistic definition of $\tilde{m}A$ in relation to $\tilde{m}S$. $\tilde{m}S$ is of a trivial measurability. When $A \subseteq S$, $\tilde{m}A = \Pr(P \in A)\tilde{m}S$.

On the above-stated foundation, it is remarkably important that any (descriptive) set must be \tilde{m} -measurable. This is apparently the effect of the physical interpretation of the space \mathbf{E} by means of ‘ether’. If we could pour the ether distributed to a set A into a vessel and weigh it, the mass-value $\tilde{m}A$ might surely be obtained. With respect to (3. 1) we see that, probabilism, in this case, plays a role to turn the microscopic sight of a point occupation toward the macroscopic one of the total occupation of a set. As for the inversion number, the following formula holds :

$$\Pr(P \in A (P \in M \ \& \ A \subseteq M)) = n(A)/n(M)$$

on condition that n is the inversion number provided for a normal measure.

If \tilde{m} is a normal a priori measure, and if we have

* An aggregate of points satisfying the conditions of (S₂) is a *descriptive* set.

$$(\forall A \subseteq \mathbf{E}) (\tilde{m}A = \tilde{m}_1A)$$

we call \tilde{m}_1 an a priori measure too, even when $\tilde{m}_1((P))$ is not everywhere equal. If

$$\tilde{m}_1((P)) \neq \tilde{m}_1((Q)),$$

it simply means that the size of $((P))$ is not equal to that of $((Q))$. Therefore, that \tilde{m} is normal means that all of $((P))$ are taken to be of equal size. If

$$\tilde{m}_1((P))/\tilde{m}_1((Q)) > 1,$$

the probability of occurrence of the point P is naturally larger than that of the point Q . Since the construction of \mathbf{E} i.r.t.* \tilde{m}_1 thus differs from that i.r.t. a normal measure \tilde{m} , the inversion number of a set i.r.t. \tilde{m}_1 must also differ from that i.r.t. \tilde{m} . Denoting the inversion number of a set A i.r.t. \tilde{m}_1 by $n(A, \tilde{m}_1)$, we have

$$\bar{\mu}_1/\mu = n(A, \tilde{m})/n(A, \tilde{m}_1),$$

where $\bar{\mu}_1$ is the mean \tilde{m}_1 -dimension (i.e. the mean of $\tilde{m}_1((P))$ for P in A and μ is the normal \tilde{m} -dimension.

4. Complete Additivity

If the family of sets $(M_i)_{(i \in I)}$, I being a set of ordinal numbers, satisfies the condition

$$(\forall i \in I) (M_i \subseteq K)$$

and if

$$0 \leq \tilde{m}K < \infty,$$

then (M_i) is said to be \tilde{m} -bounded. In this section, we suppose that (M_i) is \tilde{m} -bounded and monotone increasing viz.

$$(\forall i, \kappa \in I) (i < \kappa \Rightarrow M_i \subseteq M_\kappa),$$

and

$$M = \cup M_i. \tag{4. 1}$$

(4. 1) naturally suggests that M is the limiting set of (M_i) . Besides, since M is, in our view, considered \tilde{m} -measurable without exception, it shall be defined that M is the limiting set of a \tilde{m} -bounded monotone increasing family of sets (M_i) when and only when

$$\cap(M - M_i) = \text{void} \ \& \ \inf \tilde{m}(M - M_i) = 0.$$

Since the set of values $\tilde{m}M_i (i \in I)$ is, by supposition, a bounded set of real numbers, there exists a sequence $(M_{i_k}) (k = 1, 2, \dots)$ such that

$$\lim \tilde{m}M_{i_k} = c = \sup \tilde{m}M_i.$$

Then, in empiricism, it is easily verified that

$$c = \tilde{m}M.$$

Thus \tilde{m} is found to be a completely additive set function.

* 'i.r.t.' and 'w.r.t.' are rendered 'in respect to' and 'with respect to' respectively.

In empiricism, a limiting object is admitted when and only when it can be approached by an enumerable process of stepping. So, in the case above-mentioned, it must be that

$$(\mathfrak{A}_{i_k}(k=1, 2, \dots)) (\cup M_{i_k}=M).$$

Still, it is notable that there is an additive set function in \mathbf{E} , which is not completely additive, even when all points are given equal assignment by it. Such a function is called an *ultra set function*¹⁾.

5. Application

In order to construct an a priori measure we assumed spatial point occupations $((P))$, which precisely fill up the whole space \mathbf{E} without overlapping. By this way of construction, if the system of $((P))(P \in \mathbf{E})$ is given, the corresponding a priori measure \tilde{m} is completely determined and vice versa. In this regard, $((P))$ is called the *\tilde{m} -occupation* of the point P . Now, let us assume that a mass quantity γ_P is univoquely assigned to each \tilde{m} -occupation $((P))$ to define a set function $\tilde{\gamma}(M)$ in the form

$$\tilde{\gamma}M(=\tilde{\gamma}(M)) = \textcircled{\ominus} \sum_{P \in M} \gamma_P, \tag{5. 1}$$

which means that the quantities γ_P are summed up through the total occupation of a set M . $\tilde{\gamma}$ is called an *application* and \tilde{m} is then called the *carrier* of $\tilde{\gamma}$ in the meaning that the spatial construction for the integral (5. 1) is given by the system of \tilde{m} -occupations $((P))$. Then, it is naturally assumed that

$$\gamma_P = \tilde{\gamma}((P)),$$

γ_P is called the *point application* of P w. r. t. $\tilde{\gamma}$. When γ_P is infinitesimal, we write

$$\gamma_P = \textcircled{\triangle};$$

when non-negative and infinitesimal

$$\textcircled{\ominus} \leq \gamma_P \leq \textcircled{\triangle}.$$

$\textcircled{\ominus}$ indicates ‘empty null’ which means the vacancy of quantity. In this section, we confine our argument to the case of non-negative and bounded $\tilde{\gamma}$. Then, it may easily be seen that values of γ_P must be at most infinitesimal except at most an enumerable number of them. A general application may be expressed as a difference of two non-negative ones.

If we could pour all of γ_P distributed to A together into a vessel and weigh them, the value $\tilde{\gamma}A$ might surely be obtained. If constructively, partitions of a set A may be brought forward to be observed along with $\tilde{\gamma}$. However, in empiricism, an observable partition must be limited to an enumerable one. Thus, we are forced to have the definition as follows :

Definition. *If, for any enumerable partition $(M_k)(k=1, 2, \dots)$ of a set M , we have*

$$\tilde{\gamma}M = \sum_{k=1}^{\infty} \tilde{\gamma}M_k,$$

then $\tilde{\gamma}M$ is represented in the form

$$\tilde{\gamma}M = \mathfrak{S}\gamma_P$$

with

$$\gamma_P = \tilde{\gamma}((P)),$$

$((P))$ being point occupations i. r. t. a certain a priori measure.

In fine, $\tilde{\gamma}$ is defined by (5. 1) as a completely additive set function. This may be thought as a merit of empiricism. As for the quantitative criticism on γ_P , we may sort out the following four cases: (i) $\gamma_P = \odot$; (ii) $0 < \gamma_P < \infty$; (iii) $0 < f(P) \equiv \gamma_P / \mu_P < \infty$; (iv) $\odot < \gamma_P \leq \triangle$ & $f(P) = 0 \vee \infty$, μ_P being the point dimension of the carrier \tilde{m} . The complement of the set $\{P: \gamma_P = \odot\}$ is the support of $\tilde{\gamma}$. In the part of (iii), $\tilde{\gamma}$ may be expressed as an integral

$$\mathfrak{S}f(P)\mu_P \text{ or } \int f(P) dP.$$

We assume the case (iv) to be possible, but do not make any detailed explanation on it here²⁾.

An additive set function f (in \mathbf{E}) which is neither an a priori measure nor an application, is an ultra set function. In this case, the only formula generally promised for f is that

$$(\forall A, B \subseteq \mathbf{E}) (f(A \cup B) = f(A) + f(B) - f(A \cap B)).$$

II. Logic and Empiricism

1. Ranging

If a chain or a concatenation of symbols or words is certainly read as indicating or designating some objects or some state of the objects, it is called a *description (in the generalized sense)*. When exclusive cases for certain situations are taken as elements, the set

$$R(A) = \{\xi: A \text{ is true in } \xi\}$$

is called the *usual deductive range* of the description A . Then, implication ' \Rightarrow ' may be defined by

$$A \Rightarrow B. \equiv .R(A) \subseteq R(B) \tag{1. 1}$$

on condition that $R(A) \neq \text{void}$. More generally, we assume that to any description A (of a given family of descriptions) uniquely corresponds a set $R(A)$ (of elements of a given universe); then, by the implication defined by (1. 1), we will obtain a deductive system of logical language. If \mathbf{U} is a universe of objects and

$$R(A) \subseteq \mathbf{U} \ \& \ R(A) \neq \text{void},$$

then A is called a *description (standing) on \mathbf{U}* . For a family of descriptions \mathfrak{A} it may not always be possible to find a universe \mathbf{U} such that

$$\bigcup_{A \in \mathfrak{A}} R(A) \subseteq \mathcal{U}. \tag{1. 2}$$

If \mathcal{U} is existent and satisfies (1. 2), we say that $A(\in \mathfrak{A})$ or \mathfrak{A} is given a *ranging* in \mathcal{U} , and then call \mathcal{U} the *range universe* of this ranging.

A course of logic usually involves a definition of the level to correspond to a predicate or an object. If \mathcal{U} is a range universe of which all elements are descriptions, then the elements of \mathcal{U} shall be regarded as of the same level. If \mathcal{U}_1 and \mathcal{U}_2 are range universes and if any element of \mathcal{U}_2 is either a description on \mathcal{U}_1 or a relation between subsets of \mathcal{U}_1 , then \mathcal{U}_2 is said to be of *higher level* than \mathcal{U}_1 , in that any element of \mathcal{U}_2 is regarded as of higher level than any element of \mathcal{U}_1 . If $\mathcal{U}_0 \neq \text{void}$ and there is no universe to be of lower level than \mathcal{U}_0 , the level of \mathcal{U}_0 is zero. However, it appears that essentially the levels of objects are determined relatively and not absolutely. For instance: when a line is defined by a pair of points, the line will be thought to be of higher level than the points; but, when a point is defined by a pair of lines, the point will be of higher level. Such being the conditions, we will take the notion of the level only to be sometimes conveniently used in the relative meaning. Descriptions on the same universe \mathcal{U} are of the same level, because their ranges then are equally subsets of \mathcal{U} .

If descriptions A and B are of the same level, following 8 cases are distinguished:

- α_1 : $R(A) = \text{void} \ \& \ R(B) = \text{void}$; α_2 : $R(A) = \text{void} \ \& \ R(B) \neq \text{void}$;
- α_3 : $R(A) \neq \text{void} \ \& \ R(B) = \text{void}$; α_4 : $R(A) \neq \text{void} \ \& \ R(A) \subset R(B)$;
- α_5 : $R(B) \neq \text{void} \ \& \ R(B) \subset R(A)$; α_6 : $R(A) \neq \text{void} \ \& \ R(A) = R(B)$;
- α_7 : $R(A) - R(B) \neq \text{void} \ \& \ R(B) - R(A) \neq \text{void} \ \& \ R(A) \cap R(B) \neq \text{void}$;
- α_8 : $R(A) \neq \text{void} \ \& \ R(B) \neq \text{void} \ \& \ R(A) \cap R(B) = \text{void}$.

Then, taking $\mathcal{U} = \{\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_8\}$ as the universe, we may have

$$R(A \Rightarrow B) = \{\alpha_1, \alpha_2, \alpha_4, \alpha_6\}.$$

' $\vdash A$ ' is usually rendered 'A is true'. However, in this paper, we let ' $\vdash A$ ' mean 'A is possible' (i. e. 'A is not impossible'). ' $\sim \vdash A$ ' is the negation of ' $\vdash A$ ' and is rendered 'A is impossible' or 'A is false'. 'A' itself cannot be rendered as a description on \mathcal{U} , whereas $\vdash A$ and $\sim \vdash A$ stand on \mathcal{U} . In effect, we still have

$$\left. \begin{aligned} R(\vdash A) &= \{\alpha_3, \alpha_4, \alpha_5, \alpha_6, \alpha_7, \alpha_8\}, \\ R(\vdash B) &= \{\alpha_2, \alpha_4, \alpha_5, \alpha_6, \alpha_7, \alpha_8\}, \\ R(\sim \vdash A) &= \{\alpha_1, \alpha_2\} \text{ and } R(\sim \vdash B) = \{\alpha_1, \alpha_3\}. \end{aligned} \right\} \tag{1. 3}$$

In fine, $(A \Rightarrow B) \wedge A$ is not a description on \mathcal{U} , but $(A \Rightarrow B) \wedge (\vdash A)$ and $(A \Rightarrow B) \wedge (\sim \vdash A)$ are ones on \mathcal{U} .

Now, since

$$R((A \Rightarrow B) \wedge (\sim \vdash A)) = R(A \Rightarrow B) \cap R(\sim \vdash A) = \{\alpha_1, \alpha_2\},$$

with respect to (1. 3) we have

$$R((A \Rightarrow B) \wedge (\sim \vdash A)) \not\subseteq R(\vdash B), \not\subseteq R(\sim \vdash B), \text{ but } \subseteq R(\vdash B) \cup R(\sim \vdash B).$$

Hence we conclude

$$(A \Rightarrow B) \wedge (\sim \vdash A) \not\Rightarrow \vdash B, \not\Rightarrow \sim \vdash B, \text{ but } \Rightarrow \vdash (B \vee \sim B). \quad (1. 4)$$

It is remarkable that the result (1. 4) is incompatible with the assertion ‘fallacy implies any event’, which is professed by some sect of symbolic logicians.

2. Event Complex

A description shall, in itself, be regarded as an event. If its usual range \neq void, it is called a *possible event* and if = void an *impossible* one. Though the terms ‘event’, ‘possible’ and ‘impossible’ are, originally, of the theory of probability, they are rather more lucid than the corresponding terms of pure logic and may even be preferable in point of straightness for the empiricist view. With this terminology, we may straightly pass to the statistical view if needed.

If the premises, notions or relations among them, and the available referential facts in the context of a theme are resolved into a finite number of descriptions $\mathbf{A} \equiv \{A_1, \dots, A_n\}$ of which all are regarded as of the same level, then the state construction defined in the form

$$c(\mathbf{A}) \equiv \bigvee_{k=1}^n (A_k \vee \sim A_k)$$

is called the *event complex* (or simply the *complex*) *generated by* \mathbf{A} . In this case, partial products of $2n$ events $A_k, \sim A_k$ ($k=1, \dots, n$), which do not vanish, make, in all, a finite set

$$\Gamma(\mathbf{A}) = (\Gamma_j) (j=1, \dots, \nu),$$

and Γ_j are found to be mutually exclusive events. $\Gamma(\mathbf{A})$ is called \mathbf{A} -*aspect* of the theme.

If we take $\Gamma(\mathbf{A})$ as the range universe, we may sufficiently transact inferences on the theme by means of the language standing on $\Gamma(\mathbf{A})$, i.e. the language which has $\Gamma(\mathbf{A})$ as the universe of individuals.

3. Inductive Range

Induction too is proceeded on contradistinction of some implicative relations. So then, a ranging must thereupon be contrived to define the implication. Deductive ranges are found incompatible with this purpose. The deductive range of a description A comprises possible events of A as its elements, because, in a deductive case, the point of observation is whether the object is possible (or true) or not. However, in an inductive case, observation rests only on the residual part of inspection, so the ranging should also be defined on this part.

Assuming that \mathfrak{P} is a set of propositions and is provided with a criterion φ which is tested on subsets of \mathfrak{P} , if a subset \mathbf{P} of \mathfrak{P} conforms to φ , we write $\varphi \vdash \mathbf{P}$, and if not, $\sim \varphi \vdash \mathbf{P}$. In addition, we assume that φ satisfies the following two properties :

$$\begin{aligned} \text{descriptiveness: } & (\forall \mathbf{P} \subseteq \mathfrak{P}) (\varphi \vdash \mathbf{P} \vee \sim \varphi \vdash \mathbf{P}); \\ \text{regressiveness: } & \mathbf{P} \subseteq \mathbf{Q} \subseteq \mathfrak{P} \ \& \ \varphi \vdash \mathbf{Q} \Rightarrow \varphi \vdash \mathbf{P}. \end{aligned} \tag{3. 1}$$

In this case, we define a rang $R(\mathbf{P})$ by the stipulation that

$$R(\mathbf{P}) = \mathfrak{P} - \mathbf{P} \text{ when } \varphi \vdash \mathbf{P} \tag{3. 2}$$

and $= \text{void}$ when $\sim \varphi \vdash \mathbf{P}$.

Then, the implication appearing in (3. 1) may be realized by the definition:

$$\mathbf{P} \Rightarrow \mathbf{Q} \equiv R(\mathbf{P}) \subseteq R(\mathbf{Q}) \tag{3. 3}$$

on condition that $R(\mathbf{P}) \neq \text{void}$. It will be needless to say that the left side of (3. 3) just means $\varphi \vdash \mathbf{P} \Rightarrow \varphi \vdash \mathbf{Q}$. The range defined by (3. 2) is called an *inductive range*.

By means of the principle of cut approach³⁾ in empiricism, we may directly attain the theorem:

Proposition 3. 1. *If \mathfrak{P} is a set of propositions with a descriptive and regressive criterion φ to be tested on its subsets, and if*

$$\sim \varphi \vdash \mathfrak{P}$$

and $(\exists \mathbf{P} \subset \mathfrak{P}) (\mathbf{P} \neq \text{void and } \varphi \vdash \mathbf{P}),$

then there are two sequences of subsets of \mathfrak{P} (\mathbf{P}_k) and (\mathbf{Q}_k) ($k=1, 2, \dots$) such that:

- (i) $\mathbf{P}_1 \subseteq \mathbf{P}_2 \subseteq \dots \subseteq \mathbf{Q}_2 \subseteq \mathbf{Q}_1 \subseteq \mathfrak{P};$
- (ii) $\cup \mathbf{P}_k = \cap \mathbf{Q}_k;$
- (iii) $(\forall k) (\varphi \vdash \mathbf{P}_k \ \& \ \sim \varphi \vdash \mathbf{Q}_k).$

4. Unmaximizable Case

If we apply the principle of transfinite induction, Proposition 3. 1 may be altered to the following result:

[T]. *Under the same conditions assumed in Proposition 3. 1, there exists a family of subsets of \mathfrak{P} (\mathbf{P}_λ) ($\lambda \in A$) with an indication set A of ordinal numbers such that:*

- (i) $(\forall \lambda, \mu \in A) (\lambda < \mu \Rightarrow \mathbf{P}_\lambda \subseteq \mathbf{P}_\mu)^*;$
- (ii) $(\forall \lambda \in A) (\varphi \vdash \mathbf{P}_\lambda);$
- (iii) $\mathbf{Q} \subseteq \mathfrak{P} \ \& \ \mathbf{Q} \supset \tilde{\mathbf{P}} = \cup \mathbf{P}_\lambda \Rightarrow \sim \varphi \vdash \mathbf{Q}.$

$\tilde{\mathbf{P}}$ appearing in (iii) may be regarded as a supremum w. r. t. φ . When such $\tilde{\mathbf{P}}$ exists, φ is said to be *maximizable on \mathfrak{P}* . [T] itself, however, is denied in empiricism, by the following example.

We may take a euclidian space (of finite dimension) \mathbf{E} as \mathfrak{P} in the sense that a point 'P' is also regarded as a symbol 'P' rendered ' $P \in \mathbf{E}$ '. φ be defined by

* ' \Rightarrow ' shall henceforth be read as 'then we have'. Such it may be read in either case of a deductive or an inductive range.

$$\varphi \vdash A. \equiv .\tilde{m}A \leq c, \tag{4. 1}$$

c being a fixed finite positive number. If [T] in this case holds, there is a family of subsets of \mathbf{E} $\mathfrak{A} = (A_\lambda) (\lambda \in A)$ such that

$$\lambda < \mu. \Rightarrow .A_\lambda \subseteq A_\mu$$

and if

$$\tilde{A} = \cup A_\lambda$$

we may have

$$(\forall B \subseteq \mathbf{E}) (B \supset \tilde{A}. \Rightarrow .\tilde{m}B > c).$$

Since \tilde{m} is an a priori measure in \mathbf{E} , we then have

$$\tilde{m}\tilde{A} = \sup(\tilde{m}A_\lambda) \tag{4. 2}$$

so that

$$\tilde{m}\tilde{A} = c.$$

Therefore, if we take an enumerable set N in $\mathbf{E} - A$ and define B as

$$B = A \cup N$$

we may directly have

$$B \supset \tilde{A} \ \& \ \tilde{m}B = c.$$

Thus φ defined by (4. 1) cannot be maximizable. It is remarkable that the above-shown contradiction (to the existence of \tilde{A}) is concluded only by the characteristic relation (4. 2) of an a priori measure \tilde{m} and not by any restriction on ordinal numbers. If we mean to insist [T], we must then necessarily renounce the property (4. 2) of \tilde{m} and thereafter assert either \tilde{A} to be denied its \tilde{m} -measurability or \tilde{m} itself to be denied its complete additivity.

Since we shall be resting on the theory of a priori measure, we may not renounce (4. 2). Thus, we encounter an unexpected obstruction to the principle of trans-induction which was attempted to be an alternative renovation of the principle of transfinite induction. It is very regretful that here the present author must change his previous announcement that the principle of trans-induction may be made well-established by means of the empiricist principle of cut approach²⁾. Some reflection will show us that such an unmaximizable case as above discussed, may appear only when the residual part for inspection with respect to $\sim\varphi$ does not vanish out. So then, it is considered relevant to restrict the conditions as follows.

If φ is a regressive criterion on subsets of \mathfrak{P} and if

$$(\forall P \subseteq \mathfrak{P}) (\varphi \vdash P \ \& \ P^c \neq \text{void.} \Rightarrow (\exists Q \subseteq \mathfrak{P}) (P \subset Q \ \& \ \varphi \vdash Q))^*,$$

then φ is said to be *insuppressible* on \mathfrak{P} . Then, it is easily shown that φ is insuppressible whenever φ is unmaximizable on \mathfrak{P} . We now assume an operator Φ called a φ -inspector being defined as follows:

$$(i) \ P \subseteq \Phi(P); \quad (ii) \ P \subset Q. \Rightarrow .\Phi(P) \subseteq \Phi(Q);$$

* $P^c \equiv \mathfrak{P} - P$ and $\Phi(P)^c \equiv \mathfrak{P} - \Phi(P)$.

- (iii) $\Phi(\mathbf{P}) \neq \Phi(\mathbf{Q}) \Rightarrow \mathbf{P} \neq \mathbf{Q}$;
- (iv) $\varphi \vdash \mathbf{P} \ \& \ \mathbf{P} \subseteq \mathbf{Q} \ \& \ \Phi(\mathbf{Q})^c \neq \text{void} \Rightarrow (\exists \mathbf{R} \subseteq \mathfrak{B}) (\mathbf{P} \subset \mathbf{R} \ \& \ \varphi \vdash \mathbf{R} \ \& \ \Phi(\mathbf{Q}) \subseteq \Phi(\mathbf{R}))$.

In this case, the set \mathbf{P} which holds $\varphi \vdash \mathbf{P}$ will be enlarged unless $\Phi(\mathbf{P})$ vanishes. So we may have:

Proposition 4. 1. *Under the same designations with [T], if φ accompanies a φ -inspector Φ , we may have*

$$\begin{aligned} & \varphi \vdash \tilde{\mathbf{P}} \\ \text{only when} & \quad \Phi(\tilde{\mathbf{P}}) = \mathfrak{B}. \end{aligned}$$

Besides, the principle of trans-induction shall be introduced in the renovated form as follows:

Principle of Trans-induction. *If φ is a descriptive and regressive criterion on \mathfrak{B} and is provided with a φ -inspector Φ , then there is a monotone increasing sequence of subsets of \mathfrak{B} (\mathbf{P}_k) ($k=1, 2, \dots$) such that*

$$\begin{aligned} & (\forall k) (\varphi \vdash \mathbf{P}_k) \\ \text{and} & \quad \cap \Phi(\mathbf{P}_k)^c = \text{void}. \end{aligned}$$

This principle shall, of course, rest on the ground of empiricism, i.e. on the view that any limiting process can be realized by an enumerable stepping whenever it is found possible. As for the limiting set $\tilde{\mathbf{P}}$ of the sequence, whether $\varphi \vdash \tilde{\mathbf{P}}$ or $\sim \varphi \vdash \tilde{\mathbf{P}}$ cannot generally be presented in advance.

Mathematical Seminar in the Muroran Inst. Tech., Hokkaido

(Received Apr. 10, 1968)

References

- 1) Kinokuniya, Y.: Mem. Muroran Inst. Tech. **4**(2), 496 (1963).
- 2) Kinokuniya, Y.: Mem. Muroran Inst. Tech. **6**(1), 230-233 (1967).
- 3) Kinokuniya, Y.: Mem. Muroran Inst. Tech. **5**(2), 931 (1966).

無段変速同期電動機と巻線形誘導電動機の 直列縦続結合法について

伊 達 隆 三

On the Series-Concatenated Connection between the Continuous Variable Speed Synchronous Motor and the Wound Rotor Type Induction Motor

Ryuzō Date

Abstract

The continuous variable speed synchronous motor is made so as to rotate its stator, and by regulating the stator speed the rotor rotates at synchronous speed with the stator, i. e. the motor speed is controlled. In this case the stator output is feedback to the rotating shaft or regenerated to the source through the auxiliary machines.

This paper is concerned with the speed, torque and output in the system which is the series-concatenated connection between the continuous variable speed synchronous motor and the wound rotor type induction motor. The present writer made the equivalent circuit in order to attempt the theoretical analysis of the system. He could indicate the share of the output of the rotor and the auxiliary machine system by the equivalent circuit, and consider the experimental result by use of the testing machine.

1. 緒 言

無段変速同期電動機は同期機においてその固定子を回転可能な構造とし、その速度を調整してこれと相対的に同期速度を保持する回転子の速度、即ち電動機の速度を制御するものであり、その際同時に固定子出力は補助機を通じて回転軸側に返還されるか、或いは電源に回生される方式のものである。それらの諸特性については既に発表を重ねており、補助機の組合せとして種々のものが考えられるが、本報告ではその補助機として同期発電機と巻線形誘導電動機とを直列縦続結合する運転方式において、その速度・トルク・出力等の関係を論じ、この系の理論的解析をすすめるために等価回路を作成した。これより回転子と補助系各部の出力分担を表示し得ることを示し、また試作機による実験結果より考察検討を行なったので、ここに発表する。

2. 系の構成と運転原理

無段変速同期機の系の直列縦続接続構成図を図-1に示し、またその実験装置を図-2に示

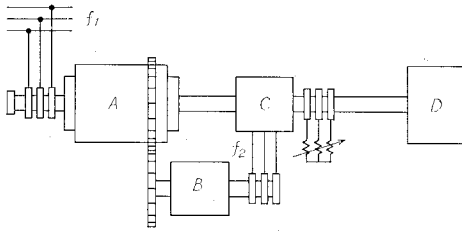


図-1 系の直列縦続接続構成図

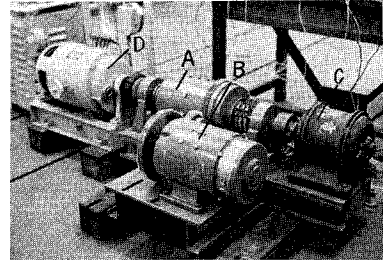


図-2 実験装置

す。図において A は主機の無段変速同期機、B は A の回転固定子に連動する補助同期発電機、C はこれと直列縦続された補助誘導電動機、D は負荷の動力計である。A の回転子を周波数 f_1 の電源に接続すれば、A はトルクを発生して回転固定子と相対的に同期速度で回転し、回転固定子の機械エネルギーはこれと機械的に結合された B によって、その回転速度に比例する周波数 f_2 の電気エネルギーに変換され、これと直列縦続された C を駆動してその合成出力は A の回転子出力と C の出力との和となり、補助系を調整することによって任意の速度で D を駆動することができる。

3. 速度・トルク・出力の関係

A を電源に接続すると固定子と回転子は互いに反対方向のトルクを発生して相対的に同期速度で回転する。その速度をそれぞれ n_{0s} , n_{0r} , n_0 とし、回転固定子の静止軸に対するすべりを s_1 とすると

$$n_{0s} = s_1 n_0 \quad (1)$$

$$n_{0r} = (1 - s_1) n_0 \quad (2)$$

固定子、回転子の発生トルクを τ_s , τ_r 、合成トルクを τ_t とし、B, C 補助系の帰還効率を η とすると

$$\begin{aligned} \tau_t &= \tau_r + \eta \tau_s \\ &= \left(1 + \frac{s_1 \eta}{1 - s_1} \right) \tau_r \end{aligned} \quad (3)$$

固定子、回転子の発生出力を P_s , P_r 、その和を P_0 、C の出力を P_m 、合成出力を P_t とすると

$$\begin{aligned} P_t &= P_r + P_m = P_r + \eta P_s \\ &= \left\{ (1 - s_1) + s_1 \eta \right\} P_0 \end{aligned} \quad (4)$$

等の関係が得られる。

次に電源周波数を f_1 、B の周波数を f_2 とし、A, B, C の極数をそれぞれ P_1 , P_2 , P_3 とすれば、A, B の連動速度比を k として

$$f_2 = ks_1 f_1 \frac{P_2}{P_1} \tag{5}$$

となり、C のすべりを s_2 とすると

$$s_2 = 1 - \frac{(1-s_1)P_3}{ks_1 P_2} \tag{6}$$

となる。従って(6)式において $k=1, P_2=P_3$ とすれば、 $s_1=0.5$ のとき $s_2=0$ となり、これは系が同期速度の 1/2 の速度で運転されるときは C のすべりは 0 でトルクは 0、従って出力も 0 となる点を表わし、また $s_1=1$ のとき $s_2=1$ となり、これは系の静止を表わすものである。

4. 系の等価回路

この系は A, B および A, C の機械接続と B, C の電気接続より構成されており、それ等相互間に成立する関係を使用して系の等価回路を作成することができる。

(4)式において

$$P_r = (1-s_1)P_0 \tag{7}$$

であり、ここで

$$P_0 = \frac{P_s}{s_1} \tag{8}$$

B の 1 相当りの発生電圧および電流を E_g ($s_1=1$ における値), I_1 とし、位相差を θ とすれば

$$P_s = 3s_1 E_g I_1 \cos \theta \tag{9}$$

B, C の合成インピーダンスおよびその抵抗成分を Z, R とすれば

$$\cos \theta = \frac{R}{Z} \tag{10}$$

これ等の関係を用いて

$$P_r = \frac{3(1-s_1)RI_1^2}{s_1} \tag{11}$$

また C の 2 次の抵抗 (1 次側換算値) および電流を R'_2, I_2 とすれば

$$P_m = \frac{3s_2(1-s_2)R'_2 I_2^2}{s_2} \tag{12}$$

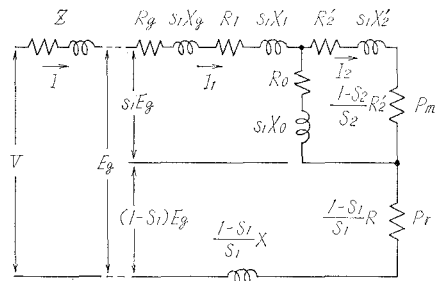


図-3 系の等価回路

従って以上の関係から系の各部分の記号を次の如く使用して 図-3 のような等価回路が作成できる。

(各記号は 1 相当りのもので、B, C については $s_1=1, s_2=1$ における値とする)

V, I, Z : A の電圧, 電流, インピーダンス E_g : B の発生電圧

R_g, X_g : B の抵抗, リアクタンス

I_1 : B の電流

R_1, X_1 : C の 1 次の抵抗, リアクタンス

R_0, X_0 : C の励磁回路の抵抗, リアクタンス

R_2', X_2' : C の 2 次の抵抗, リアクタンス

E_2 : C の 2 次の電圧

(1 次側換算値)

I_2 : C の 2 次の電流

R, X : B, C の合成インピーダンスの抵抗成分, リアクタンス成分

等価回路において E_g を分割して上半部に $s_1 E_g$ を加え, 下半部に $(1-s_1) E_g$ を加えたとき, 主機 A の回転子の出力 P_r は $(1-s_1) R/s_1$ 中に消費される電力に等しい機械的出力と等価であり, また補助系 B, C よりの出力 P_m は $(1-s_2) R_2'/s_2$ 中に消費される電力に等しい機械的出力と等価である。従って C の励磁回路を省略して $I_1=I_2$ とし, $\eta=1$ と考えるとき, P_r と P_m の出力分担比は (11), (12) 式より

$$\frac{P_m}{P_r} = \frac{s_1(1-s_2)R_2'}{s_2(1-s_1)R} \quad (13)$$

で表わされる。更に (6) 式において $P_2=P_3$, $k=1$ とすれば

$$s_2 = \frac{2s_1-1}{s_1} \quad (14)$$

となり, この場合の出力分担比は

$$\frac{P_m}{P_r} = \frac{R_2'}{\left(2 - \frac{1}{s_1}\right)R} \quad (15)$$

上式より $s_1 \rightarrow 0$ で $P_m/P_r \rightarrow 0$, $0 < s_1 < 0.5$ で $P_m/P_r < 0$, 即ち P_m は発電作用となり, $0.5 < s_1 < 1$ で $P_m/P_r > R_2'/R < 0$, 即ち P_m は電動作用となることを表わす。

5. 実験方法及び実験結果

実験は主機の無段変速同期電動機に補助機の同期発電機と巻線形誘導電動機を結合し, 負荷として直流動力計を使用した。これ等の機器の仕様を表-1 に示す。

A 入力電圧 V_1 を 110 V 一定に保ち, B の界磁電流 i_{gf} を 0.20 A, 0.25 A, 0.30 A, 0.35 A, 0.375 A としたとき, それぞれの場合における回転速度に対する系のトルク, 入力および出力を測定した。それ等の実験値を表-2, 表-3, 表-4, 表-5, 表-6 に示し, また実験曲線を 図-4, 図-5 に示す。

表-1 系の機種と仕様

主 機 A	補 助 機 B	補 助 機 C	負 荷 D
無段変速同期電動機 AC 100 V 0.7 kW 4 極 他励 100 V	同期発電機 AC 20/27 V 0.7/0.9 kW 4 極 他励 100 V	巻線形誘導電動機 AC 100 V 1.5 kW 4 極	直流動力計 100 V 2 kW 2 極 励磁 100 V

表-2 $i_{gf}=0.2A$ における実験値

主 電 動 機			補 助 発 電 機		動 力 計		合 成 系	
電機子電流	界磁電流	入 力	端子電圧	電 流	トルク	回 転 数	出 力	す べ り
I (A)	i_f (A)	W (W)	V_a (V)	I_a (A)	τ_t (kg-m)	n (rpm)	P_t (W)	s (%)
1.85	0.149	300	—	—	0.03	1460	45	2.7
2.15	0.160	450	—	1.00	0.10	1430	147	4.7
2.51	0.167	500	—	1.25	0.14	1400	201	6.7
2.80	0.180	560	5	1.60	0.16	1370	223	8.7
2.30	0.165	460	23	3.00	0.10	1200	123	20.0
2.20	0.150	440	—	—	0.02	1000	21	33.3
—	0.140	98	34	1.80	-0.16	770	-126	48.6
—	0.140	110	36.2	1.60	-0.14	762	-109	49.0
—	0.140	120	38	1.45	-0.12	762	-94	49.0
—	0.140	140	37	1.47	-0.10	760	-68	49.3
1.00	0.140	240	40	0.97	0	750	0	50.0
1.30	0.145	260	41.5	0.50	0.03	750	23	50.0
1.35	0.145	270	41	0.60	0.04	746	31	50.2
1.41	0.149	290	41	0.70	0.06	746	46	50.2
1.51	0.150	310	41	0.80	0.08	745	61	50.3
1.62	0.150	320	41	0.90	0.10	745	76	50.3
1.65	0.150	320	40.5	1.00	0.11	745	84	50.3
1.70	0.150	340	40.5	1.25	0.12	740	91	51.0
1.85	0.155	360	39.5	1.30	0.14	735	106	51.1
2.12	0.159	414	36.5	1.50	0.20	730	150	51.4
2.20	0.160	440	33	1.75	0.22	720	162	52.0
2.20	—	400	—	—	0.13	680	91	54.6
2.00	—	380	—	—	0.07	600	43	60.0
1.60	—	340	—	—	0.06	530	33	64.6

表-3 $i_{gf}=0.25A$ における実験値

主 電 動 機			補 助 発 電 機		動 力 計		合 成 系	
電機子電流	界磁電流	入 力	端子電圧	電 流	トルク	回 転 数	出 力	す べ り
I (A)	i_f (A)	W (W)	V_a (V)	I_a (A)	τ_t (kg-m)	n (rpm)	P_t (W)	s (%)
1.75	0.150	300	—	—	0.03	1472	45	1.9
2.20	0.160	440	—	0.30	0.10	1450	150	3.2
3.05	0.180	580	—	1.50	0.20	1410	289	6.2
3.45	0.190	670	5.0	1.80	0.24	1380	340	8.0
2.70	—	540	—	—	0.14	1200	173	20.0
—	—	—	—	—	0.04	1000	41	33.3
—	1.400	40	42.0	2.15	-0.24	770	-190	48.6
—	1.400	60	44.5	1.95	-0.22	763	-172	49.0
—	1.350	80	43.0	1.88	-0.20	762	-156	49.0
—	1.390	110	46.0	1.65	-0.15	760	-101	49.3
1.60	1.400	144	47.1	1.46	-0.10	760	-68	49.3

主電動機			補助発電機		動力計		合成系	
電機子電流	界磁電流	入力	端子電圧	電流	トルク	回転数	出力	すべり
I (A)	i_f (A)	W (W)	V_a (V)	I_a (A)	τ_t (kg-m)	n (rpm)	P_t (W)	s (%)
1.40	1.670	252	49.0	1.20	0	750	0	50.0
1.30	0.150	262	51.2	1.20	0.04	750	26	50.0
1.61	0.151	324	51.0	1.30	0.10	746	77	50.3
1.90	0.155	372	50.0	1.40	0.16	742	122	50.5
2.11	0.159	410	48.8	1.50	0.20	740	150	50.7
2.40	0.165	470	47.0	1.60	0.26	734	196	50.9
2.60	0.170	500	45.2	1.90	0.30	730	234	51.4
2.65	0.170	516	44.2	1.90	0.32	730	239	51.4
2.85	0.172	540	43.0	2.00	0.34	720	253	51.6
2.20	0.170	440	23.0	3.00	0.18	650	120	56.6
2.10	0.160	420	—	—	0.13	550	73	63.3
—	—	—	—	—	0.11	460	52	69.4

表-4 $i_{gf}=0.3A$ における実験値

主電動機			補助発電機		動力計		合成系	
電機子電流	界磁電流	入力	端子電圧	電流	トルク	回転数	出力	すべり
I (A)	i_f (A)	W (W)	V_a (V)	I_a (A)	τ_t (kg-m)	n (rpm)	P_t (W)	s (%)
1.55	0.145	340	—	—	0.03	1475	46	1.7
2.15	0.160	420	—	0.68	0.10	1460	120	2.7
2.90	0.175	570	—	1.17	0.20	1420	293	5.3
3.73	0.200	720	—	1.76	0.30	1410	434	6.0
4.65	0.235	910	9.0	2.90	0.40	1330	546	10.0
—	—	520	—	—	0.22	1180	266	21.3
—	—	480	—	—	0.13	1070	143	28.6
—	—	440	—	—	0.06	990	61	34.0
—	—	-80	46.5	2.78	-0.35	780	-281	48.0
—	—	-40	54.0	2.40	-0.30	770	-237	48.6
—	—	20	58.0	2.05	-0.20	770	-158	48.6
—	—	90	60.0	1.80	-0.10	760	-78	49.4
1.37	0.150	270	60.7	1.50	0.03	750	23	50.0
1.68	0.156	334	60.5	1.51	0.10	750	77	50.0
2.05	0.158	410	60.0	1.60	0.20	742	150	50.5
2.50	0.165	484	58.0	1.76	0.30	740	227	50.6
3.00	0.175	584	55.2	2.05	0.40	730	299	51.4
3.60	0.200	700	49.0	2.60	0.50	720	369	52.0
2.70	—	540	—	—	0.31	620	197	58.6
2.60	—	520	—	—	0.21	590	127	60.6
2.70	—	480	—	—	0.18	500	92	66.6

表-5 $i_{gf}=0.35$ A における実験値

主 電 動 機			補 助 発 電 機		動 力 計		合 成 系	
電機子電流	界磁電流	入 力	端子電圧	電 流	トルク	回 転 数	出 力	す べ り
I (A)	i_f (A)	W (W)	V_a (V)	I_a (A)	τ_L (kg-m)	n (rpm)	P_L (W)	s (%)
1.70	0.157	340	—	—	0.03	1480	45	1.3
2.50	0.170	470	—	0.65	0.10	1464	150	2.4
3.50	0.185	590	—	1.85	0.20	1450	297	3.3
3.95	0.215	762	—	1.61	0.30	1426	439	4.9
4.71	0.240	916	6.0	2.13	0.40	1400	575	6.7
5.42	0.267	1050	8.3	2.70	0.47	1367	660	8.9
5.80	0.275	1114	10.0	3.21	0.50	1340	688	10.7
3.00	—	600	—	—	0.35	1240	444	17.3
—	—	—	—	—	0.08	950	78	36.6
—	—	-140	56.0	3.05	-0.46	775	-565	48.4
—	—	-100	61.0	2.70	-0.40	770	-317	48.6
—	—	-40	65.0	2.35	-0.30	770	-237	48.6
—	—	30	67.0	2.15	-0.20	760	-156	49.4
—	1.400	100	68.0	1.95	-0.10	760	-78	49.4
1.45	0.150	298	66.5	1.66	0.03	750	23	50.0
1.75	0.153	380	66.5	1.67	0.10	750	77	50.0
2.12	0.161	420	66.7	1.74	0.20	747	155	50.2
2.57	0.170	500	65.8	1.88	0.30	740	227	50.7
3.15	0.185	600	68.5	2.08	0.40	740	304	50.7
3.70	0.204	710	66.7	2.35	0.52	736	378	50.9
4.15	0.220	802	64.0	2.60	0.60	730	450	51.4
4.85	0.247	950	60.0	3.10	0.70	725	520	51.6
5.10	0.259	996	58.7	3.31	0.72	720	532	52.0
—	—	—	—	—	0.33	560	190	62.6
—	—	—	—	—	0.27	460	128	69.4

表-6 $i_{gf}=0.375$ A における実験値

主 電 動 機			補 助 発 電 機		動 力 計		合 成 計	
電機子電流	界磁電流	入 力	端子電圧	電 流	トルク	回 転 数	出 力	す べ り
I (A)	i_f (A)	W (W)	V_a (V)	I_a (A)	τ_L (kg-m)	n (rpm)	P_L (W)	s (%)
1.57	0.147	320	—	—	0.03	1485	46	1.0
2.15	0.160	430	—	0.60	0.10	1476	150	1.6
3.00	0.180	580	—	1.00	0.20	1458	299	2.8
3.81	0.206	742	—	1.33	0.30	1444	445	3.5
4.65	0.235	900	—	1.85	0.40	1425	585	5.0
5.75	0.275	1100	6.0	2.35	0.50	1408	720	6.1
6.75	0.295	1290	8.0	2.95	0.60	1405	865	6.3
—	0.140	-170	50.5	3.55	-0.52	780	-417	48.0
—	0.140	-140	54.5	3.20	-0.50	780	-400	48.0
—	0.140	-100	62.5	2.70	-0.40	770	-317	48.6

主電動機			補助発電機		動力計		合成系	
電機子電流	界磁電流	入力	端子電圧	電流	トルク	回転数	出力	すべり
I (A)	i_f (A)	W (W)	V_a (V)	I_a (A)	τ_z (kg-m)	n (rpm)	P_L (W)	s (%)
—	0.140	-40	66.0	2.35	-0.30	770	-237	48.6
—	0.135	40	68.0	2.20	-0.20	765	-157	49.0
—	0.135	100	70.0	2.00	-0.11	760	-86	49.3
—	0.142	224	60.0	1.50	0	750	0	50.0
1.57	0.150	306	79.2	2.05	0.03	750	23	50.0
1.90	0.151	370	79.2	2.05	0.10	750	77	50.0
2.30	0.160	448	78.5	2.05	0.20	745	150	50.2
2.79	0.172	540	77.4	1.70	0.30	745	239	50.2
3.18	0.182	616	76.3	2.22	0.40	742	304	50.5
3.70	0.200	712	74.0	2.38	0.50	740	379	50.7
4.25	0.220	820	74.0	2.60	0.60	735	452	51.0
4.75	0.240	928	71.2	2.87	0.70	730	524	51.3
5.45	0.261	1050	66.7	3.25	0.80	725	595	51.6
5.85	0.285	1124	59.6	3.73	0.85	715	623	52.3

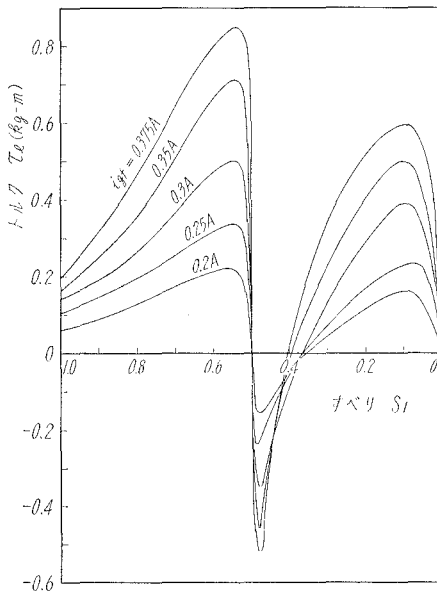


図-4 速度—トルク特性

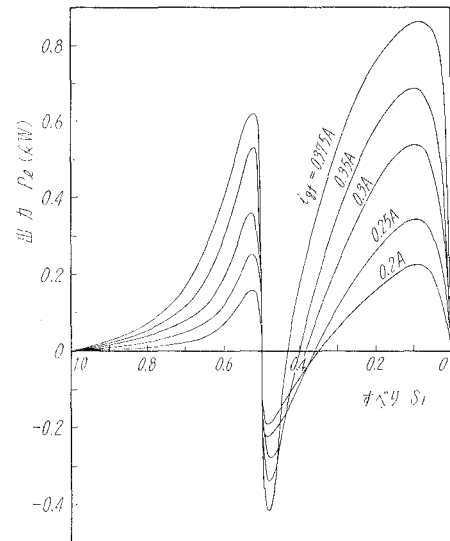


図-5 速度—出力特性

6. 考 察

系のトルク，出力共に $s_1=0.5$ において 0 となり，またこの近傍で負の値となる。これは補助機の極数と連動速度比に関係して生ずるもので，本実験装置は表-1 より $P_2=P_3=4$ ， $k=1$ であるから (14) 式より $s_1=0.5$ において $s_2=0$ となり，図-3 の等価回路において C の 2 次回路は開路されて出力は 0，従って C を回転するに必要な電力が A に流入するのみで，その回転

子出力も 0 となる。また $0 < s_1 < 0.5$ の領域では (15) 式より $P_m/P_r < 0$ 、即ち C は発電作用をしてその発生電力は B に流入して電動作用となり、A を駆動して発電機となるため、この近傍で負の値をとる。

次に B の励磁電流 i_{gf} の増加に伴って出力は増加するが、出力の最大となる点は $s_1=0.1$ の近傍に生じている。任意の速度においてもこの最大出力となるように運転する一方法として、出力が 0 となる点を $s_1=1$ に近い方へ移動すればよい。そのためには (6) 式において $s_2=0$ とおけば

$$s_1 = \frac{1}{1+kP_2/P_3}$$

となり、A、B の連動速度比 k 或は B、C の極数比 P_2/P_3 を小さくすることにより、また B の励磁電流と C の 2 次側抵抗調整を併用することにより、その目的を達せられるものと考えられる。

7. 結 言

無段変速同期電動機に補助機として同期発電機と巻線形誘導電動機を組合せ、これ等を直列縦続結合する運転方式において、各部の関係より等価回路を作成し、また実験結果より考察検討を行なったが、次のように要約することができる。

- a. 速度に対するトルクおよび出力特性は中間部に凹部を生じ、その位置は補助機の極数比 P_2/P_3 および主機と補助機の連動速度比 k によって決定する。
- b. 主機回転子出力 P_r と補助系出力 P_m は、等価回路において下半部に加えられる電圧 $(1-s_1)E_g$ により $(1-s_1)R/s_1$ 中に消費される電力と、上半部に加えられる s_1E_g により $(1-s_2) \times R_2/s_2$ 中に消費される電力とに等価である。
- c. 任意の速度において最大出力となるように運転するには、 k 或いは P_2/P_3 を小さくし、また B の励磁電流と C の 2 次側抵抗調整を併用することが考慮される。

終りに本研究をすすめるに当たり、終始御指導をいただいた本学電気工学科図所忠則教授に深く感謝の意を表します。

(昭和 43 年 4 月 30 日受理)

文 献

- 1) 図所忠則・伊達隆三・近藤 修・藤田義弘：無段変速同期電動機の諸特性と速度調整機構に関する研究報告。昭和 41 年度電気四学会北海道支部連合大会講演論文集。
- 2) 図所忠則・近藤 修・伊達隆三・藤田義弘：無段変速同期電動機の合理的な速度制御について。昭和 41 年度電気四学会北海道支部連合大会講演論文集。
- 3) 伊達隆三・近藤 修・藤田義弘・図所忠則：無段変速同期機の等価回路について。昭和 42 年度電気四学会北海道支部連合大会講演論文集。

- 4) 図所忠則・近藤 修・伊達隆三：同期電動機の新速度制御方式理論と実験．電気学会雑誌，**87**(4)，150 (昭和42年)．
- 5) 伊達隆三・近藤 修・藤田義弘・図所忠則：固定子回転型同期電動機と巻線型誘導電動機の並列縦統結合法について．室蘭工業大学研究報告，**6**(1)，273 (昭和42年)．
- 6) 電気学会：誘導機，99 (昭和37年)．

水中放電による爆発気泡に関する 諸特性について

二木治郎・秋山 稔
永田伸一・松浦勇二

On the Exploding Bubble Generated by the Underwater Electrical Discharge

Jiro Futatsugi, Shigeshi Akiyama, Shinichi Nagata
and Yuji Matsuura

Abstract

Many papers about underwater explosions have been published by this time. The motion of an electrically generated spherical cavity or bubble in the water was photographed by the high speed motion pictures ($\sim 7,000$ pps).

Theoretical equations for not only expansion and contraction but also rebound of the bubble were introduced, and by this equation the results of the experiment were adequately explained. The maximum volume of the bubble and the period of the first oscillation turned out to be proportional to the internal energy of the bubble. The period of the first oscillation was about 4 ms by the energy of 2 joules, and the energy involved in the rebounded bubble was about 30% of the first, and about 70% of the energy was radiated in the water as the shock wave.

In the experiment we found the intense emission of sono-luminescence in the growing bubble.

1. 緒 言

強力超音波等により液中に生じたキャビテーションについては、それが圧縮されて破壊する瞬間に気泡壁が極めて高速度となり、そのため気泡内部の圧力と温度が非常に高まり、これらによって金属表面の腐食、液体の脱気作用、化学反応の促進、および音響ルミネッセンスの発生等を伴なうことが知られている。

電気的方法によって水中につくられた爆発気泡については、コンデンサに充電された直流高電圧で水中におかれた放電間隙に放電を行なう場合、水中間隙に与えられた電気的エネルギーによって、衝撃的圧力をもった気泡が発生し、この際強烈な爆発音を発し水中に大きな圧力波を伝える。この衝撃的圧力については、既に放電成形法として応用されており、また水中における火薬の爆発による圧力波を信号の音源として用いることも既に研究されている¹⁾。

本文は、水中放電による衝撃的圧力を大出力の超音波音源として用いる目的で、水中放電

の諸特性をしらべたものであるが、特に爆発気泡の発生並びに気泡の膨張収縮運動等を高速度カメラで撮影して気泡の消長を明らかにし、またそれより得られた結果と、理論式を導いてこれを電子計算機を使って解いた結果との比較を行なった。また液体中の強力超音波音場でキャビテーションに伴い音響ルミネッセンスが生ずることは知られているが²⁾、われわれの実験においても水中放電により生ずる気泡中に強度の音響ルミネッセンスが生ずることを見出した。

2. 爆発気泡の発生

気泡の生成については、水中間隙に瞬間的に大きな放電電流が流されると、電流により電極間の水が急激に熱せられて蒸発し、更にこの蒸気は熱せられて体積を増し、急速に膨張してほぼ球形の気泡となり、ついに最大の半径に達する。このとき水の慣性により気泡の平衡状態を越えてその半径は大となり、従って内部圧力は負となっている。ついで気泡は周囲の水の圧力を受けて収縮を始め、半径は次第に小となり、ついに最小となる。気泡は更に再び膨張を始め、この呼吸運動を数回繰り返す、次第に減衰して止む。

実験によれば、この振動の回数は放電エネルギーによって異なり、エネルギーが大きい場合は5、6回に及ぶ。

各々の気泡の膨張に際し、衝撃的圧力波を発生し、普通最初のものが最も大であり、次第に小となり、気泡の振動の続く間、その膨張の初期に於いて、水中に圧力波のエネルギーが放出され、このエネルギーは水中を音響エネルギーとして遠方に伝播してゆく。普通のキャビテーションでは前述のように気泡が収縮し、潰れる瞬間に衝撃力を発するのであるが、爆発気泡の場合には膨張の初期に圧力波が発生することが異なっている。

3. 実 験 1

われわれは Mason Tank の設備をもたないので、図-1 のような箱を薄いベニア板で作り、この内側にビニールシートを張って水槽とした。なお水槽側壁による音の伝播を防ぐため

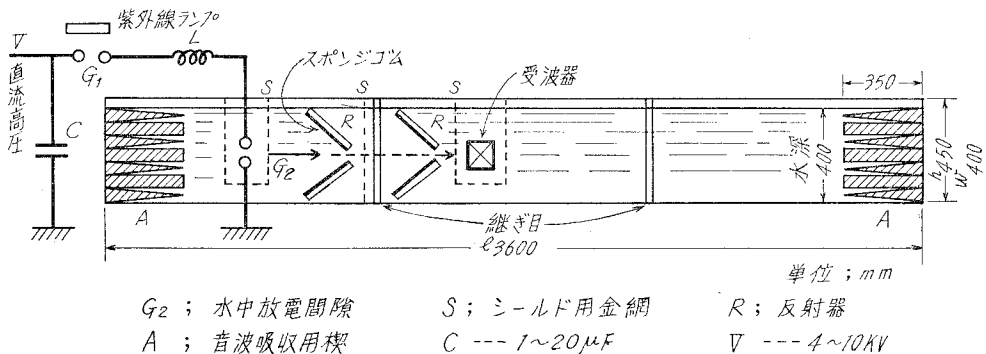


図-1 水 槽

ベニア板は3カ所に切れ目を入れて音響絶縁した。また水槽の両端には楔形吸収壁をおき反射波の発生を防いだ。

水槽の一方の端に放電電極をおき、これに対向して他方に受波器としてジルコン・チタン酸鉛磁器振動子(直径20 mm, 厚さ4.3 mm)をおいた。音源と受波器の間には、スポンジゴム等を配置して、音源よりの直接波のみが受波器に到達するようにした。

電源電圧は直流4~10 kV, 容量は1~20 μF を用いた。水中放電電極は真鍮および鉄の丸棒の先をやや丸く尖らしたものを用いた。

コンデンサに充電し、空中放電間隙をスイッチとして、回路に放電電流を流したときの間隙電圧と電流の関係、放電電流波形、水中間隙の大きさと抵抗の関係、コンデンサ容量と放電電流周期およびインダクタンスの関係、放電間隙と放電電流の値の関係、放電間隙と受波器出力の関係、受波器出力電圧波形、放電エネルギーの大きさと各波の時間間隔、および電源電圧と受波器出力電圧の関係等を写真と図で示せば次の如くである。

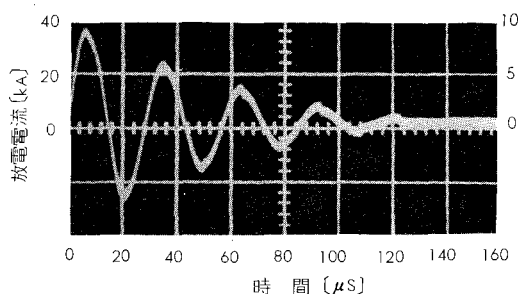


図-2 放電電圧・電流波形

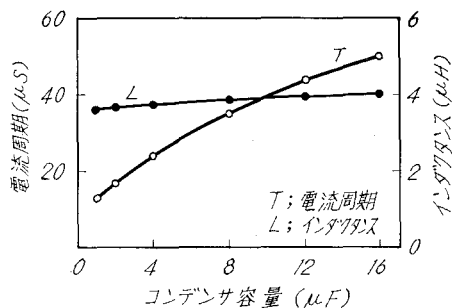


図-3 コンデンサ容量と電流周期およびインダクタンス

図-2の放電電流波形は、数サイクルの間続く減衰正弦波振動を行ない、最大値は8 kVで35 kAに達し、間隙電圧に比例している。振動の周期 T およびインダクタンス L は図-3の如くである。

水中間隙の抵抗は間隙を0.4 mmより1.3 mmまで増すと次第に大となるが、凡そ0.2~0.3 Ω である。

水中間隙を0.4 mmから1.6 mmまで増してゆくと受波器出力は図-4(a)に示す如く山をもつが、間隙が大きいと電源電圧によっては強烈な爆発音は発せず爆発現象は生じなくなる。図-4(a)より最大出力が得られる間隙は0.6 mmであるので以下の実験にはすべて0.6 mmの間隙を用いた。

放電を行なったときの受波器出力電圧波形の一例を図-5(a)に示す。出力には第1波のほかに、これに続いて第2および第3の波が現われる。第1波の位置は音源から受波器までの距離で定まり、距離が150 cmのとき、第1波は時間軸上約1 msの点に位置する。また第2, 第3波につ

いては、その時間間隔を T_{12} , T_{23} とすると、図-6 に示すように、電源のエネルギーが大きい程 T_{12} , T_{23} は大きくなる。放電電流の周波数を低くする目的で回路のインダクタンスを殊更に大きくすると、電流の値は小となり、第1波は殆んど現われず、第2, 第3波等のみが現われるようになる。第1波が現われないのは水中放電のエネルギーが気泡中に徐々に放出され、気泡の生長の立上りが緩やかになるためと思われる。

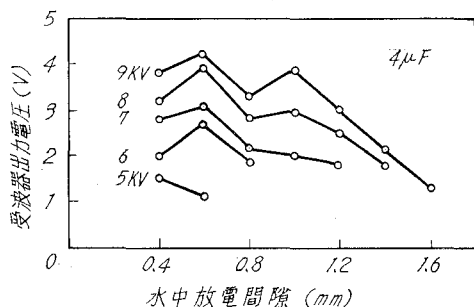


図-4 (a) 水中放電間隙と受波器出力電圧

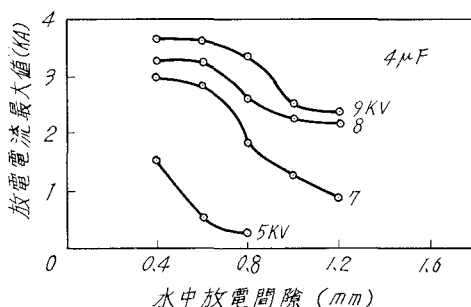
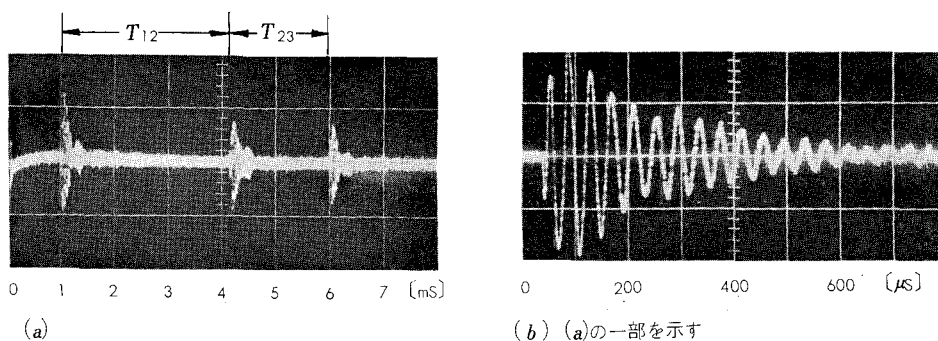


図-4 (b) 水中放電間隙と放電電流最大値



(a)

(b) (a)の一部を示す

図-5 受波器出力電圧波形 (音源より 150 cm の距離で受波)

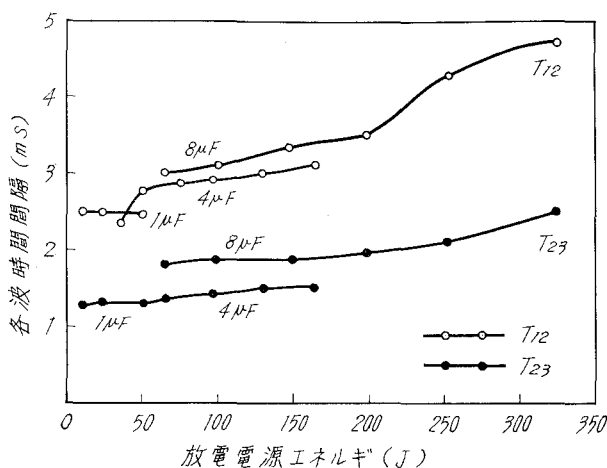


図-6 放電電源エネルギーと各波時間間隔

4. 実 験 2

水中間隙に発生する爆発気泡を高速カメラによって撮影するため、水中間隙を透明な合成樹脂製の水槽に納め、高速カメラと照明装置を図-7のように配置した。なお装置全体の写真を図-8として示す。

実験1と同じ条件で放電を行ない、高速カメラによって毎秒約4,000~7,000駒の速さで撮影した水中爆発気泡の写真等を図-9、図-10および図-11に示す。

放電により水中間隙に発生した爆発気泡は、時間と共に初めは急激に膨張し、ついで緩やかにその半径を増し、やがて半径は最大(約30mm)となり、収縮を始め、最小となった後再び膨張する過程が見られる。なお気泡の形はほぼ球形であり、膨張収縮を繰り返す間に、次第に電極部より離れ浮力によって浮上してゆく。また水の容器を真空鐘に入れ気圧を下げた場合は、気泡の大きさは一層大となり、浮上の速さも大きくなる。水槽は余り大きくないので、気泡の膨張に伴う圧力波の影響により、水面は、図-11のように放電開始後10ms即ち、気泡の振動が第3回目の終りに近づく頃から次第に盛り上り、その後約50msを経て、激しく波立った状態となる。

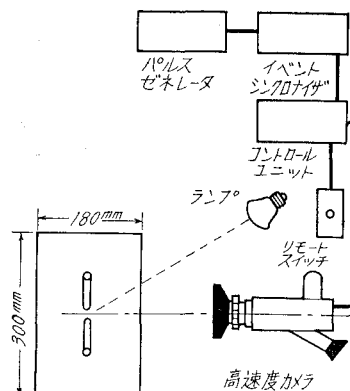


図-7 水槽と高速カメラ装置

写真の中、特に図-10は外部からの照明を行なわないで、気泡の爆発を撮影したものであり、放電が既に終わった後気泡または気泡の中心部付近が光を発していることが、図-9におけるよりは一層明瞭に認められる。これは音響ルミネッセンスの現象であろうと思われる。

強力超音波音場において発生する音響ルミネッセンスは、キャビテーション気泡が収縮し、

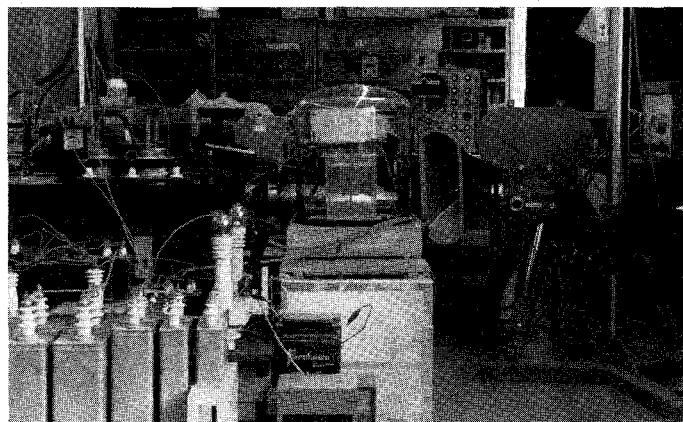


図-8 実験装置全体

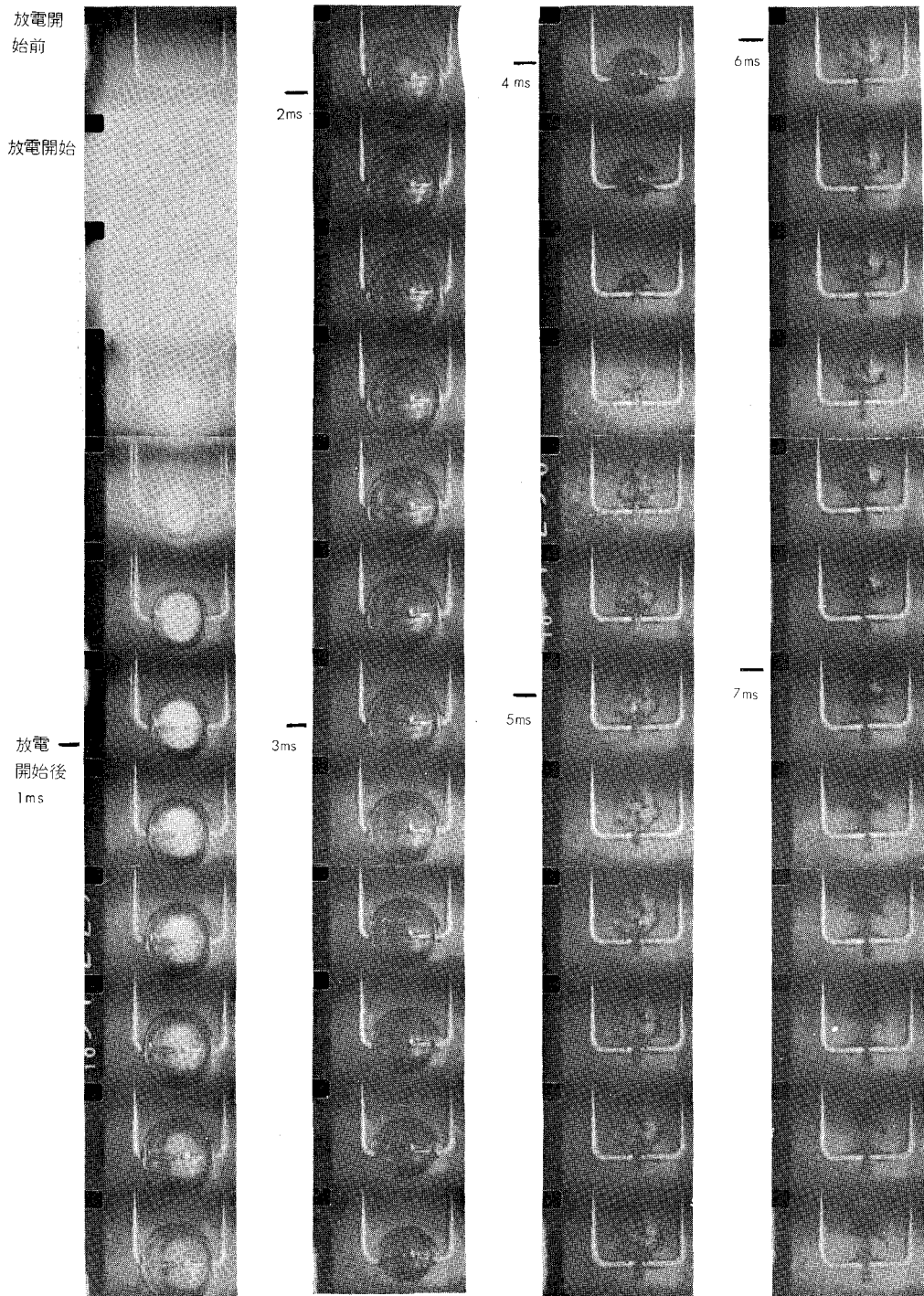


図-9 $8\ \mu\text{F}$ - $8\ \text{kV}$ 約 6,000 pps のときの発生気泡

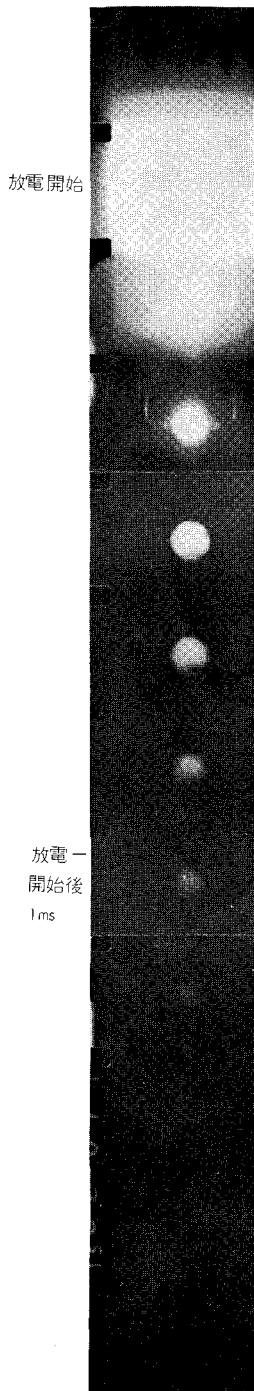


図-10 図-9 の外部照明しない場合

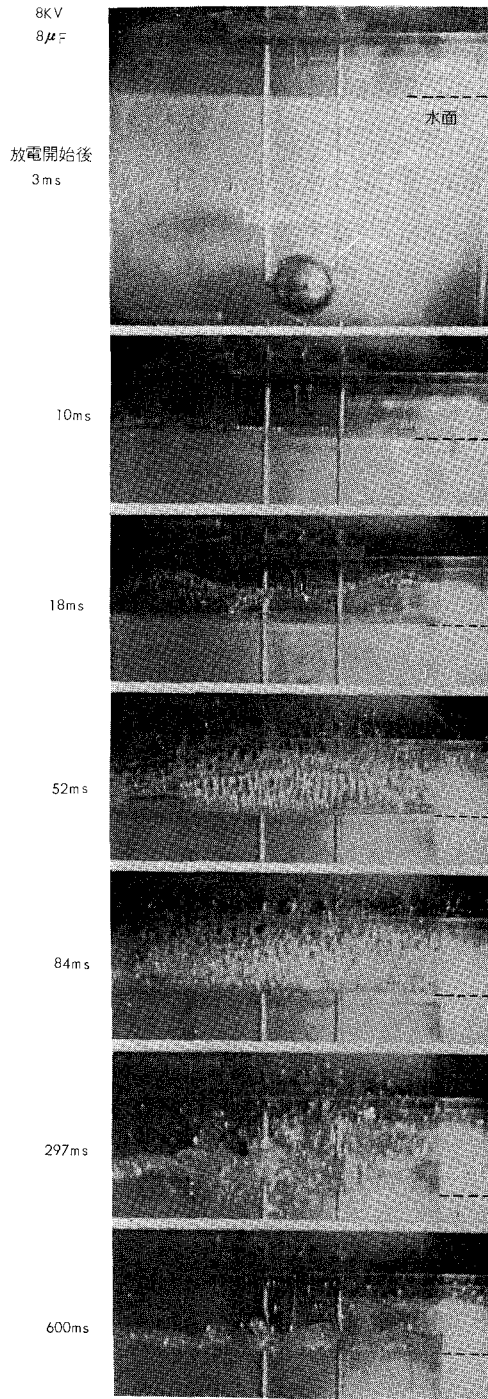


図-11 放電に伴う水面の模様

潰れる瞬間において、気泡の断熱圧縮による高温度が原因であるといわれているが²⁾、われわれの行なった実験の場合には、気泡膨張の初期の気泡内の高温が原因であるように思われる。これらに関しては後に述べる。

水中間隙を流れる放電電流波形と気泡の生長、および気泡の急激な膨張により発生する衝撃圧力波の相互の時間的關係を図-12に示す。

放電電流はおよそ $70 \mu\text{s}$ の間に 2~3 サイクルを繰り返す減衰正弦波で、気泡の写真の第 2 駒即ち、およそ $300 \mu\text{s}$ 以前に全く零となる。圧力波は気泡膨張の極めて初期³⁾に発生し 5~

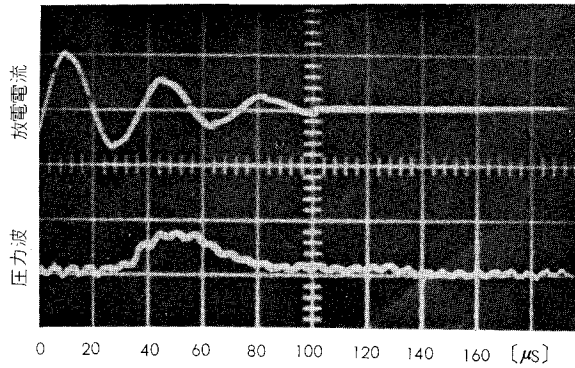


図-12 (a) 放電電流および圧力波の発生時間的關係

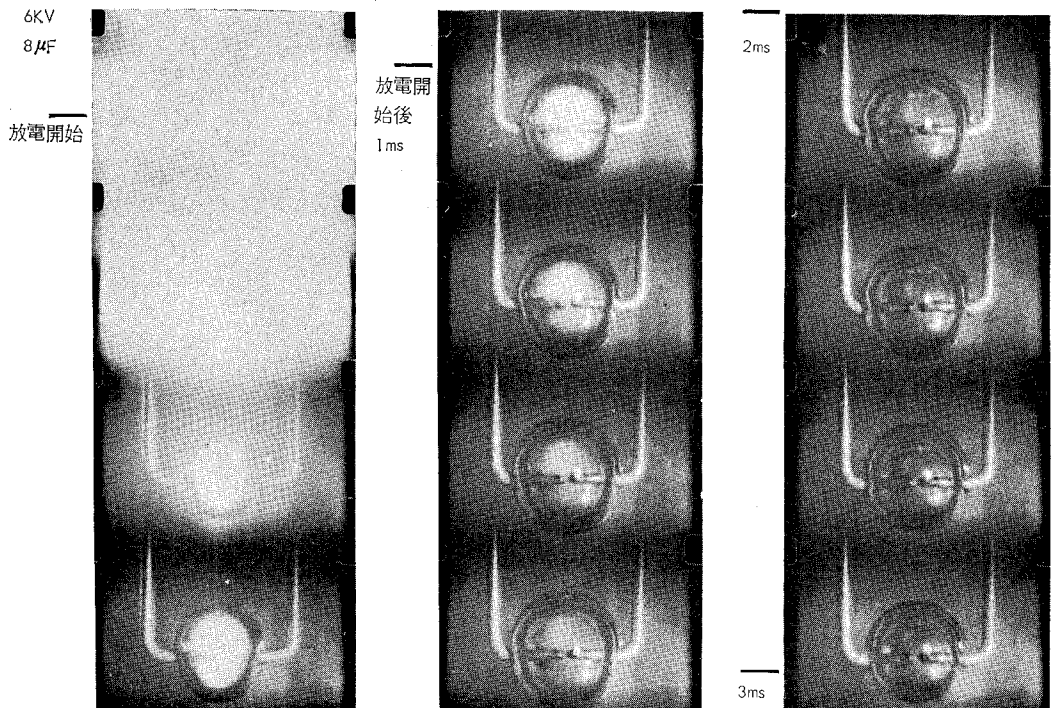


図-12 (b) 放電電流と気泡の生長時間的關係

10 μ s 以内で最大となり、約 15~35 μ s の間に消滅することが受波器出力の観測より明らかである。文献(3)には後期とあるが間違いと思われる。

気泡の半径の消長と時間の関係を描くと 図-13 のようである。

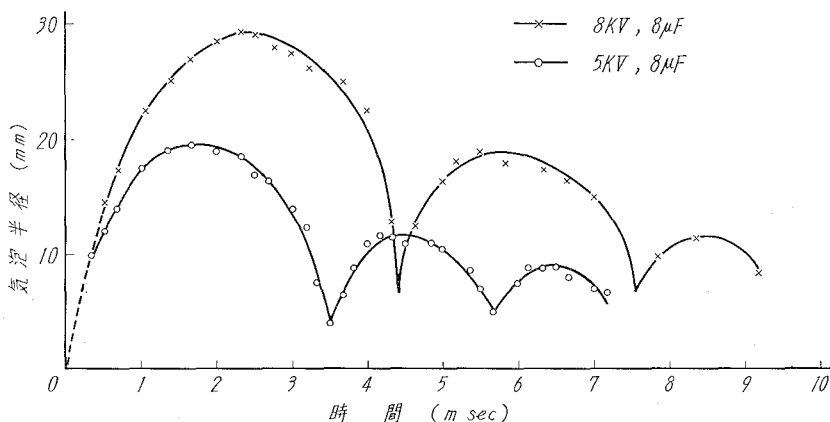


図-13 気泡の半径と時間の関係 (実験値)

5. 気泡の膨張収縮等の計算および考察

膨張の式

放電のエネルギーを得て、水中間隙に発生した気泡球は、高圧高温の蒸気よりなり、周囲の水を押しつけて膨張し、更に水の慣性により運動のエネルギーが零になるまで膨張を続け最大点に達する。ついで気泡内外の圧力差により圧縮されて収縮する。この膨張収縮を繰り返すのであるが、この過程において断熱変化を行なうものとする。計算の都合上 図-14 に示す如く、気泡は発生初期半径 r_0 [m] のとき、膨張に与かる全エネルギーを突然与えられるものとして、このときの気泡の容積を V_0 [m^3]、気泡の内部圧力を P_0 [kg/m^2]、気泡の膨張速度即ち気泡壁の速度を v_0 [m/s] および気泡の中心点の深さにおける水圧と大気圧の和を P'_a [kg/m^2] とする。気泡の容積が V_0 から V に達するまでに気泡が周囲の水に対してなす仕事は

$$g \int_{V_0}^V (P - P'_a) dV \quad [J]$$

であり、周囲の水が気泡によって与えられる運動の

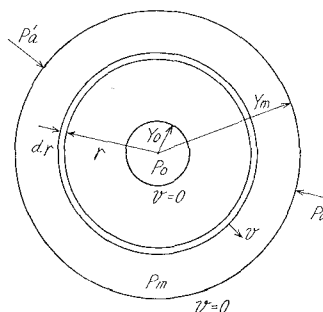
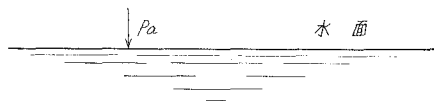


図-14 水中気泡

エネルギーは中心からの距離を r 、水の速度を v として

$$\int_r^R \frac{1}{2} (1,000 \times 4\pi r^2 \cdot dr) v^2 \quad [J]$$

であるから、これらを等しいとおいて

$$g \int_{V_0}^V (P - P'_a) dV = \frac{1}{2} \int_r^R (1,000 \times 4\pi r^2 \cdot dr) v^2 = 1,000 \times 2\pi \left[-\frac{1}{r} \right]_r^R v^2 r^4 \quad [J] \quad (1)$$

R は気泡の中心より十分遠く ($r \ll R$)、水が運動に与からない部分までの距離即ち $v=0$ となるところまでの距離である。 v と r の関係式 $v \propto 1/r^2$ を用いて

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \times 1,000 \times 4\pi \int_r^R r^2 \frac{K^2}{r^4} dr &= 1,000 \times 2\pi \left[-\frac{1}{r} \right]_r^R v^2 r^4 \\ &= 1,000 \times 2\pi r^3 v^2 - 1,000 \times 2\pi r^4 v^2 \frac{1}{R} \end{aligned}$$

$$\therefore g \int_{V_0}^V (P - P'_a) dV = 1,000 \times 2\pi r^3 v^2 \quad [J] \quad (2)$$

(この r は任意の気泡半径を示す)

また、膨張収縮の過程を断熱変化と仮定しているので

$$PV^n = P_0 V_0^n = C \quad (3)$$

但し、 n は蒸気の定圧比熱と定容比熱の比で $n=4/3$ であるから、(2) 式の左辺より、

$$\begin{aligned} g \int_{V_0}^V (P - P'_a) dV &= g \int_{V_0}^V P dV - g P'_a \int_{V_0}^V dV \\ &= \frac{g}{n-1} (P_0 V_0 - PV) - g P'_a (V - V_0) \end{aligned}$$

これより

$$\frac{g}{n-1} (P_0 V_0 - PV) - g P'_a (V - V_0) = 1,000 \times 2\pi r^3 v^2 \quad (4)$$

を得る。気泡が極大即ち、 $r=r_m$ になると水は静止し、運動のエネルギーは零となるので P_m, V_m をそれぞれ極大点における内圧および容積とすれば、 $r=r_m$ では

$$\frac{g}{n-1} (P_0 V_0 - P_m V_m) - g P'_a (V_m - V_0) = 0 \quad (5)$$

となる。(4) および (5) 式は気泡の膨張過程をあらわす式である。

(4) 式より気泡壁の速度 v を求めると

$$v^2 = \frac{\frac{g}{n-1} (P_0 V_0 - PV) - g P'_a (V - V_0)}{1,000 \times 2\pi r^3}$$

ここで、 $n=4/3$ 、 $P=P_0(V_0/V)^n=P_0(r_0/r)^4$ 、 $V_0=4/3 \cdot \pi r_0^3$ 、 $V=4/3 \cdot \pi r^3$ を用いて v の式を得る。

$$v = \sqrt{\frac{g}{1,500}} \sqrt{-P'_a \left\{ 1 - \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 \right\} + 3P_0 \left\{ \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 - \left(\frac{r_0}{r} \right)^4 \right\}} \quad [\text{m/s}] \quad (6)$$

また、気泡の半径が増大し、 r に達するまでの時間 t は $dt = \frac{dr}{v}$ より

$$t = \sqrt{\frac{1,500}{g}} \int_{r_0}^r \frac{dr}{\sqrt{-P'_a \left\{ 1 - \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 \right\} + 3P_0 \left\{ \left(\frac{r_0}{r} \right)^3 - \left(\frac{r_0}{r} \right)^4 \right\}}} \quad [\text{s}] \quad (7)$$

圧縮の式

次に気泡の収縮の過程については、気泡が極大となったときの気泡内圧 P_m は極小値をとり、これと気泡外圧 P'_a との差によって水は気泡壁を押しすすめて気泡を圧縮する。

膨張の過程と同様にして、容積 V_m から V まで圧縮される過程の式を得る。

$$\begin{aligned} -g \int_{r_m}^r (P'_a - P) dV &= g P'_a (V_m - V) - \frac{g}{n-1} (PV - P_m V_m) \\ &= 1,000 \times 2\pi r^3 v^2 \quad [J] \end{aligned} \quad (8)$$

これより気泡壁の速度 v は

$$v = \sqrt{\frac{g}{1,500}} \sqrt{P'_a \left\{ \left(\frac{r_m}{r} \right)^3 - 1 \right\} - 3P_m \left\{ \left(\frac{r_m}{r} \right)^4 - \left(\frac{r_m}{r} \right)^3 \right\}} \quad [\text{m/s}] \quad (9)$$

また、気泡の半径が r まで縮小する時間は、

$$t = -\sqrt{\frac{1,500}{g}} \int_{r_m}^r \frac{dr}{\sqrt{P'_a \left\{ \left(\frac{r_m}{r} \right)^3 - 1 \right\} - 3P_m \left\{ \left(\frac{r_m}{r} \right)^4 - \left(\frac{r_m}{r} \right)^3 \right\}}} \quad [\text{s}] \quad (10)$$

となる。

以上のように、初期エネルギーが与えられた気泡の膨張圧縮に関する式を断熱変化の仮定のもとに得たので、これを電子計算機によって解くにあたり、先ず気泡の膨張の場合について計算を行なうには(6)式および(7)式でエネルギーを仮定(r_0 と P_0 の仮定)し、時間 t を Δt に細分して計算機で速度 v を初速 $v_0=0$ から $v=0$ になるまで計算すれば、その結果途中の r, v, t および P が計算され、 $r_m, v_m(=0), P_m$ および t_m が一義的に定まる。

気泡の周期 T は t_m の2倍として求まる。

以上により、初期エネルギーを与えれば、その他の量はすべて計算することができる。

なお、過程を断熱変化と仮定したので、気泡の膨張の終期に近づくと共に気泡内は著しく低温、且つ低圧となり、また圧縮された状態では可成りの高圧、高温となる。

計算結果を次に示す。

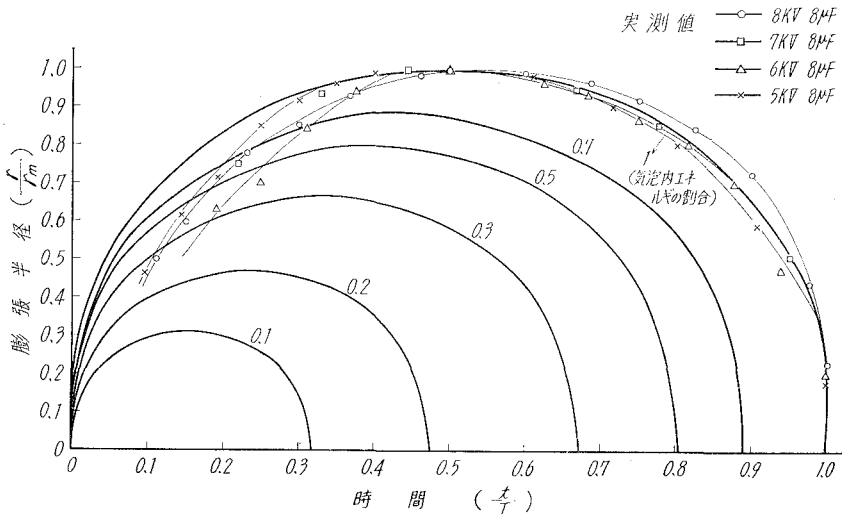
表-1の関係を図に描けば、図-15および図-16となる。図-15は初期エネルギーを変えた場合の計算結果も記した。図-16には関係式も併せ記入した。

理論式と実験値を比較するため、図-13に示した実験値等を正規化して図-15上に重ねて記入する。

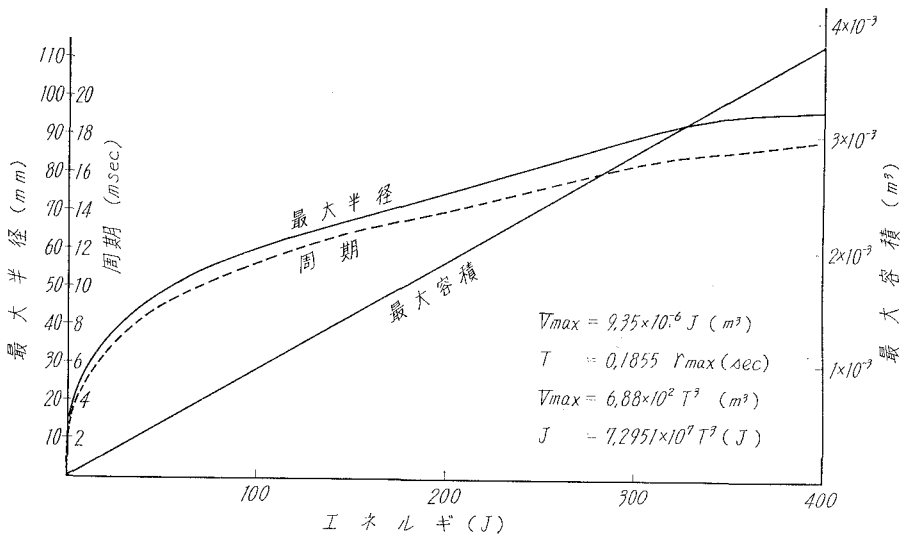
表—1 初期エネルギーと気泡の周期および半径の関係

初期エネルギー	周期 T [ms] (正規化値)		半径 r [mm]										
	半径 r [mm]		0.05	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
2 [J]	r の計算値		8.5	10.9	13.9	15.5	16.4	16.8	16.4	15.5	13.9	10.9	0
	r/r_m		0.506	0.649	0.827	0.923	0.976	1	0.976	0.923	0.827	0.649	0
200 [J]	r の計算値		36.5	48.5	62	69.5	73.6	75	73.6	69.5	62.0	48.5	0
	r/r_m		0.488	0.647	0.827	0.927	0.984	1	0.984	0.927	0.827	0.647	0

但し、2 [J] の場合の周期は 3 ms, 200 [J] では 14 ms



図—15 気泡の膨張収縮 (理論値と実測値)



図—16 初期エネルギーと気泡の最大半径、最大容積および周期の関係 (理論値)

初期エネルギーについては、気泡発生の初期において気泡半径が r_0 のとき、突然気泡の生長に与かる全エネルギーが投入されたと仮定して計算式を得たのであるが、実際にはコンデンサに蓄えられた電荷が放電を始めた時刻から気泡は発生し生長するものであることは勿論である。毎回の放電において電極尖端部の表面の放電部分の状況は同じではなく、また放電通路に当る水の性質も幾分異なるものと考えられるので、放電電流の流れ方も毎回変動があり、従って気泡生長の立上りも同じではなく、図-15の実測値に示すように放電の都度少しずつ異なっている。

いま、コンデンサに蓄えられたエネルギーと気泡の膨張収縮のみに与かるエネルギーの割合を求めると、電源電圧 4 kV のとき 3.2%、5 kV のとき、3.7%、8 kV のときは 3.3% であり甚だ小さいことがわかる。残りの凡そ 96% のエネルギーは回路損失のほか、放電の際の光と、気泡爆発の立上りの際水に与えた圧力波のエネルギーになるものと考えられる。

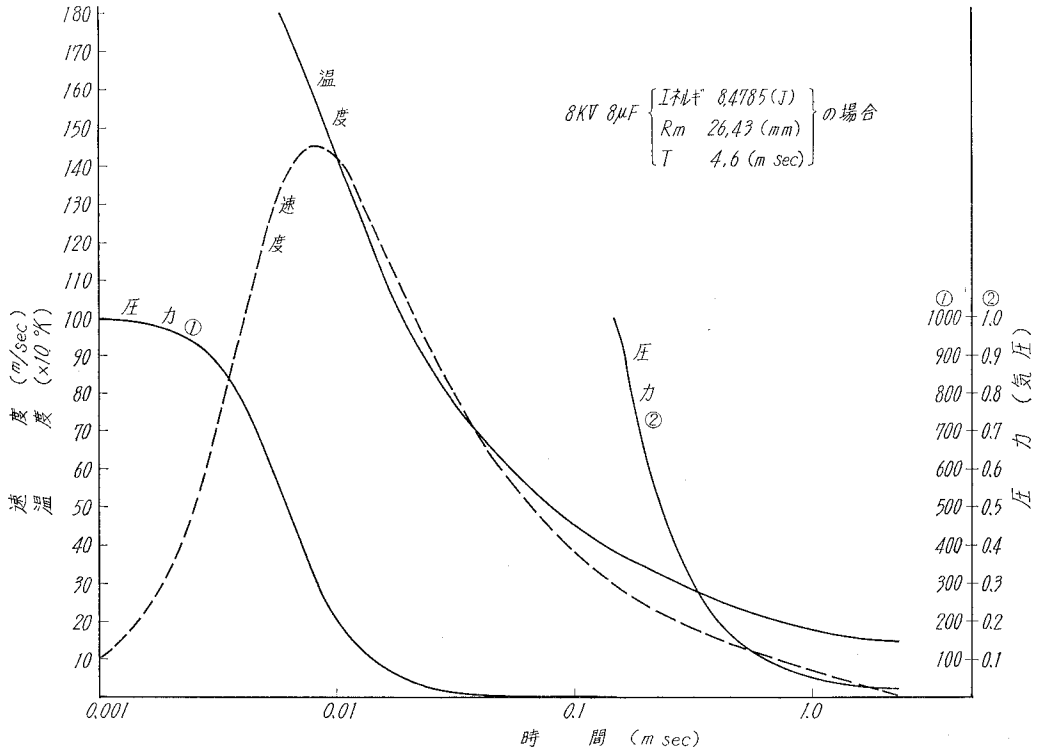
次に気泡内の圧力と温度に関しては、気泡内の圧力並びに温度分布は一様であると仮定し、温度が 100°C で 1 気圧の蒸気を含み、気泡の膨張収縮の過程において断熱変化を行なうものとして計算を行なった。その結果を、気泡伸縮の半周期に亘って示したものが図-17 である。図によると膨張の初期と収縮の終期には、気泡内の圧力は数百気圧の大きさとなり、温度は臨界温度の値を遙かに超えている。また膨張の終期から収縮の初期にかけては、圧力は 1 気圧を遙かに下まわり百分の数気圧に下り、温度も亦 150°K にまで低くなる。

気泡の第 1 回目の伸縮の実験値は理論値とよく合っているので、気泡は伸縮中にエネルギーを失うことも、新たに得ることも余りなく、収縮の後再び膨張するものであり、断熱変化を行なうと仮定したことは正しいものと考えられる。また水槽が小さいために生ずるエネルギー損失に関しては爆発時に、水槽の水面は図-11 に示すように激しく波立っており、気泡のエネルギーの一部はここで失われ、再び気泡に戻ることはない。これは気泡の膨張の立上り初期に発する衝撃波によるものである。

また、図-13に見られるごとく第 2 回目の気泡は初めのものに比し小さいが、これを図-15 曲線によって第 1 回目の気泡と比べると、そのエネルギーにおいて第 1 気泡の約 30% に下がっていることがわかる。即ち、第 2 回目の気泡は第 1 気泡の 30% のエネルギーによって膨張し、また収縮し、更に同様にして第 3 気泡は第 2 気泡の凡そ 30% のエネルギーをうけて生長していることがわかる。以上の所論より各気泡間において失われたエネルギーは、それぞれの膨張の初期において水中の圧力波に変換されて水中を伝播してゆくものと考えられる。

気泡の発生に伴う音響ルミネッセンスについては前述のとおり、図-10 および図-9 において、既に放電電流が流れ終った後、気泡中に発生して時間と共に次第に光は弱くなり、およそ 1 ms を過ぎた頃光は写真の上で消えかかっているのが認められる。このときの気泡内の平均温度は、図-17 より、8 kV の場合、気泡の発生より 50 μ s すぎたとき 630°K、100 μ s の後に 450°K

等であるが、気泡内の温度分布は一樣でなく、場所によって高温の部分があり、この部分において音響ルミネッセンスが生じているものと考えられる。強力超音波音場における音響ルミネッセンスの発生の時期は、気泡が圧縮されて潰れる瞬間であるが、われわれの場合は気泡の膨張の初期である。またその光の強さも前者の場合は微弱である²⁾が、われわれの場合はそれに比し極めて大きいことが特徴である。また、収縮の終期においてもルミネッセンスが存在することが考えられる。



図—17 気泡内の圧力と温度および気泡壁速度の時間的变化

以上において、気泡の消長の計算並びにその結果を実験と比較して考察を行なったのであるが、更に収縮の式(9)において $P_m=0$ 即ち気泡が最大になったときの内部気圧が零であると仮定し、積分範囲の r_m を r_0 とかきかえると R. H. Cole の導いた式⁴⁾

$$t = \sqrt{\frac{1,500}{gP_a'}} \int_{r_0}^r \frac{dr}{\sqrt{\left(\frac{r_m}{r}\right)^3 - 1}} \quad [s] \quad (11)$$

と一致する。しかし乍ら、 $P_m=0$ とすると $P_0V_0^2 = P_mV_m^2$ の関係より P_0 または V_0 が零になる。この関係を膨張の式(6)に入れると $\sqrt{\quad}$ 内の第2項は零となり、速度 v は虚数となり膨張しないことを意味する。これは即ち強力超音波音場等において生ずるキャビテーションの場合となる。

6. 結 言

放電により水中間隙に発生した爆発気泡の膨張収縮の過程を高速度写真に撮って得られた多くのデータは、理論式を導いて電子計算機により計算した結果とよく一致した。またこれらを比較することにより、 P'_a が1気圧の場合には、われわれの装置では、膨張収縮の第1波のみでなく第2、第3波についても消長が明らかとなり、第1波は電源エネルギーの約3%を得て膨張収縮し、第2波以下はその先行波のエネルギーの約30%のエネルギーを得て伸縮する。残りの70%のエネルギーは圧力波(水の移動分も含む)として水中に放出される。第1波の膨張初期において強い音響ルミネッセンスを発生するのは、気泡の中のある部分の温度が非常に高いことによるものと考えられるが、気泡の生長過程における内部の圧力と温度の分布がわからないので、ルミネッセンスがいかなる条件の下で発生しているのかは分明でないし、また圧縮されたときも弱いルミネッセンスが発生しているかも知れない。(本研究には本学の電子計算機を用いたことを付記する)

(昭和43年4月30日受理)

文 献

- 1) D. E. Weston: PROC, PHYS. SOC. (1960), LXXVI, 2.
- 2) 超音波技術便覧: 日刊工業新聞社 (1966), p. 215.
- 3) R. H. Mellen: JASA vol. 28, (1956), No. 5.
- 4) R. H. Cole: Underwater Explosions, Dover Pub. Inc (1948).



無段変速同期機の動特性 (I)

— 線型理論の基礎研究と実験 —

近 藤 修

Dynamic Characteristics of the Continuous Variable Speed Synchronous Machine (I)

— Fundamental Study on Linearizing Theory and Experiment —

Osamu Kondo

Abstract

This paper, treats of fundamental characteristics on the dynamic behavior of the continuous variable speed synchronous motor (system) of which auxiliary machines are assembled with D-C machines.

First, the equations describing dynamic performance of the system are set up by adapting Euler-Lagrange equation extended to non-holonomic reference frame, i.e. Boltzmann Hamel form of Euler-Lagrange equation, and are linearized by assuming small disturbance of load torque. Next, dynamic stability, form of the solution, and relations between dynamic characteristics and each coefficient of the system under dynamically stable condition, are investigated theoretically and experimentally.

The main results obtained theoretical and experimental investigations are as follows.:

- a) Dynamic stability of the system is limited in the steady state stability of the main machine, and not in that of the auxiliary machines.
- b) The system seems to have two mechanical degrees of freedom apparently, but the oscillation of power angle and angler velocity shows that the system behaves as one degree of freedom.

1. ま え が き

無段変速同期機の定常特性, 特に補助機が直流機によって構成されている場合について既に詳細に報告されているが^{1),2)}, 動的諸特性について究明を行ない若干の資料を得たので, 極く基礎的な領域であるがここに報告する。

系を構成する主機は同期機であるので定態安定度, 過渡安定度等の諸現象は必然的に付随する。一方系は主機, 両補助機と一般的に複雑な構成を持ち, 主機固定子の有するエネルギーは回転子側補助機に正帰還され, エネルギー的な観点からではあるが原則的に正のフィードバック回路が形成され, 補助機の特性が適当でないと動的に不安定な現象の発生する可能性をもっている。又系の精密な速度制御のため自動制御装置が採用されるが, その最適設計のために

は系単独の動的諸特性を十分把握する必要があること等々、動的諸問題の解決は系の設計、製作、使用にあたって重要な意義を有している。

此の報告は、両補助機が直流機によって構成される場合についての運動方程式を、非ホロノーム系に拡張された Euler-Lagrange 方程式の Boltzmann-Hamel 形を用いて樹立し、得られた非線型微分方程式を負荷トルクの小さな変化を仮定して線型化する。此の線型方程式を基礎にして系の動的安定性、諸特性に及ぼす各部定数との関連を考察し、若干の実験結果についてのべ比較検討する。尚理論展開並びに実験は電動作用時、第1領域¹⁾について行なっている。

2. 運動方程式

無段変速同期機は定常状態においてその固定子が回転するという特異性をもつ、換言すれば機械的に2自由度系であり、その解析も普通の電気機械に比較して複雑化することが予期される。一般に電気機械の解析は単に等価回路理論を適用するものから更に高度の解析理論を用いるもの、その目的に応じて多様な手法が開発されているが、本稿では電磁量、機械量を統一的に扱うことが出来、且つ多自由度系程その偉力が発揮する点で、変分原理に基づく Euler-Lagrange の方程式を用いる。一般に整流子を有する電気機械は非ホロノームな要素なので³⁾、補助機が直流機によって構成される本系の場合、用いられるべき Euler-Lagrange の方程式は非ホロノーム系に拡張されたものでなければならず、ここでは所謂 Boltzmann-Hamel 形が用いられる。

A. Lagrange 関数及び変換行列

系はホロノームな要素である主機と、非ホロノームな要素である直流機とから構成されているので先ず最初に補助直流機について、非ホロノーム座標系 (quasi 座標系) で表現される Lagrange 関数を求める。補助機の結線及び等価起磁力分布を作る巻線軸を図-1の実線、 d, q 軸で示す。図

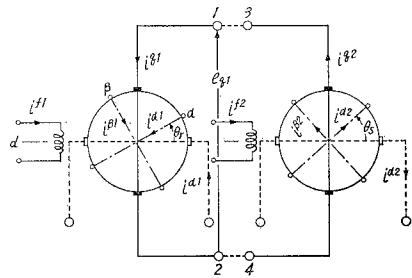


図-1 補助機結線図及び等価電流分布

に於いて左側直流機は回転子側補助機 (添字, 1) を、右側は固定子側補助機 (添字, 2) で主機電動作用時、第1領域に於いて夫々、電動機及び発電機として動作する。図の i^{α}, i^{β} は quasi 座標系であり、此れ等により直ちに Lagrange 関数を書くことは出来ないから、点線で示す様な回転子と同速、同一方向に回転し且つ互に直交する α, β 巻線軸を仮定する。 i^{α}, i^{β} は明らかにホロノーム座標系 (true 座標系) であり、且つ電磁機械のエネルギー変換の主役は空隙に貯えられる magnetic Coenergy であり、これは又その機械巻線の自己、相互インダクタンスに貯えられるエネルギーに等しいから、例えば、回転子側直流機について、 $i^{\alpha 1}, i^{\beta 1}$ 等で表される Lagrange 関数は次の様を書くことが出来る。

$$\mathbf{L}_1 = \frac{1}{2} \left[L_1 (i^{f1})^2 + L_1 \left\{ (i^{a1})^2 + (i^{b1})^2 \right\} + M_{af1} i^{a1} i^{f1} + M_{bf1} i^{b1} i^{f1} + \frac{1}{2} I_1 \dot{\theta}_r^2 \right] \quad (1)$$

ここで右辺最終項は回転子の慣性モーメントの有する運動エネルギーである。一方 quasi 坐標系と true 坐標系の間には両巻線軸の作る起磁力分布が等しいという要請から次の関係が存在する。

$$\begin{bmatrix} i^{a1} \\ i^{b1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin P_1 \theta_r & \cos P_1 \theta_r \\ \cos P_1 \theta_r & -\sin P_1 \theta_r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i^{a1} \\ i^{b1} \end{bmatrix} \quad (2)$$

又両坐標系に於いて R_1 , L_1 の形は不変であり、

$$M_{af1} = -M_1 \cos P_1 \theta_r, \quad M_{bf1} = M_1 \sin P_1 \theta_r \quad (3)$$

なる関係があるので(1)式に(2), (3)式を代入すれば

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{L}}_1 &= \frac{1}{2} \left[L_1 (i^{f1})^2 + L_1 \left\{ (i^{a1} \sin P_1 \theta_r + i^{b1} \cos P_1 \theta_r)^2 + (i^{a1} \cos P_1 \theta_r - i^{b1} \sin P_1 \theta_r)^2 \right\} \right. \\ &\quad - M_1 i^{f1} \cos P_1 \theta_r (i^{a1} \sin P_1 \theta_r + i^{b1} \cos P_1 \theta_r) \\ &\quad \left. + M_1 i^{f1} \sin P_1 \theta_r (i^{a1} \cos P_1 \theta_r - i^{b1} \sin P_1 \theta_r) + \frac{1}{2} I_1 \dot{\theta}_r^2 \right] \\ &= \frac{1}{2} \left[L_1 (i^{f1})^2 + L_1 \left\{ (i^{a1})^2 + (i^{b1})^2 \right\} - M_1 i^{a1} i^{f1} + \frac{1}{2} I_1 \dot{\theta}_r^2 \right] \quad (4) \end{aligned}$$

となる。同様固定子側補助機についても発電機として動作しているから

$$M_{af2} = M_2 \cos P_2 \theta_s, \quad M_{bf2} = -M_2 \sin P_2 \theta_s \quad (5)$$

であること考慮して i^{a2} , i^{b2} 等で表わした Lagrange 関数は

$$\bar{\mathbf{L}}_2 = \frac{1}{2} \left[L_2 (i^{f2})^2 + L_2 \left\{ (i^{a2})^2 + (i^{b2})^2 \right\} \right] + M_2 i^{f2} i^{f2} + \frac{1}{2} I_2 \dot{\theta}_s^2 \quad (6)$$

となる。又主機はスリップリングを通して各巻線電流が供給されているので外部端子に流入する電流と巻線電流は等しく、ホロノム坐標系となっている。従ってその Lagrange 関数は各端子で測定される電流を用い、一般的に次式の形をとる。但し制動巻線は考慮しない。

$$\mathbf{L}_0 = \mathbf{L}_0 = W_0^{m'}(i^{f0}, i^a, i^b, i^c, \theta_r + \theta_s) + \frac{1}{2} (I_r \dot{\theta}_r^2 + I_s \dot{\theta}_s^2) \quad (7)$$

ここで $W_0^{m'}$ は主機の magnetic coenergy で θ_r と θ_s が全く対称な形で入っていることは重要である。以上(4), (6), (7)式に基づいて系全体の Lagrange 関数は

$$\bar{\mathbf{L}} = W_1^{m'}(i^{f1}, i^{a1}, i^{b1}) + W_2^{m'}(i^{f2}, i^{a2}, i^{b2}) + W_0^{m'}(i^f, i^a, i^b, i^c, \theta_r + \theta_s) + \frac{1}{2} (I_r \dot{\theta}_r^2 + I_s \dot{\theta}_s^2) \quad (8)$$

となる。一方 quasi 坐標系と true 坐標系間の変換行列は(2)式を拡張して次式となる。

$$[\alpha_{ij}] = \begin{matrix} & f1 & \alpha1 & \beta1 & \theta_r & f2 & \alpha2 & \beta2 & \theta_s \\ \begin{matrix} f1 \\ q1 \\ d1 \\ \theta_r \\ f2 \\ q2 \\ d2 \\ \theta_s \end{matrix} & \left(\begin{array}{cccccccc} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sin P_1 \theta_r & \cos P_1 \theta_r & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos P_1 \theta_r & -\sin P_1 \theta_r & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \sin P_2 \theta_s & \cos P_2 \theta_s & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cos P_2 \theta_s & -\sin P_2 \theta_s & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{array} \right) \end{matrix} \quad (9)$$

$[\alpha_{ij}]$ は所謂ユニタリ行列で各要素は実数なので次式が成立することは容易に確め得る。即ち、

$$[\beta_{ij}] = [\alpha_{ij}]^{-1} = [\alpha_{ij}]^t = [\alpha_{ij}] \quad (10)$$

尚 $\theta_r, \theta_s, i^a, i^b, i^c$ 等は true 座標系であるので系全体としては所謂 quasi holonom 系である。

B. 消散関数

系内で失われる損失エネルギーとしては、各巻線内の銅損、鉄心内の鉄損、及び各部の機械損が主なものであるが、此れ等表現する関数として Rayleigh の消散関数を用いる。此の関数も補助系については、最初 true 座標系によって書き (9) 式の関係を用いて quasi 座標系で表現する。即ち、

$$\bar{F} = \frac{1}{2} \left[\sum_{i=0,1,2} r_i (i^{i^2})^2 + \sum_{k=a,b,c} R_0 (i^k)^2 + R_1 \left\{ (i^{a1})^2 + (i^{a2})^2 \right\} + R_2 \left\{ (i^{b2})^2 + (i^{c2})^2 \right\} + (\alpha_r \dot{\theta}_r^2 + \alpha_s \dot{\theta}_s^2) \right] \quad (11)$$

となる。

C. 運動方程式 (主機の制動巻線の効果を考慮しない場合)

第2節によって quasi 座標系で表現した系の Lagrange 関数、消散関数、及び quasi 座標系と true 座標系間の関係式が得られ運動方程式樹立の準備が出来た。非ホロノーム系に拡張された Euler-Lagrange 方程式の Boltzmann-Hamel 形は次式で表わされる⁴⁾。

$$\frac{d}{dt} (\partial \bar{L} / \partial \dot{\xi}_r) + \sum_{s=1}^N \sum_{u=1}^N \nu_{rsu} \dot{\xi}_u \cdot \partial \bar{L} / \partial \dot{\xi}_s - \partial \bar{L} / \partial \xi_r + \partial \bar{F} / \partial \dot{\xi}_r = Z_r \quad (12)$$

ここで

$$\nu_{rsu} = \sum_{k=1}^N \sum_{t=1}^N \beta_{kr} \beta_{tu} (\partial \alpha_{sk} / \partial q_t - \partial \alpha_{st} / \partial q_k) \quad (13)$$

で christoffel symbol である。

系の電氣的、或いは機械的運動方程式の樹立のためには、上 (12) 式の $\dot{\xi}_r$ の代りに quasi

座標系 i^a, i^d 等及び true 座標系 $\theta_r, \dot{\theta}_s, i^a$ 等を適用すればよい。ここでは主として電動作用時に於いて主機内部相差角の動揺、回転子、固定子の角速度の過渡的变化を把握しようとしているので、主機の電氣的動特性を記述する方程式の樹立は試みないが(12)式から比較的容易に導き出せる⁵⁾(此の場合は $\nu_{rsu}=0$ となる)。

最初に回転子側についての運動方程式を求めて見る。そのため ξ_r の代りに θ_r をとり(8), (9), (10)および(11)式を(12)式に代入すればよい。そうするとき左辺第1項は

$$\frac{d}{dt} (\partial \bar{L} / \partial \dot{\xi}_r) = \frac{d}{dt} (\partial \bar{L} / \partial \dot{\theta}_r) = I_r \frac{d^2 \theta_r}{dt^2} \quad (14)$$

第3項は

$$\partial \bar{L} / \partial \xi_r = \partial \bar{L} / \partial \theta_r = \partial W_0^m / \partial \theta_r = f(\delta) \quad (15)$$

となり、これは主機の発生トルクを示し、制動巻線、界磁回路の影響を無視すれば(15)式の様
に内部相差角 δ のみの関数になる。第4項は

$$\partial \bar{F} / \partial \dot{\xi}_r = \partial \bar{F} / \partial \dot{\theta}_r = \alpha_r d\theta_r / dt \quad (16)$$

又右辺は負荷の反抗トルクに等しいから

$$Z_r = -\tau_l \quad (17)$$

となる。残りの左辺第2項は稍複雑で、運動方程式樹立のための他の方法と比較して不利な点
と考えられる。さて第2項の計算の概略は次の如くなる。 $\xi_r = \theta_r$ の場合 $r=4$, 従って

$$\nu_{rsu} = \nu_{4su} = \sum_{k=1}^8 \sum_{t=1}^8 \beta_{kt} \beta_{tu} (\partial \alpha_{sk} / \partial q_t - \partial \alpha_{st} / \partial q_k)$$

中 β_{k4} 中0でないものは(9)式から $\beta_{44}=1$ だけであることを知る。よって

$$\nu_{4su} = \sum_{t=1}^8 \beta_{44} \beta_{tu} (\partial \alpha_{s4} / \partial q_t - \partial \alpha_{st} / \partial q_4)$$

$\partial \alpha_{s4} / \partial q_t$ は s の如何に関らず0となり、 $\partial \alpha_{st} / \partial q_4$ 中0とならないものは $t=2,3$ のみである
から、

$$\nu_{4su} = -\beta_{44} [\beta_{2u} \partial \alpha_{s2} / \partial q_4 + \beta_{3u} \partial \alpha_{s3} / \partial q_4]$$

となり、更に β_{2u}, β_{3u} 中0でないものは $u=2,3$ のみであるから

$$\begin{aligned} & \sum_{s=1}^8 \sum_{u=1}^8 \nu_{4su} \dot{\xi}_u \partial \bar{L} / \partial \dot{\xi}_s \\ &= -\sum_{s=1}^8 \left[(\beta_{22} \partial \alpha_{s2} / \partial q_4 + \beta_{32} \partial \alpha_{s3} / \partial q_4) i^{a1} \partial \bar{L} / \partial \dot{\xi}_s + (\beta_{23} \partial \alpha_{s2} / \partial q_4 + \beta_{33} \partial \alpha_{s3} / \partial q_4) i^{a1} \partial \bar{L} / \partial \dot{\xi}_s \right] \end{aligned}$$

更に $\partial \alpha_{s2} / \partial q_4, \partial \alpha_{s3} / \partial q_4$ 中0でないものは $s=2,3$ についてのみであるから、 $\partial \bar{L} / \partial \dot{\xi}_s$ 等を計算して
上式に代入すれば、上式

$$\begin{aligned}
&= -P_r(\sin P_r \theta_r \cos P_1 \theta_r - \cos P_1 \theta_r \sin P_1 \theta_r) L_1 (i^{q1})^2 \\
&\quad - P_r(\cos^2 P_1 \theta_r + \sin^2 P_1 \theta_r) L_1 i^{q1} i^{r1} + P_r(\sin^2 P_1 \theta_r + \cos^2 P_1 \theta_r) (i^{r1} i^{q1} L_1 \\
&\quad - M_1 i^{r1} i^{q1}) - P_r(-\sin P_1 \theta_r \cos P_1 \theta_r + \sin P_1 \theta_r \cos P_1 \theta_r) i^{q1} (L_1 i^{q1} - M_1 i^{r1})
\end{aligned}$$

となるが普通の直流機に於いては $i^{q1}=0$ であるから結局第2項は

$$\sum_{s=1}^8 \sum_{u=1}^8 \nu_{4su} \dot{\xi}_u \frac{\partial \bar{L}}{\partial \dot{\xi}_s} = -P_r M_1 i^{q1} i^{r1} \quad (18)$$

となり、直流電動機の発生トルクになる。以上(14)~(18)式をまとめれば回転子側についてのトルク平衡式

$$I_r \frac{d^2 \theta_r}{dt^2} + \alpha_r \frac{d\theta_r}{dt} - f(\delta) - P_r M_1 i^{q1} i^{r1} = -\tau_t \quad (19)$$

が得られる。同様に固定子側のトルク平衡式は $\xi_r = \theta_s (r=8)$ として計算すれば

$$I_s \frac{d^2 \theta_s}{dt^2} + \alpha_s \frac{d\theta_s}{dt} - f(\delta) + P_s M_2 i^{q2} i^{r2} = 0 \quad (20)$$

を得る。次に補助機回路の電圧平衡式であるが、そのため先ず回転子側直流機について計算する。 $\xi_r = i^{q1} (r=2)$ とすれば左辺第1項は

$$\frac{d}{dt} (\partial \bar{L} / \partial \dot{\xi}_r) = \frac{d}{dt} (\partial \bar{L} / \partial i^{q1}) = L_1 \frac{di^{q1}}{dt} \quad (21)$$

第3項=0、第4項は

$$\frac{\partial \bar{F}}{\partial \dot{\xi}_r} = \frac{\partial F}{\partial i^{q1}} = R_1 i^{q1} \quad (22)$$

第2項は先ず christoffel 項を計算して

$$\begin{aligned}
\nu_{r,8u} &= \nu_{28u} = \beta_{2u} \beta_{22} (\partial \alpha_{s3} / \partial q_2 - \partial \alpha_{s2} / \partial q_3) \\
&\quad + \beta_{3u} \beta_{22} (\partial \alpha_{s2} / \partial q_3 - \partial \alpha_{s3} / \partial q_2) + \beta_{44} (\beta_{22} \partial \alpha_{s2} / \partial q_4 + \beta_{32} \partial \alpha_{s2} / \partial q_4)
\end{aligned}$$

となり第2項

$$\sum_{s=1}^8 \sum_{u=1}^8 \nu_{28u} \dot{\xi}_u \frac{\partial \bar{L}}{\partial \dot{\xi}_s}$$

の係数 β_{ku} 中0でないものは $\beta_{22}, \beta_{23}, \beta_{32}, \beta_{44}$ のみであり、且つ $i^{q1}=0$ とおけば

$$\sum_{s=1}^8 \dot{\theta}_r (\beta_{22} \partial \alpha_{s2} / \partial q_4 + \beta_{32} \partial \alpha_{s3} / \partial q_4)$$

となり、更に $\partial \alpha_{si} / \partial q_4$ 中0でないものは $s=2, 3$ のみであるから結局

$$\begin{aligned}
&\sum_{s=1}^8 \sum_{u=1}^8 \nu_{28u} \dot{\xi}_u \frac{\partial \bar{L}}{\partial \dot{\xi}_s} \\
&= \dot{\theta}_r \left[(\beta_{22} \partial \alpha_{22} / \partial q_4 + \beta_{22} \partial \alpha_{23} / \partial q_4) L_1 i^{q1} + (\beta_{22} \partial \alpha_{32} / \partial q_4 + \beta_{32} \partial \alpha_{33} / \partial q_4) (-M_1 i^{r1}) \right]
\end{aligned} \quad (192)$$

$$\begin{aligned}
&= \dot{\theta}_r P_r \left[(\sin P_1 \theta_r \cos P_1 \theta_r - \sin P_1 \theta_r \cos P_1 \theta_r) L_1 i^{q1} + (\sin^2 P_1 \theta_r + \cos^2 P_1 \theta_r) M_1 i^{f1} \right] \\
&= \dot{\theta}_r P_1 M_1 i^{f1} = \omega_r P_1 M_1 i^{f1} \quad (23)
\end{aligned}$$

となり、これは直流機の誘起起電力である。右辺は

$$Z_2 = \sum_{k=1}^8 \beta_{k2} Q_k = \beta_{22} Q_2 + \beta_{32} Q_3$$

となるが Q_2, Q_3 は true 座標系での端子電圧 (印加電圧) e_{a1}, e_{a1} であるから

$$Z_2 = e_{a1} \sin P_1 \theta_r + e_{a1} \cos P_1 \theta_r = e^{q1} \quad (24)$$

従って(21)~(24)式を結合して

$$L_1 \frac{di^{q1}}{dt} + R_1 i^{q1} + \omega_r P_1 M_1 i^{f1} = e^{q1} \quad (25)$$

の回転子側直流機の電圧平衡式が得られる。同様固定子側直流機については $\xi_r = \theta_s (r=8)$ として計算すれば次式が得られる。

$$L_2 \frac{di^{q2}}{dt} + R_2 i^{q2} - \omega_s P_2 M_2 i^{f2} = -e_{q2} \quad (26)$$

更に図-1 に於いて端子 1-2 を 3-4 に接続すれば

$$i = i^{q1} = i^{q2}, \quad e = e_{q1} = e_{q2}$$

となるから(25), (26)式より下式が得られる。

$$L \frac{di}{dt} + Ri + P_1 M_1 i^{f1} \omega_r - P_2 M_2 i^{f2} \omega_s = 0 \quad (27)$$

ここで $L=L_1+L_2, R=R_1+R_2$ 。(19), (20), (27)式が求める運動方程式となる。

D. 主機の制動巻線を考慮した場合の運動方程式

過渡動揺中の同期機に於いて制動巻線の制動力による動揺の減衰は著しく、その制動力を無視すれば減衰特性を正確に予期することは困難となる。前節(19),(20)式はこの制動力項を含んでいないが、これは主機の magnetic coenergy $W_0^{m'}(i^f, i^a, i^b, i^c, \theta_r + \theta_s)$ に制動巻線電流を含ませなかったためである。従って制動巻線の存在をも考慮した主機の magnetic coenergy の形が求まれば Euler-Lagrange の方程式に適用することにより、主機過渡動揺中の更に一般的な発生トルクを決定することが出来よう。然しここでは既に得られた(19), (20)式に、制動巻線の制動トルクの大きさ、向きを考慮して付加することによってより完全な運動方程式を樹立する。一般に同期機の制動巻線の制動トルクは、周知の通り、脱調、乱調等の非同同期時にのみ表われ、その動揺振幅が比較的小さいとき、その大きさは内部相差角の時間的変化の比率に比例し、その向きは内部相差角の変化を抑制する方向にある。一方主機の発生トルクは、常に回転磁界と磁極とが同期を保つ向きに発生している。換言すれば外乱に対し内部相差角の変化を抑

制する向きにある。よって主機の同期機としての発生トルクと、その制動巻線制動トルクの向きは同方向にあり、(19), (20)式はより一般的に次式の如く書くことが出来る。即ち γ を制動係数として

$$I_r \frac{d^2 \theta_r}{dt^2} + \alpha_r \frac{d\theta_r}{dt} - \gamma \frac{d\delta}{dt} - f(\delta) - P_1 M_1 i^{\prime 2} i = -\tau_i \tag{28}$$

$$I_s \frac{d^2 \theta_s}{dt^2} + \alpha_s \frac{d\theta_s}{dt} - \gamma \frac{d\delta}{dt} - f(\delta) + P_2 M_2 i^{\prime 2} i = 0 \tag{29}$$

E. 内部相差角と回転子、固定子角速度との関係

普通型の同期機に於いては、回転子角度の変化と内部相差角の変化は等しいが、(2極機の場合) 無段変速同期機では、固定子回転の影響も考慮しなければならない。図-2は静止坐標系を基準とした回転磁界軸と磁極軸との間の相互関係を示すもので、 $t=0$ 及び Δt 秒後における回転磁界軸を $\phi(0)$, $\phi(\Delta t)$ とし、磁極軸を $r(0)$, $r(\Delta t)$ とする。又 Δt 秒間の固定子、回転子の角速度の平均値を、 $\omega_s = \omega_{s0} + \Delta\omega_s$, $\omega_r = \omega_{r0} + \Delta\omega_r$ とすれば、図を参考にし、且つ主機の対極数を P_0 とすれば

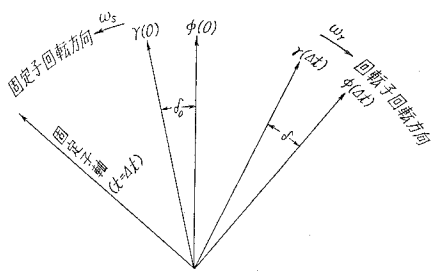


図-2 内部相差角と角速度との関係図

$$r(\Delta t) = -\delta_0 + P_0(\omega_{r0} + \Delta\omega_r) \Delta t$$

又回転磁界軸は固定子に対して常に同期速度 $\omega_0 = \omega_{s0} + \omega_{r0}$ で回転しているから、

$$\begin{aligned} \phi(\Delta t) &= P_0 \omega_0 \Delta t - P_0(\omega_{s0} + \Delta\omega_s) \Delta t \\ &= P_0(\omega_{r0} - \Delta\omega_s) \Delta t \end{aligned}$$

故に Δt 秒後の主機内部相差角は

$$\Delta\delta = \phi(\Delta t) - r(\Delta t) = -P_0(\Delta\omega_r + \Delta\omega_s) \Delta t + \delta_0$$

となり、 $\Delta t \rightarrow 0$ の極限をとり、且つ両辺を微分すれば

$$\frac{d^2 \delta}{dt^2} = -P_0 \frac{d}{dt} (\omega_r + \omega_s) \tag{30}$$

が得られる。

以上 (27), (28), (29), (30) 式が系の動特性を記述する最も基本的な運動方程式を構成する。但し主機の電氣的諸定数の変化は、その時定数が内部相差角等の動揺周期に比較して十分小さいとして過渡動揺中一定とし、その定常値を用いることにする。

3. 線型方程式及び基礎理論的考察

A. 線型方程式

(27)~(30) 式中 (28), (29) 式は非線型の方程式なので、その一般解は困難である。従ってこ

ここでは、負荷トルクが $t=0$ に於いて $+4\tau$ だけ step 状に小変化したとして線型化する。今 4τ なる変化のため各量が次のようになると仮定する。

$$\omega_r = \omega_{r0} - \omega'_r \quad \omega_s = \omega_{s0} + \omega'_s \quad \delta = \delta_0 + \delta' \quad i = I + i' \quad (31)$$

$t \leq -0$ に於いては (27)~(29) 式は夫々次の平衡条件を満足している。

$$RI + P_1 M_1 i^{f1} \omega_{r0} - P_2 M_2 i^{f2} \omega_{s0} = 0 \quad (27')$$

$$\alpha_r \omega_{r0} - f(\delta_0) - P_1 M_1 i^{f1} I = -\tau_l \quad (28')$$

$$\alpha_s \omega_{s0} - f(\delta_0) + P_2 M_2 i^{f2} I = 0 \quad (29')$$

よって (27) 式に (31) 式及び (27') 式の諸条件を代入すれば

$$L \frac{di'}{dt} + Ri' - P_1 M_1 i^{f1} \omega'_r - P_2 M_2 i^{f2} \omega'_s = 0 \quad (32)$$

を得る。又 (28), (29) 式に於いて

$$f(\delta_0 + \delta') \simeq f(\delta_0) + \left. \frac{\partial f}{\partial \delta} \right|_{\delta=\delta_0} \delta' = f(\delta_0) + a\delta'$$

であることを考慮すれば

$$I_r \frac{d\omega'_r}{dt} + \alpha_r \omega'_r + \gamma \frac{d\delta'}{dt} + a\delta' - P_1 M_1 i^{f1} i' = 4\tau \quad (33)$$

$$I_s \frac{d\omega'_s}{dt} + \alpha_s \omega'_s - \gamma \frac{d\delta'}{dt} - a\delta' - P_2 M_2 i^{f2} i' = 0 \quad (34)$$

等を得る。ここで $\omega_r = d\theta_r/dt$, $\omega_s = d\theta_s/dt$ 。又 (30) 式は

$$\frac{d^2 \delta'}{dt^2} = P_0 \left(\frac{d\omega'_r}{dt} - \frac{d\omega'_s}{dt} \right) \quad (34)$$

となる。以上 (32)~(35) 式が求める線型方程式となる。

B. s 領域での各量

(32)~(35) 式の Laplace 変換は、各未知量の初期値は 0 であるから $L^{-1} \omega'_r(t) = \Omega_r(s)$, $L^{-1} \omega'_s(t) = \Omega_s(s)$, $L^{-1} \delta'(t) = \Delta(s)$, $L^{-1} i'(t) = I(s)$, 又 $P_1 M_1 i^{f1} = \phi_r$, $P_2 M_2 i^{f2} = \phi_s$ とおけば次の諸式となる。

$$-\phi_r \Omega_r(s) - \phi_s \Omega_s(s) + (SL + R) I(s) = 0 \quad (36)$$

$$(sI_r + \alpha_r) \Omega_r(s) + (s\gamma + a) \Delta(s) - \phi_r I(s) = 4\tau/s \quad (37)$$

$$(sI_s + \alpha_s) \Omega_s(s) - (s\gamma + a) \Delta(s) - \phi_s I(s) = 0 \quad (38)$$

$$-P_0 \Omega_r(s) + P_0 \Omega_s(s) + s\Delta(s) = 0 \quad (39)$$

(36)~(39) 式より s 領域での各未知量は下式の様に表現される。

$$\Delta(s) = 4\tau P_0 \left\{ sI_s + \alpha_s + (\phi_s^2 + \phi_s \phi_r)/R \right\} / sA \quad (40)$$

$$\Omega_r(s) = A\tau \left[s^2 I_s + s \left\{ \phi_s^2 / R + (\alpha_s + P_0 \gamma) \right\} + aP_0 \right] / sA \quad (41)$$

$$\Omega_s(s) = A\tau \left\{ s(P_0 \gamma - \phi_s \phi_r / R) + aP_0 \right\} / sA \quad (42)$$

$$I(s) = P_0 A\tau \left[s^2 I_s \phi_r + s \left\{ \gamma P_0 \phi_s + (\alpha_s + \gamma P_0) \phi_r \right\} + aP_0 (\phi_s + \phi_r) \right] / sRA \quad (43)$$

ここで

$$\begin{aligned} A = & s^3 I_r I_s + s^2 \left[(I_r \phi_s^2 + I_s \phi_r^2) / R + \left\{ I_r (\alpha_s + P_0 \gamma) + I_s (\alpha_r + P_0 \gamma) \right\} \right] \\ & + s \left[\left\{ \phi_s^2 (\alpha_r + P_0 \gamma) + \phi_r^2 (\alpha_s + P_0 \gamma) + 2\phi_s \phi_r P_0 \gamma \right\} / R + \alpha_r \alpha_s \right. \\ & \left. + P_0 \gamma (\alpha_r + \alpha_s) + aP_0 (I_r + I_s) \right] + aP_0 \left\{ (\phi_s + \phi_r)^2 / R + (\alpha_r + \alpha_s) \right\} \end{aligned} \quad (44)$$

但し、補助機回路の時定数 L/R は過渡動揺の周期に比べて十分小さいとして L/R を含む項は無視する。

C. 安定性に関する考察

(40)~(43) 式の逆変換、例えば $A(s)$ は

$$\delta'(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} A(s) e^{st} ds \quad (45)$$

であるが、その具体的な形を決定する前に此等各量の安定性について考察する。一般に $\delta'(t)$ 等が無限に増大することなく、即ち主機が脱調することなく、過渡的な減衰振動を経て安定な定常運転に回復するためには、(45) 式の被積分関数中 $A(s)$ 等の分母の代数方程式

$$sA = s(a_0 s^3 + a_1 s^2 + a_2 s + a_3) = 0 \quad (46)$$

の根が $s=0$ 以外にその全部が虚数軸の左側にある必要があり、そのため必要十分な条件は Hurwitz の理論により

- (i) A の各係数がすべて同符号であること (必要条件)
- (ii) すべての Hurwitz 行列式が上と同符号であること (十分条件)

に要約される。さて(44)式より(i)の条件は

$$a > 0 \quad (47)$$

ならばことごとく満足していることは明らかである。次に(ii)の条件であるがこれは

$$a_1 a_2 - a_0 a_3 > 0 \quad (48)$$

を満足する必要があるが、上式に(44)式の各係数を代入し整理すれば、 $a > 0$ の条件で(48)式が成立していることが容易に確かめられる。従って線型可能な外乱に対して主機同期化力が正ならば、此の系は常に安定に運転でき、このことは外乱の種類、例えば母線電圧の変化等にも無関係である。換言すれば、母線に無段変速同期電動機が単機接続される場合、線型可能な外乱に

対する系の動的安定性は主機単独の定態安定度に一致し、補助直流機が存在により特に不安定になる因子は存在しないと言える。

D. 解の一般形

安定運転可能な領域に於いて各量は一般に減衰振動をする筈であり、且つ A は s に関する 3 次式であるから、(45) 式を更に具体的な形に書くと

$$\delta'(t) = B + C \exp(-ft) + D \exp(-gt) \cdot \sin(ht + k) \quad (49)$$

となる。

i) 定常値

(49) 式 B の値は $A(s)$ の 1 極 $s=0$ に対応するもので、これは Laplace 変換の最終値定理を用いて

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \delta'(t) = \lim_{s \rightarrow 0} sA(s) = \left[\alpha_s + (\phi_s^2 + \phi_s \phi_r) / R \right] A\tau / \left[(\phi_s + \phi_r)^2 / R + (\alpha_r + \alpha_s) \right] \quad (50)$$

となり、これは負荷トルクが $A\tau$ 増加した為の主機内部相差角の定常的な増加を示している。 $\omega_r'(t)$, $\omega_s'(t)$ についても同様の手法を用いて、その絶対値は

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \omega_r'(t) = \lim_{s \rightarrow 0} s\Omega_s(s) = A\tau \left[(\phi_s + \phi_r)^2 / R + (\alpha_r + \alpha_s) \right] = \lim_{t \rightarrow \infty} \omega_s'(t) \quad (51)$$

となる。線型化にあたっての仮定より、 $\omega_r'(t)$ に対する B の値は $A\tau$ による回転子側角速度の低下の定常値を、 $\omega_s'(t)$ に対する B の値は固定子側の角速度上昇の定常値を示していることは明らかである。此等の値は既報の定常特性に関する報告に於いて $\alpha_r = \alpha_s = 0$ とおいて求められている速度変動特性に一致している。

ii) 減衰定数 f, g について

f の値は $A(s)$ 等の極中実軸上に存在するものの値で、(44) 式の各係数の物理的考察及び 3 次代数方程式の近似解により、次の様な近似解の形を有している。

$$f \doteq \left\{ (\phi_s + \phi_r)^2 / R + (\alpha_r + \alpha_s) \right\} / (I_s + I_r) \doteq \frac{(\phi_s + \phi_m)^2}{I_s R} \quad (\because I_s \gg I_r) \quad (52)$$

即ち (49) 式右辺第 2 項の減衰率は固定子の慣性モーメントが大きい程小さくなり、一方同一条件下では $(\phi_s + \phi_r)$ の値を大きくする様運転する程減衰が大となり有利であることが判る。

g の値は $A(s)$ 等の複素極の実数部を示すもので近似的に次式で計算できる。

$$g \doteq \frac{1}{2} \left[\left\{ (I_r \phi_s^2 + I_s \phi_r^2) / R + P_0 \gamma (I_r + I_s) \right\} / I_r I_s - \frac{(\phi_s + \phi_m)^2}{I_s R} \right] \quad (53)$$

上式は主機の制動巻線の有無、又その効果の大小によって可成り異なってくるが、 ϕ_s, ϕ_m の値は f に対する程でないにしても可成り影響を及ぼすものと思われる。

iii) h 及び過渡動揺の周期、等価慣性モーメント等

h の値は勿論、 $A(s)$ の複素極の虚数部を示すものであるが、物理的には過渡動揺の周期を決定する重要な因子である。近似的には

$$h \doteq \left[(I_s + I_r) a P_0 / I_s I_r \right]^{\frac{1}{2}} = (a P_0 / I_0)^{\frac{1}{2}} \quad (54)$$

で与えられる。ここで

$$I_0 = I_r I_s / (I_r + I_s) < I_r \quad (55)$$

は既報⁽⁶⁾で与えられている等価慣性モーメントであり、普通の設計では $I_s \gg I_r$ であり、上式の通りその値は I_r より小となるが、その低下は高々数%程度である。然し特に慣性の大きい負荷の場合その低下は無視できないものとなろう。又 $\delta(t)$, $\omega_r(t)$ 等の過渡動揺の周期は

$$T_0 = 2\pi/h \doteq 2\pi(I_0/aP_0)^{\frac{1}{2}} \quad (56)$$

となり、 $I_0 < I_r$ なので固定子拘束時より動揺の周期は短くなる。その程度は近似的に

$$T_0/T \doteq (I_0/I_r)^{\frac{1}{2}}$$

となる。

以上述べて来た所により、特に一般解(49)式を参考にして、此の系は見掛上機械的に2自由度系であるが、1自由度系と同様動揺の周期は只1つであり、単なる減衰項が付加される丈で固定子拘束時と殆んど同じく振舞うことが明らかになり、系は近似的に2次遅れ要素の伝達関数で代表できることも推定される。

4. 実験結果及び考察

A. 試験機の諸定数及び実験方法

i) 主機 3相 200 V 13 A 3.2 kW 4極

$$x_a = 18.5 \Omega, \quad x_q = 9.67 \Omega, \quad r_a = 0.423 \Omega$$

ii) 補助機

固定子側 直流分巻 (主機固定子とギヤー連結, ギヤー歯数比 2:1)

$$100 \text{ V}, 14 \text{ A}, 1.5 \text{ kW}, 1,000 \sim 2,000 \text{ r/m}$$

回転子側 直流分巻

$$110 \text{ V}, 12 \text{ A}, 1 \text{ kW}, 1,000 \sim 2,000 \text{ r/m}$$

合成抵抗 $R \doteq 3 \Omega$ (ブラシ降下を含む, 動揺中の電機子電流 1.0~0.5 A)

iii) 系全体

$$I_s = 3.26 \quad I_r = 0.215 \quad I_0 \doteq 0.205$$

$$\alpha_s = 0.0129 \quad \alpha_r = 0.0074 \quad \gamma = 0.25 \text{ (主機同期化力 } a \text{ の約 } 1\% \text{ と仮定)}$$

$$a = 26.0 \text{ (試験中の主机电機子電流変動範囲内での計算 (平均) 値)}$$

iv) 実験方法

実験は主として過渡動揺の振動周期，振幅減衰の様相を主機電機子電流の波形観測によって行なった。主機電機子電流と内部相差角との間には二反作用理論によって

$$i^a = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\left(\frac{V_d}{x_q} \right)^2 + \left(\frac{E - V_q}{x_d} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \doteq \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{V}{x_q} \sin \delta \right)$$

の関係があるので，負荷トルクを $t=0$ に於いて step 的に変化し，そのときの電流変化をオシログラフで画かせ，その包路線（電流波形は電源周波数の正弦波を過渡動揺の周期で振幅変調したものと略同様である）から内部相差角動揺の周期，減衰の様子が直接或いは計算によって知ることが出来る。尚以下に述べられる実験は全て負荷トルクを $0.25(\text{kg}\cdot\text{m})$ から 0 迄変化している。

B. 固定子拘束時の実験結果と検討

固定子回転時に於ける特性の比較と， a 及び γ の値の検討のため，最初に固定子拘束状態に於ける実験結果について述べる。図-3の上図は，過渡動揺時の電流オシログラフであるが図より直ちに動揺の周期が約 $413(\text{ms})$ であることが判る。又定常状態に於ける電流値より $\delta(0) \doteq 0.228(\text{rad})$ ， $\delta(\infty) \doteq 0.134(\text{rad})$ 従って $\delta'(\infty) = \delta(\infty) - \delta(0) \doteq -0.094(\text{rad})$ ，一方固定子拘束時の内部相差角動揺の理論式は

$$\delta'(t) \doteq -0.0942 + 0.0942 \exp(-1.197 t) \cos 15.51 t$$

で与えられるから動揺の周期は $2\pi/15.51 \times 10^3 \doteq 406(\text{ms})$ となり，又 $\delta'(\infty) = -0.0942$ となるから以上の両者は実験結果によく一致している。又図-3の実験，計算両図を比較すれば，その減衰の様相も可成よく一致していることが判る。尚，実験曲線に於いて動揺の半サイクルの周期が可成短くなっていることは，主機の過渡時初期に於ける電氣的定数の変化が原因と考えられ，振幅の目盛りが直線的でないのは測定装置の非線型特性によるものと思われる。以上諸点を考慮すれば a 及び γ の値は可成よく実際値を代表しているものと考えてよく，固定子回転の場合も夫々同様の値を用いて理論計算を行なう。

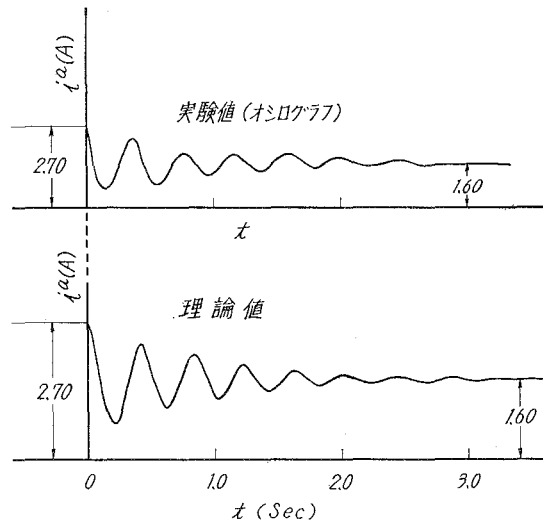


図-3 主機電機子電流過渡動揺特性

C. 固定子回転時の実験結果及び考察

i) $\omega_{r0} = \omega_0$ の場合

固定子自由の状態で、回転子角速度の初期値が同期速度に等しい場合の実験値、計算値を図-4に示す。必要なデータは

$$\begin{aligned} \delta(0) &= 0.236(\text{rad}), & \delta(\infty) &= 0.147(\text{rad}), & \delta(\infty) - \delta(0) &= -0.089(\text{rad}), \\ i^1 &= 0.42(\text{A}), & i^2 &= +0(\text{A}) \end{aligned}$$

等であるが、実験曲線より平均動揺周期は約 400(ms)、約 2.5 秒で略定常状態に回復していることが判る。一方此の場合の内部相差角動揺の理論値は s 領域で

$$A(s) = (22.79s + 9.66)/(s^4 + 2.93s^3 + 258.9s^2 + 108.7s)$$

となるので t 領域での解は

$$\begin{aligned} \delta'(t) &= -0.0889 + 0.0005 \exp(-0.422t) \\ &\quad + 0.0884 \exp(-1.255t) \cos 16.01t + 0.0073 \exp(-1.255t) \sin 16.01t \end{aligned}$$

なる。従って振動の周期は $2\pi/16.01 \times 10^3 = 393(\text{ms})$ となり、 $\delta'(\infty) = -0.0889$ であるから実験値と理論値は可成よく一致している。又振動の周期は固定子拘束の場合に比較して実験、理論値共にその比は約 0.97 となり、この値は $(I_0/I_r)^{1/2} = 0.975$ に近い。減衰曲線の形状も実験曲線から自由度 1 (固定子拘束時) の場合と全く同様になり他の周期成分は見られない。図-3、図-4 の実験曲線を比較して特に注目すべきことは、同一負荷トルクの変動に対して後者の方が動揺の振幅が小さくなっていることであり、このことは動揺周期が若干短くなっていることと関連してこの系の過渡安定度問題等に微妙な影響を及ぼすものと考えられる。

ii) $\omega_{r0} = 0.667 \omega_0$ の場合

ω_r の定常初期値が主機同期速度の 2/3 の場合の実験、及び理論値を図-5に示す。必要な

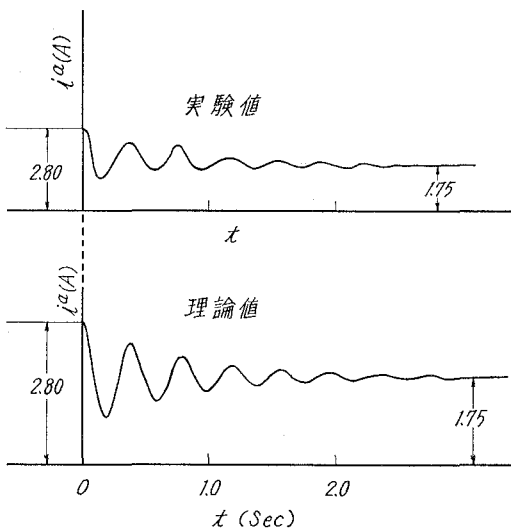


図-4 主機電機子電流過渡動揺特性

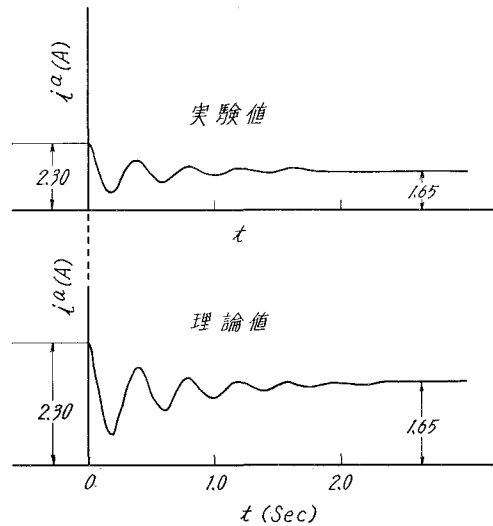


図-5 主機電機子電流過渡動揺特性

諸データは

$$\begin{aligned}\delta(0) &= 0.201(\text{rad}), & \delta(\infty) &= 0.139(\text{rad}), & \delta(\infty) - \delta(0) &= -0.062(\text{rad}), \\ i^{f1} &= 0.445(\text{A}), & i^{f2} &= 0.425(\text{A})\end{aligned}$$

実験曲線から動揺周期は約 400(ms) となり前節の実験結果と一致し、その値が $(J_0/aP)^{\frac{1}{2}}$ によって決定され他の因子、例えば ϕ_r 等により殆んど影響を受けないことが明らかであるが、動揺の継続時間は略 1.5 秒で図-4 の場合の約半分になっている。これは初期電流が小さいこととも関係があるが、むしろ各減衰定数が大きくなったと考えるのが妥当であり、実際理論式は下記の通りとなり、 $\phi_r(i^{f1})$ の増加が動揺の減衰に大きく寄与していることが判る。

$$\begin{aligned}\delta'(t) &= -0.0625 - 0.0264 \exp(-0.857 t) \\ &\quad + 0.0889 \exp(-1.803 t) \cos 15.93 t + 0.009 \exp(-1.803 t) \sin 15.93 t\end{aligned}$$

動揺周期の理論値は上式から $2\pi/15.93 \times 10^3 \cong 395(\text{ms})$ となり、 $\delta'(\infty) = -0.0625(\text{rad})$ であるから両者は共に実験値によく一致し、減衰の様相も同様であることは図-5 の両曲線を比較すれば直ちに明らかになる。

又図-3, 4, 5 の形から系の動特性は二次遅れ要素によって可成よく代表される (系の伝達関数は二次遅れ要素で近似できる) ことが明らかである。

5. む す び

以上無段変速同期機の補助機が直流機によって構成される場合について、系の動特性を記述する運動方程式を樹立し、その線型解析を行ない、実験によってその正しさを検証した。理論的、実験的に確認された系の主な特性は

i. 線型可能な外乱に対して、系の動的安定性の必要十分な条件は、主機同期化力が正であること、換言すれば、主機の定態安定度が系の動的 (線型) 安定性の限界に一致し、補助機の存在等に無関係である。

ii. 系は見掛上機械的に 2 自由度系であるが、内部相差角、角速度等の過渡動揺は 1 自由度系と殆んど同様に振舞い、その伝達関数は 2 次遅れ要素によって代表される。

等になり、以上の結論は系の安定度問題、自動制御系の設計に重要な役割りを果たすものと考えられる。

終りに日頃御指導、御鞭撻を賜わっている電気工学科図所教授、種々御援助を頂いた教室教職員各位に深甚なる謝意を表わします。

(昭和 43 年 4 月 30 日受理)

記 号 説 明

L_1, L_2 : 補助機界磁巻線インダクタンス r_0, r_1, r_2 : 主機, 補助機界磁巻線抵抗

- L_1, L_2 : 補助機電機子巻線インダクタンス R_0, R_1, R_2 : 主機, 補助機電機子巻線抵抗
 M_1, M_2 : 補助機相互インダクタンス P_0, P_1, P_2 : 主機, 補助機極数
 $M_{\alpha f1}, M_{\alpha f2}$: 補助機界磁巻線と α 軸巻線間の相互インダクタンス
 $M_{\beta f1}, M_{\beta f2}$: 補助機界磁巻線と β 軸巻線間の相互インダクタンス
 θ_r : 回転子側補助機 d , α 軸間の機械的角度
 θ_s : 固定子側補助機 d , α 軸間の機械的角度
 I_r : 回転子側合成慣性モーメント I_s : 固定子側合成慣性モーメント
 α_r : 回転子側機械的制動係数 α_s : 固定子側機械的制動係数
 γ : 主機制動巻線の制動係数 x_a : 主機縦軸リアクタンス
 x_q : 主機横軸リアクタンス

尚用いられた各量の単位は特に断らない限り M.K.S 単位系によっている。

参 考 文 献

- 1) 図所忠則・近藤 修・伊達隆三: 電気学会雑誌, 87-4, 744 (1967).
- 2) 図所忠則: 電気学会雑誌, 87-5, 964 (1967).
- 3) 宮入庄太: エネルギー変換工学入門, 59, 丸善 (1963).
- 4) D. C. White, H. H. Woodeon: Electromechanical Energy Conversion, 69, John Wiley (1959).
- 5) 例へば福島弘毅, 穴山武: 電気機械工学 II, 266, 朝倉 (1967).
- 6) 図所忠則・近藤 修: 室工大研報, 5, 1, 119 (1965).

エアブレンデング法による粉粒体の混合速度

安藤公二・田保英明
清水 崇・原 弘

The Mixing Rate of Dined Particles on the Air Blending

Koji Ando, Hideaki Tabo, Takashi Shimizu
and Hiroshi Hara

Abstract

It is of interest object that we take a basic point of view from them to decide the mixing characteristics and the adaptive operating conditions on the air blending apparatus, then by using the same particle size, the influence of mixing velocity and the behaviour of particles in the two dimensions visible apparatus are analyzed, we could get the following results.

1. The apparatus of particles goes on a cycle motion that they vigorously elevate in a part of rapid air flow, accumulating to remove in a part of slow air flow, and the accumulated particles fall on the apparatus bottom, again going back in a part of rapid air flow.

2. The mixing of a part of slow air flow — especially the apparatus bottom — is rate determining step of the mixing velocity.

3. The mixing velocity coefficient increases in proportion to the increase of air flow and decreases in proportion to the increase of the packed height of the particles. The value may be evaluated on the equation.

I. 緒 言

エアブレンデング法とは不均一通気量により流動層を形成せしめ、粉粒体を混合する方法であり、従来の混合機（容器回転型混合機、スクリュウ型混合機等）には見られない流動層としての粉体取扱上の利点を持つと同時に、通常流動層では得られない混合速度をその不均一通気により期待し得るものである。

以上の理由から近年、セメント工業に採用されつつあるけれども、その基礎的研究に関する文献¹⁾はほとんどない。

我々は、エアブレンデング装置の混合特性ならびに最適操作条件などを決定するための基礎的知見を得ることを目的として、同一粒径の粉粒体を用いて、混合実験を行ない、粉粒体の層高、通気量などの操作因子が混合速度に及ぼす影響を検討し、さらに混合過程の観察を容易にするための二次元の可視装置を用いて、粒子群の挙動等を検討したのでこれらの結果もあわせて報告する。

II. 実験装置および実験方法

1. 試料の調製

使用粉粒体は、ポリ塩化ビニル樹脂の粉体で +60/-80 mesh に篩い分けしたものをを用いた。また、静電気による粒子間の凝集や壁面への付着を防止するため、使用粉粒体はすべて帯電防止剤であらかじめ処理した。

表-1 に使用粉粒体の主な物性を示す。

なお着色した追跡粉粒体の物性には変化が認められなかった。

表-1 塩化ビニル粉体の物性

真比重	1.4 g/cm ³
かさ比重	0.54 g/cm ³
安息角	38度
形状	ほぼ球形
粒径	約 0.2 m/mφ

2. 実験装置および実験方法

実験装置の概略を図-1 に示す。混合槽本体は内径 12 cm、高さ 60 cm、厚さ 1 cm の透明アクリル製円筒を用いた。整流部は中央で仕切られ、両方とも glass beads (粒径 7 m/mφ) とアルミナ (粒径 3 m/mφ) を二層に充填し、その上に布を張ったものを用いた。

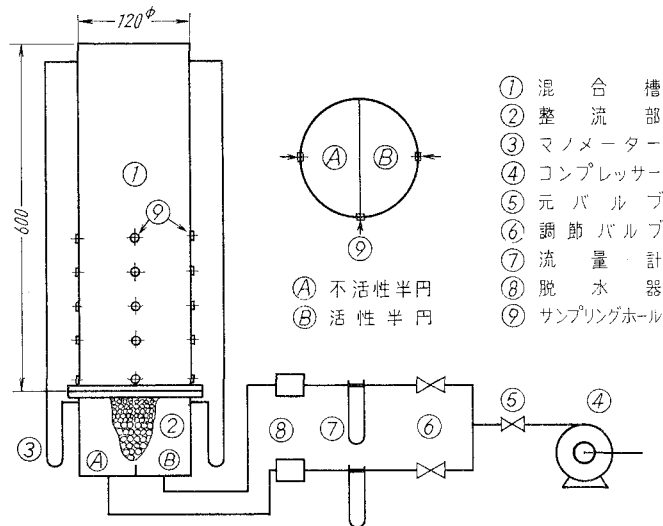


図-1 実験装置略図

実験方法は森²⁾の方法を参考とした。

整流部の空気流速の大きい部分を活性半円、空気流速の小さい部分を不活性半円と呼ぶことにすると、不活性半円は全ての実験に於いて最小流動化速度 (U_{mf}) とし、活性半円の流速をいろいろ変化させて実験を行なった。

最初に活性半円および不活性半円の空気量を各々のバルブ⑥の操作により設定し、バル

ブ⑤で通気を遮断しておく。次に槽内に仕切板を活性半円と不活性半円の境界線に一致するように設置し、活性半円上には非着色粉粒体、不活性半円上には着色粉粒体を充填する。着色粉粒体の全粉粒体に対する充填比は約0.5である。

粉粒体を充填した後、バルブ⑤を開き、同時に仕切板を槽内から引き上げ、一定時間混合させた後、バルブ⑤を閉じて通気を遮断する。この静止した状態のもとで、サンプリングを行なう。以下、同じ様な操作を繰り返して実験を進めて行く。

表-2に実験の操作量の概略を記す。

3. サンプリングおよび測定法

図-2にサンプリングホルの位置を示す。各サンプリングホルは横軸にP, Q, R, 縦軸に下から1, 2, 3, 4, 5と番号を設定し、座標を用いてその位置を表わす様にした。例えば図中の●の位置は(R-3)と示す。

着色粒子濃度の測定は各サンプリングホルから採取した粉粒体を0.3~0.4g精秤し、一定量の水中で染料を脱色させ、上澄液を光电比色計を用いて測定しあらかじめ着色粒子濃度が既知の粉粒体を用いて作製した検量線より算定した。

表-2 実験条件

(1) 充填高さ					
充填高さ (cm)	L	9	15	21	27
充填高さ/直径	H	0.75	1.25	1.75	2.25
(2) 空気流速					
不活性半円	U_{mf}				
活性半円	U/U_{mf}	1.5	2.0	2.5	3.5

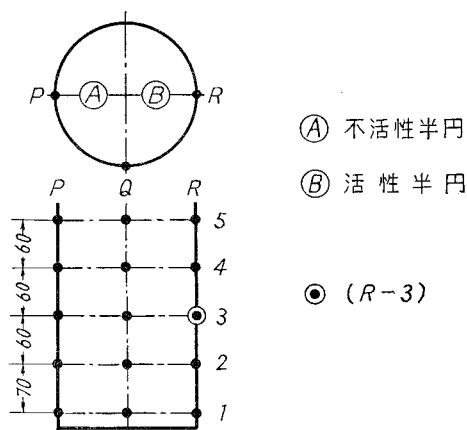


図-2 サンプリングの位置

III. 実験結果および解析

槽内追跡粒子濃度の分散の時間的変化を用いことにより混合過程を解析するのが適当と考えられるのでこの方法³⁾で行なった。即ち混合濃度 x の分散 σ^2 の時間的変化は σ^2 と σ^2 の極小値 σ_r^2 との差に比例すると考えられている。

$$\frac{d\sigma^2}{dt} = -\phi(\sigma^2 - \sigma_r^2) \tag{1}$$

この場合 ϕ は時間 t に関して独立な量となり、混合速度係数と呼ばれるものである。

$t=0$ のとき $\sigma^2 = \sigma_0^2$ とし、 $0 \sim t$ の間で積分すれば、

$$\ln \frac{\sigma^2 - \sigma_r^2}{\sigma_0^2 - \sigma_r^2} = -\phi t \tag{2}$$

$\sigma_r^2 \approx 0$ とおくと*

$$\ln \frac{\sigma^2}{\sigma_0^2} = -\phi t \tag{3}$$

1. U/U_{mf} の混合速度におよぼす影響

図-3 は縦軸に混合度 σ^2/σ_0^2 、横軸に混合時間をとり U/U_{mf} をパラメーターとして片対数グラフにプロットしたものである。

(3) 式より予想されるごとく、混合度 σ^2/σ_0^2 は、混合初期に於いては混合時間に対して直線的に減少している。そしてその勾配即ち混合速度係数 U/U_{mf} の増加に従って増加している。

図-4 は 図-3 から得られた ϕ を片対数グラフの縦軸に、 U/U_{mf} を横軸にプロットしたもので、その関係はほぼ直線で近似される。

U/U_{mf} の混合速度係数に及ぼす影響は $\exp 1.2(U/U_{mf})$ であり、エアブレンデングの特徴である不均一通気量の混合速度への寄与の大きい事を示すものである。

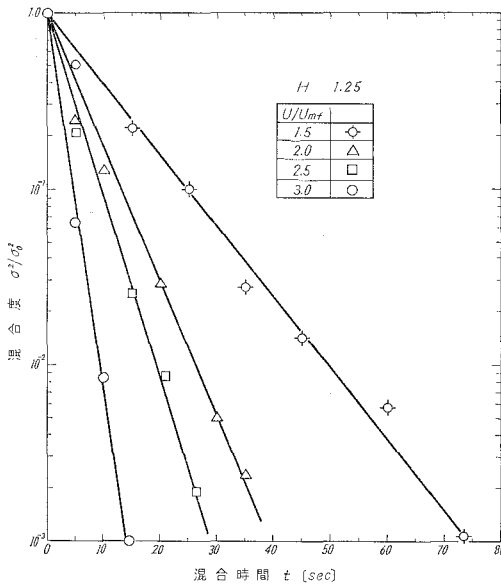


図-3 混合曲線

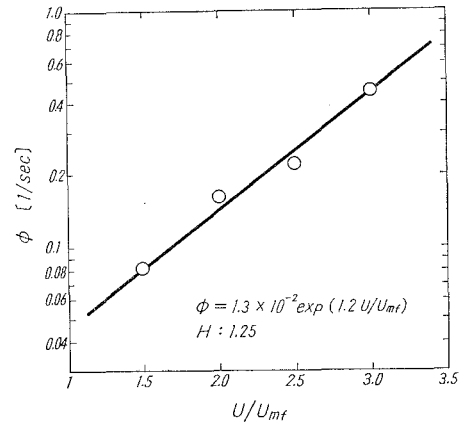


図-4 混合速度係数と U/U_{mf}

2. 充填層高の混合速度におよぼす影響

図-5 は混合度 σ^2/σ_0^2 と混合時間を充填高さ H をパラメーターとして片対数グラフにプロットしたものであり、図-3 と同様に、一定の混合度まで直線関係が得られる。その勾配 ϕ と H との関係を図-6 に示す。

* σ_r^2 は正規分布に従うとすれば、

$$\sigma_r^2 = \frac{\bar{C}(1-\bar{C})}{n_0} \approx 5 \times 10^{-6}$$

$$\sigma_0^2 = \bar{C}(1-\bar{C}) = 0.25$$

故に、混合初期に於いては、 $\sigma_r^2 \ll \sigma_0^2$ 、 σ^2 と見なし得る。

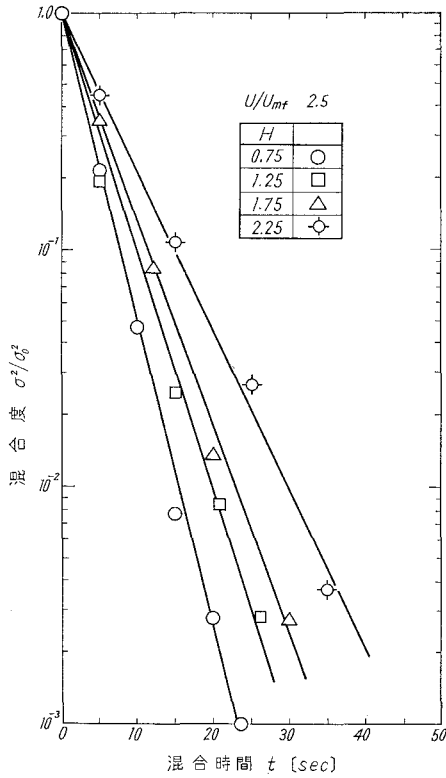


図-5 混合曲線

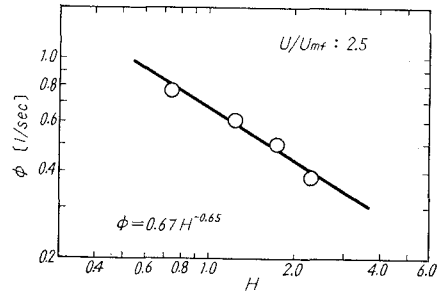


図-6 混合速度係数と H

図より明らかなごとく、両対数プロットに於いて直線関係が得られた。即ち、混合速度係数は層高の増加に対して減少する。

以上の結果より、混合速度係数におよぼす空気流速および層高の影響をまとめると

$$\phi = K \frac{\exp(1.2 U/U_{mf})}{\sqrt{H}} \quad (4)$$

なる実験式で与えられる。

3. サンプル位置と混合速度

図-7 は各サンプリング位置の濃度の混合時間に対する変化の一例を示したものである。t=0

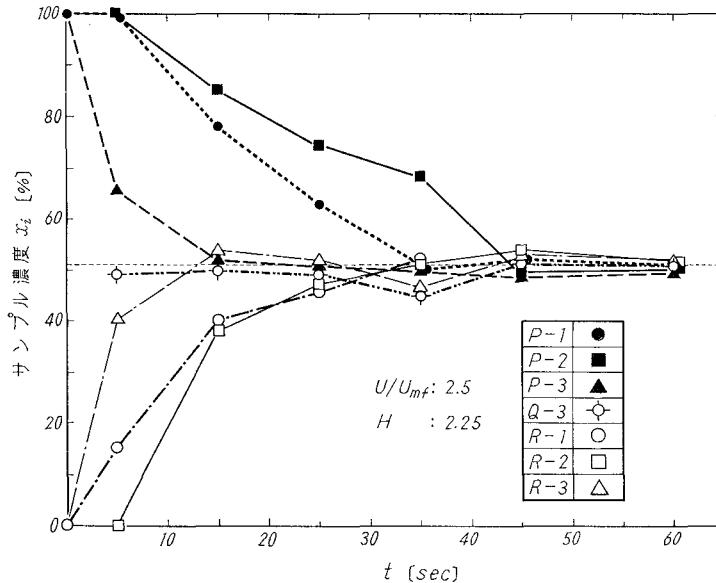


図-7 混合時間とサンプル濃度

に於いては、活性半円上には非着色粒子のみであり、サンプル濃度 $x_i=0$ 、不活性半円上には着色粒子のみであり、サンプル濃度 $x_{ii}=100$ とする。

図中の水平な点線は完全混合時の濃度を示しており、時間の経過に従い点線に漸近しているが、その速度はサンプリング位置により異なっている。

図から明らかごとく、粉粒体層の上の部分はかなり短時間のうちに混合されるが、層の中、下の部分は上部に比べ、混合するのに時間がかかっている。

さらに、空気量の多い活性半円に比べ、空気量の少ない不活性半円の部分は混合に時間のかかることが判った。この傾向は図-7 以外の条件の実験結果にも同様に見られた。即ち、混合速度の律速段階は不活性半円部分の中、下層部の混合であることが知られた。

この点について、不活性半円部分の中、下層部のサンプリングホールの間隔を細かくとりサブリングをする方法で更に詳細な検討を行なっている。

4. 二次元モデルによるフローパターン

我々はエアブレンディング装置内部の粉粒体の挙動を観察するため図-8 に示す様な二次元可視装置を製作し、そのフローパターンについての知見を得た。

図-9 は、混合前の状態であり、図-10 は混合中の一例である。図-11 は図-10 が示す粉体の流れをモデル的に描いたものである。即ち粒子運動は A→B→C→D→A の循環流を形成し、活性半円上の B, C 点での

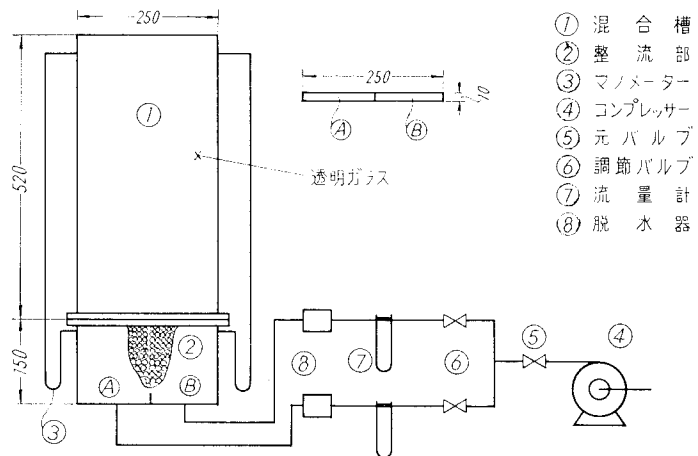


図-8 二次元可視実験装置

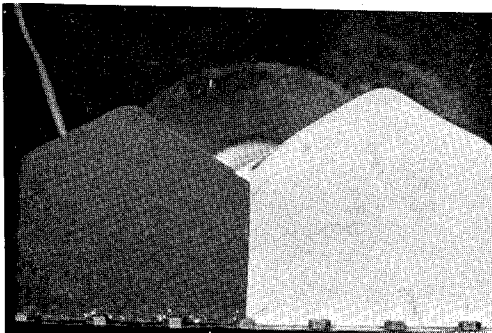


図-9



図-10

激しい運動部では、ほぼ瞬間的に粒子は混合されてしまう。混合された粉体は D 点に堆積し、次第に A 点に下がる。 U/U_{mf} が大となるとこの循環流は速くなり H が大となっても循環流速はほとんど変化が見られないので全体的には遅くなる。以上の様に二次元モデルによる粉体粒子の挙動の結果は三次元装置における実験結果と定性的ではあるが良く一致する。

IV. 結 言

装置規模の影響には言及していないが、混合速度係数と内部のフローパターンとを合せ検討し下記結論を得た。

1. 槽内の粒子は通気量大の部分で激しく上昇し、通気量小の部分へ堆積し、それが下降して通気量大の部分へ戻る循環流が粉粒体混合の推進力と思われる。

2. 通気量小の部分の混合一特にその底部一が混合速度の律速となっている。

3. 混合速度係数は、空気流速 (U/U_{mf}) の増大と共に増加し層高が増すと減少し、本実験の場合は (4) 式で示される。

終りにこの研究に関し、御指導賜りました、本学化学工学教室各位に感謝の意を表す。装置製作および実験を担当して下さいました上村慶輔技官、当時学生の西川亮三氏、渡辺寛臣氏、栃木吉彦氏、今野広治氏に深甚な謝意を表す。(昭和 43 年 4 月 19 日受理)

使 用 記 号

H : 充填高さ/槽直径 [-] U_{mf} : 流動化開始速度 [cm/sec]
 L : 充填高さ [cm] $\sigma^2, \sigma_0^2, \sigma_c^2$: 分散, 混合前の分散, 完全混合状態の分散 [-]
 U : 通気流速 [cm/sec] ϕ : 混合速度係数 [1/sec]

文 献

- 1) 岩淵俊次: “セメント工業におけるエアープレンディング装置について”, 北海道化学装置懇談会第 3 回講演会 (1963).
- 2) 森 芳郎: 化学工学, **25**, 806 (1961).
- 3) 大山義年・綾木一夫: 化学工学, **20**, 150 (1956).

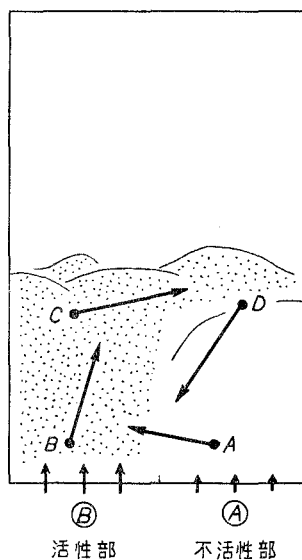


図-11 混合のプロパターン



プロピレンの接触酸化 (第1報)

加納久雄・杉岡正敏

Catalytic Oxidation of Propylene (Part I)

Hisao Kano and Masatoshi Sugioka

Abstract

In the course of the study on the catalytic oxidation of propylene it was found that the mixed catalyst composed of silver oxide, sodium chloride and sodium sulfate has the catalytic activity for the formation of propylene oxide. At the same time considerable complete oxidation of propylene to carbon dioxide and water was found to occur simultaneously. Reaction rates over the catalyst can be expressed as follows:

$$r = k_1 p_{C_3H_6} p_{O_2}^{1/2} - k_2 p_{C_3H_6} p_{CO_2}^{-1/2}$$

$$v = k_3 p_{C_3H_6} p_{O_2} p_{CO_2}^{-n}$$

where r and v are the rates of propylene oxidized to propylene oxide and carbon dioxide, respectively; n being zero when oxygen is in excess as compared with propylene, or unity when propylene is in excess as compared with oxygen in the feed gas mixture.

1. 緒 言

エチレンの部分酸化によってエチレンオキシドを製造するための触媒として銀だけがその能力を有することはよく知られた事実である。銀系触媒を使用する気固系接触反応によるエチレンオキシドの工業的製造技術は今日では一応完成された技術と称することが可能であって、ただ触媒の選択性の改善等の問題点を残すだけとなっている。しかし銀が部分酸化触媒として有する特異な機能の本質に関しては未だ不明な点が多い。

他方プロピレンオキシドは近時その需要が急速に伸びつつあるが、現在工業的に実施されている製造方法はクロルヒドリン法だけである。プロピレンの直接酸化によるプロピレンオキシドの合成を目的とした研究や特許に関する文献は若干あり、気相法と液相法とに大別できるが、実用化せられているものは皆無である。プロピレンがエチレンと異なる点は分子内にメチル基を有することである。これが高温で活性化されて酸化し易く、プロピレンオキシド生成に対する妥当な選択率をうるものがきわめて困難であると考えられている。したがって直接酸化法の成否はなるべく低温でプロピレンを選択的にプロピレンオキシドに変化させることのできるような触媒の発見にかかっていると言えるのである。本研究はプロピレンの気相部分酸化によるプロピレンオキシド合成触媒の発見を目的として実施した。その結果未だ実用的段階に

達したとは言い難いが、ある程度プロピレンオキンド生成に対して選択性を有する触媒を調製することができた。

次にプロピレンの接触酸化反応がどのような経路を経て進行するのであろうか。またプロピレンオキンドの生成速度に対し、原系および生成系成分がどのような影響を与えるであろうか。このような機構論あるいは速度論的な研究は従来ほとんど行なわれていない。その唯一の理由はプロピレンオキンドを反応生成物中に見出しうるような触媒をこれまでに発見できなかったことにあると思われる。上述のように著者らはプロピレンオキンド生成活性を有する触媒を調製することができたので、本触媒上でのプロピレンの酸化速度の測定を行ない、その解析によって実験的速度式を求めた。

2. 実験方法

2-1 反応装置

反応は固定床流通反応装置で行なった。反応管は内径 30 mm のガラス製で、中心部に触媒層内任意の位置の温度を測定できるように外径 3 mm の内薄ガラス管が通してある。反応管の加熱は温度調節器と攪拌装置を有する硝酸ソーダ・硝酸カリの溶融塩浴によって行なった。

原料ガスは触媒の探索の目的に対してはプロピレン約 3%、空気約 97% となるようにあらかじめ容器に配合した混合ガスを毛細管流量計、ソーダライム管および塩化カルシウム管を経て反応管に送入了。反応速度の測定の目的に対してはプロピレン 3.0, 6.0 および 33.0%、酸素はそれぞれ 20.31, 50.0 および 14.03% の混合ガスを用いた。使用したプロピレンは丸善石油製で純度 95% (残りはプロパン) である。

2-2 触媒の調製

酸化銀を主体としてこれに湿式法または乾式法によって種々の添加物を加えた触媒を調製し、それらの助触媒効果を調べた。添加物として用いた物質は Al_2O_3 , Au_2O , CeO_2 , Sb_2O_3 , Bi_2O_3 , NiO , BaO_2 , 等の酸化物, LiCl , NaCl , KCl , RbCl , CsCl , AgCl , SnCl_2 , NaBr , KBr , NaF , HCl 等のハロゲン化物, Na_2SO_4 , NaHSO_4 , K_2SO_4 , MgSO_4 , Li_2SO_4 , Rb_2SO_4 , Cs_2SO_4 等の硫酸塩, その他 NaOH , H_2SO_4 , CH_3COONa , NaH_2PO_4 , Na_2S 等である。

反応速度の測定は上記触媒試料中最も性能の良好であった $\text{Ag}_2\text{O}-\text{NaCl}$ 系触媒に対して触媒の安定性を高める目的で Na_2SO_4 を添加後、 3×3 mm の円柱状に成型し、更に熱処理を行なった触媒を用いて行なった。

2-3 操作および分析法

反応速度は反応温度 280, 300 および 320°C の 3 水準, 原料ガス流量 1.5~12.0 l/hr (N.T.P) の範囲内の 5 水準で、プロピレンオキンドおよび炭酸ガスへの転化率を測定し、 W/F 対転化率曲線の図式微分によって求めた。

分析はガスクロマトグラフ (柳本製作所製 GCG 220 型) によった。プロピレンオキシドは D.O.P., プロピレンおよび炭酸ガスはシリカゲルにより, 水素をキャリアーガスとして分離定量を行なった。反応生成物はプロピレンオキシド, 炭酸ガスおよび水だけであってその他の生成物は認められなかった。

3. 実験結果

3-1 酸化銀に対する種々の化合物の助触媒効果

AgNO_3 と KOH とから Ag_2O を調製し, その 1.073 g (Ag として 1.000 g) を用いて反応を行なったところ, プロピレンオキシド (P.O.) の生成はきわめてわずかにすぎず, 反応した C_3H_6 のほとんどすべてが CO_2 と H_2O に変化した (表-1)。

次に Ag_2O に対して 2-2 に記載した種々の物質を添加して燃焼反応を抑制するとともに, P.O. の生成に対する触媒能を賦与させうるかどうかを検討した。その結果 NaCl がそのような効果を示すことがわかった (NaCl よりも劣るが LiCl も有効であった) (表-1)。しかし Ag_2O - NaCl 系触媒の活性の時間的变化は 図-1 に示すように比較的速やかであった。しかるに第 3 物質として Na_2SO_4 または NaHSO_4 を添加すると活性低下はかなりゆるやかとなった。

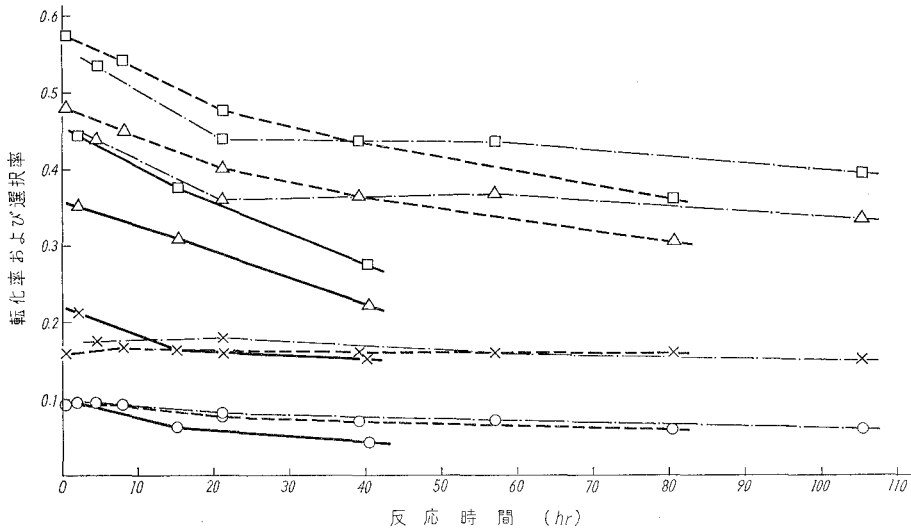


図-1 Ag_2O - NaCl , Ag_2O - NaCl - Na_2SO_4 , Ag_2O - NaCl - NaHSO_4 系各触媒活性の経時変化 (反応温度 290°C)

- Ag_2O - NaCl 系 (重量比 Ag_2O 3 : NaCl 0.9; $W=3.9$ g)
- - - - - Ag_2O - NaCl - Na_2SO_4 系 (重量比 Ag_2O 3 : NaCl 0.42 : Na_2SO_4 0.513; $W=2.42$ g)
- · - · - Ag_2O - NaCl - NaHSO_4 系 (重量比 Ag_2O 3 : NaCl 0.42 : NaHSO_4 0.433; $W=2.293$ g)
- PO への転化率 △ CO_2 への転化率 □ 全転化率 × PO 選択率

表-1 Ag₂O に対する NaCl 添加の効果

触媒組成	原料ガス (%)	反応温度 (°C)	P.O. への転化率** (%)	CO ₂ への転化率** (%)	選択率** (%)
Ag ₂ O* 1.073 g	C ₃ H ₆ 2.60 空気 97.40	240	0.0	15.62	0.0
Ag ₂ O* 1.073 g	C ₃ H ₆ 2.60 空気 97.40	294	1.70	70.25	2.37
Ag ₂ O-NaCl* 3 g 0.9 g	C ₃ H ₆ 2.78 空気 97.22	289	9.40	35.20	21.10
Ag ₂ O-NaCl* 1 g 1 g	C ₃ H ₆ 3.21 空気 96.70	303	7.15	25.50	22.00

* 反応開始後 Ag₂O は速やかに Ag に変化した。

** 反応初期の値。

3-2 Ag₂O-NaCl-Na₂SO₄ 系触媒の熱処理

湿式法で調製した Ag₂O-NaCl-Na₂SO₄ 系触媒 (Ag₂O 1, NaCl 0.14, Na₂SO₄ 0.513 の割合) を成型しその 7.2 g を用いて反応温度 320°C, 原料ガス流量 3 l/hr の条件で約 350 hr 反応を続けると、プロピレンの全転化率がしだいに低下することが認められた (図-2)。転化率の時間的低下は CO₂ への転化率が比較的大きく、P.O. へのそれは僅かではあるが上昇した。活性低下の原因が緩慢なシンタリングによるものと推定し、上記の触媒と同一組成の触媒 7.2 g を空气中 400°C で 0.5, 1.0, 3.0, 8.0 hr 加熱処理を行なった後、同一条件で反応に使用したところ活性は図-3の結果を示した。明らかに熱処理によるシンタリングの影響が見られる。次に処理時間を 0.5 hr に一定にして処理温度を変え 図-4 の結果をえた。650°C の加熱処理により完全に失活した。このように処理温度および処理時間によってシンタリングの程度が異なるが、処理時間を 0.5 hr とした場合にプロピレンオキド生成活性を失なわせることのない最も適当な温

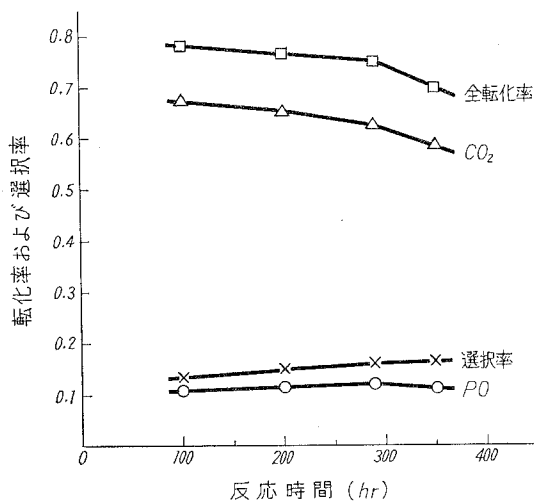


図-2 Ag₂O-NaCl-Na₂SO₄ 系成型触媒活性の経時変化

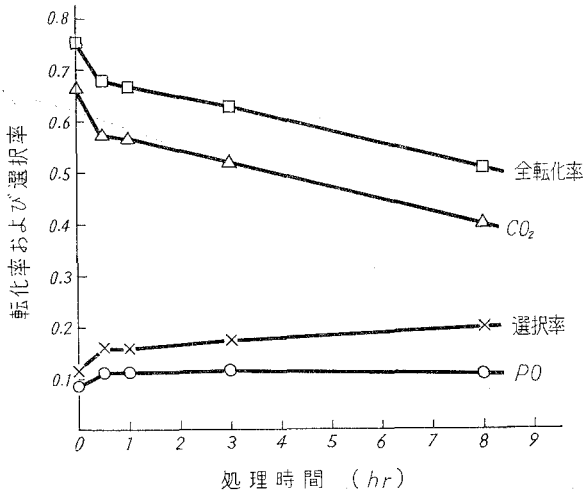


図-3 加熱処理時間の影響 (処理温度 400°C)

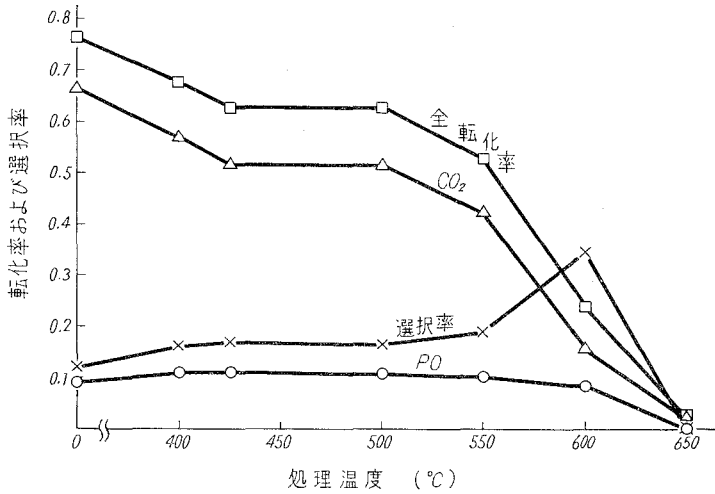


図-4 処理温度の影響 (処理時間 0.5 hr)

度は 400~500°C である。このような前処理を施した触媒は 280~320°C で 500 hr 反応を続けても活性の低下がほとんど起きなかった。

3-3 外部拡散抵抗の影響

反応速度に対する外部拡散抵抗の影響を検討するため触媒を 9.2 g および 14.4 g に分け、反応温度 320°C でガス流速を変化させて転化率を測定した結果を図-5 に示す。W/F の同一値に対する転化率がほぼ等しいことから外部拡散抵抗の影響を無視しうることがわかった。

3-4 反応速度

種々の条件における反応速度を求めるため、一定量 (14.4 g) の触媒を用い、3 種類の組成

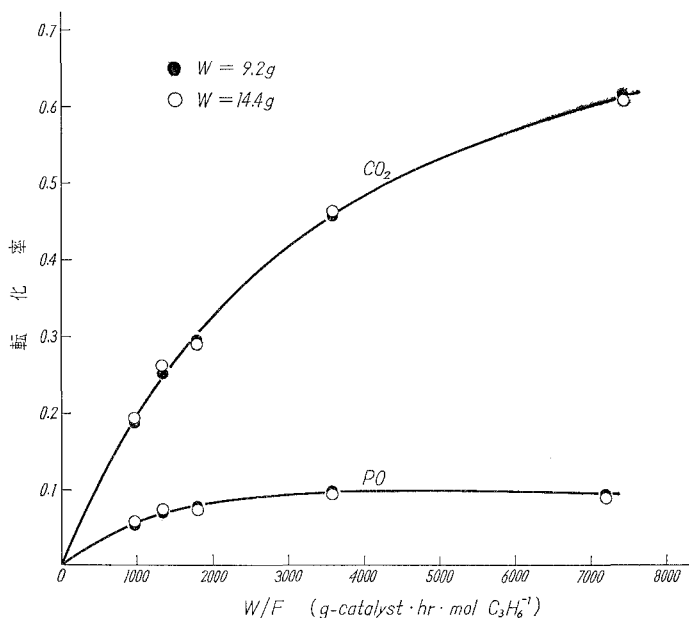


図-5 外部拡散抵抗の検討 (反応温度 320°C)

の原料ガスについて反応温度および原料ガス供給速度を変えて転化率を測定した。結果を図-6 a, 6 b, 7 a, 7 b, 8 a, 8 b に示す。

各曲線上の任意の転化率 x, y に対応する反応速度 r, v の値をその点における曲線のこう配から求め、またその速度に対応する成分分圧を物質収支から誘導した次の各式によって算出した。

$$p_1 = \frac{a[1-(x+y)]}{100-ax/2+ay/2} \quad (1)$$

$$p_2 = \frac{b-ax/2-9ay/2}{100-ax/2+ay/2} \quad (2)$$

$$p_3 = \frac{ax}{100-ax/2+ay/2} \quad (3)$$

$$p_4 = \frac{3ay}{100-ax/2+ay/2} \quad (4)$$

p_1, p_2, p_3, p_4 : それぞれ $C_3H_6, O_2, P.O.$ および CO_2 の分圧 (atm)
 a, b : それぞれ原料ガス中の C_3H_6 および O_2 の容積パーセント
 x, y : それぞれ $P.O.$ および CO_2 への転化率

えられたデータの解析を行なった結果、種々の x, y に対応する反応速度 ($P.O.$ へ変化する C_3H_6 の速度を r , CO_2 へ変化する C_3H_6 の速度を v で表わす、単位は $mol \cdot hr^{-1} \cdot g\text{-catalyst}^{-1}$) と気相成分分圧との間に経験的に次のような関係が成立することがわかった。

C₃H₆ 3.0%, O₂ 20.31% および C₃H₆ 6.0%, O₂ 50.0% の原料ガスを用いた場合

$$\left. \begin{aligned} r &= k_1 p_1 p_2^{1/2} - k_2 p_3 p_4^{-1/2} \\ v &= k_3 p_1 p_2 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

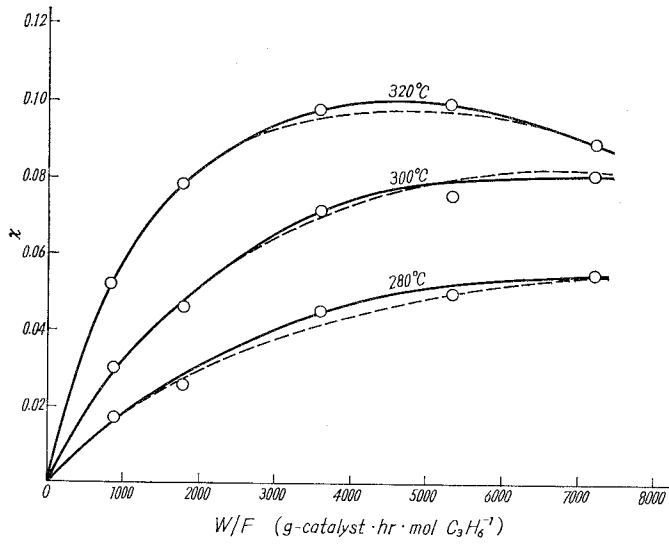


図-6 a W/F 対 PO への転化率 (x)
C₃H₆ 3.0%, O₂ 20.31%

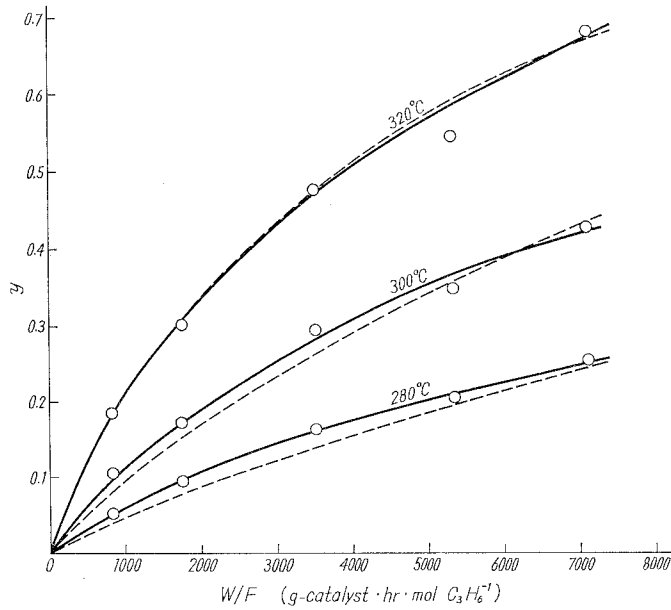


図-6 b W/F 対 CO₂ への転化率 (y)
C₃H₆ 3.0%, O₂ 20.31%

C_3H_6 33.0%, O_2 14.03% の原料ガスを用いた場合

$$\left. \begin{aligned} r &= k_1 p_1 p_2^{1/2} - k_2 p_3 p_4^{-1/2} \\ v &= k_3 p_1 p_2 p_4^{-1} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

速度式の適合性は線形に変形してデータをあてはめて直線性があること、および定数が正の値をとることから判定した。しかし C_3H_6 3.0%, O_2 20.31% の場合 $p_1 p_2$ 対 v は直線性から

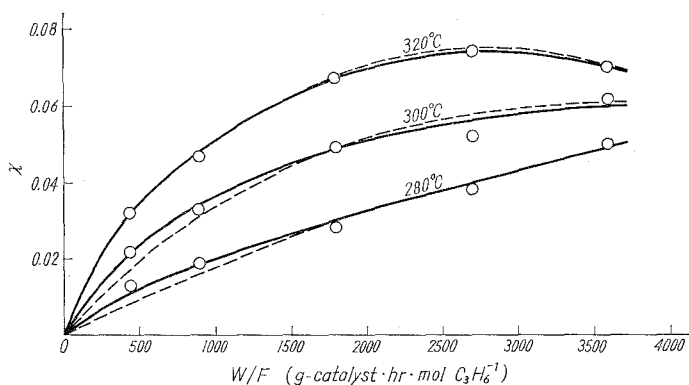


図-7a W/F 対 PO への転化率 (x)
 C_3H_6 6.0%, O_2 50.0%

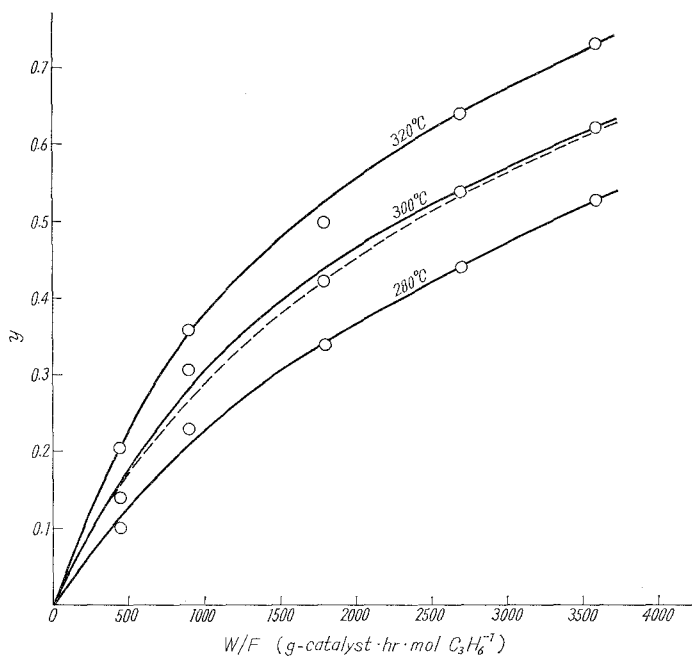


図-7b W/F 対 CO_2 への転化率 (y)
 C_3H_6 6.0%, O_2 50.0%

かなりのずれが認められた (図-9 a, 9 b, 10 a, 10 b, 11 a, 11 b)。各定数を最小自乗法によって求め表-2の値をえた。アレニウスプロットは図-12, 13 および 14 に示すようにいずれも直線を与えた。

図-7 a~図-9 b 中に点線で表わした曲線は上記 (5) および (6) の速度式を用いて反応管入口ガス組成と温度とを実験と同じ値にした場合の W/F 対転化率の関係をオイラー法で計算した結果を点綴したものである。実測値との一致はかなり良好である。

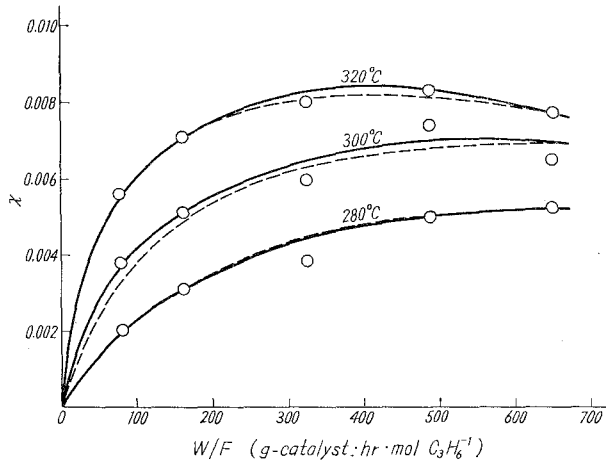


図-8 a W/F 対 PO への転化率 (x)
 C_3H_6 33.0%, O_2 14.03%

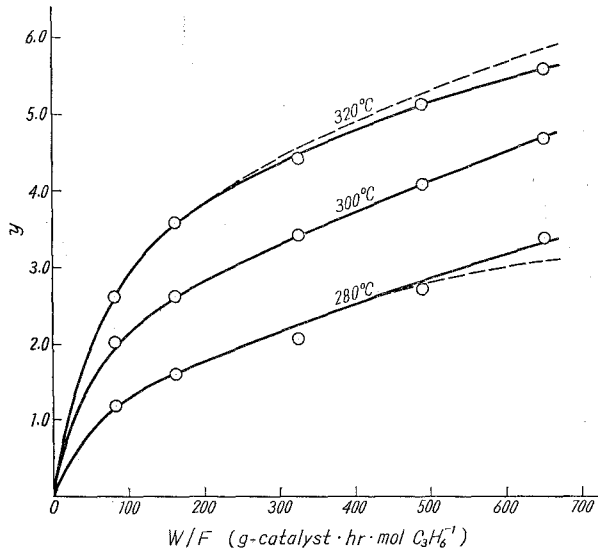


図-8 b W/F 対 CO_2 への転化率 (y)
 C_3H_6 33.0%, O_2 14.03%

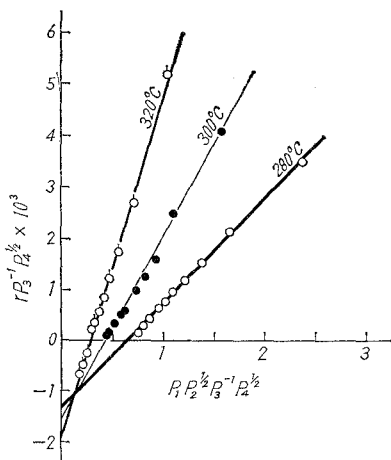


図-9a $p_1 p_2^{1/2} p_3^{-1} p_4^{1/2}$ 対 $r p_3^{-1} p_4^{1/2}$
 C_3H_6 3.0%, O_2 20.31%

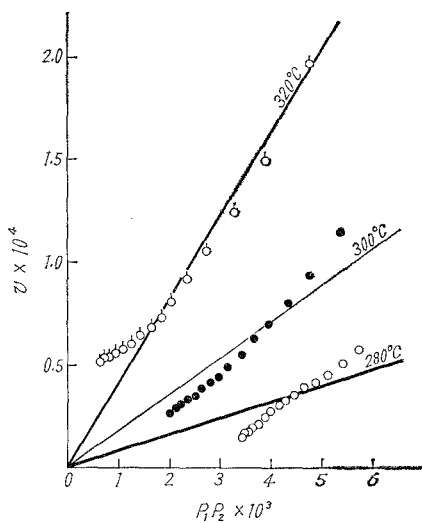


図-9b $p_1 p_2$ 対 v
 C_3H_6 3.0%, O_2 20.31%

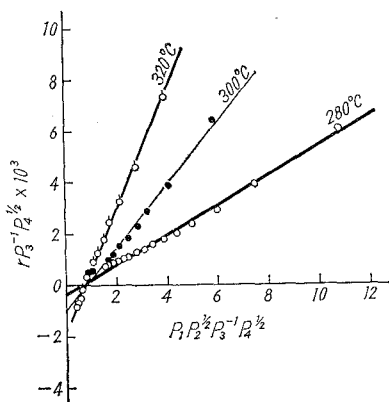


図-10a $p_1 p_2^{1/2} p_3^{-1} p_4^{1/2}$ 対 $r p_3^{-1} p_4^{1/2}$
 C_3H_6 6.0%, O_2 50.0%

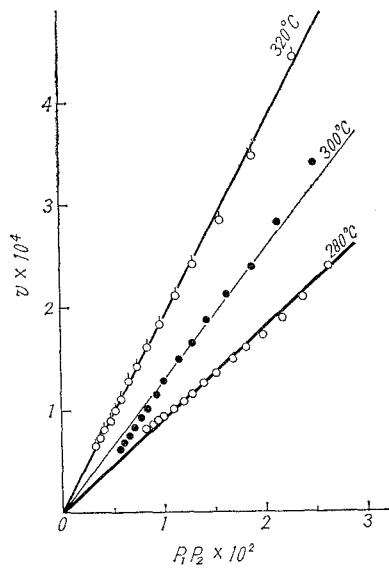


図-10b $p_1 p_2$ 対 v
 C_3H_6 6.0%, O_2 50.0%

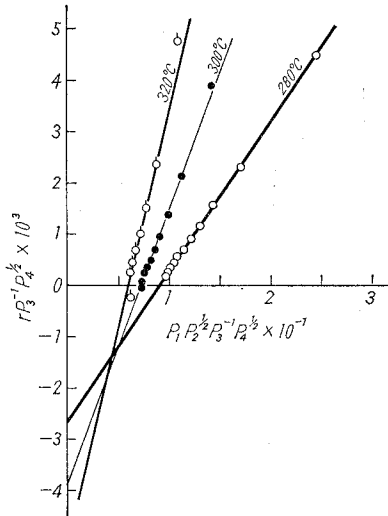


図-11 a $p_1 p_2^{1/2} p_3^{-1} p_4^{1/2}$ 対 $r p_3^{-1} p_4^{1/2}$
 C_3H_6 33.0%, O_2 14.03%

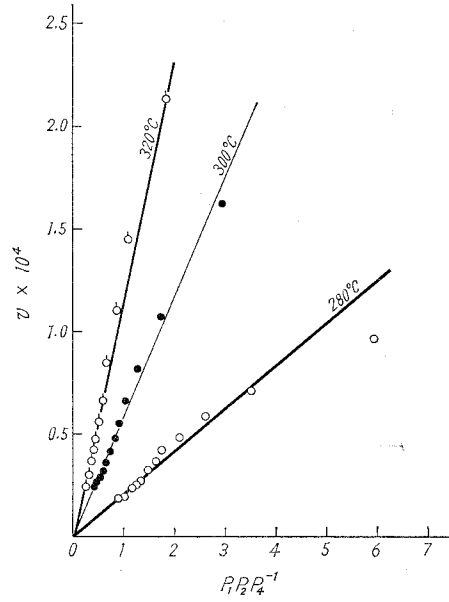


図-11 b $p_1 p_2 p_4^{-1}$ 対 v
 C_3H_6 33.0%, O_2 14.03%

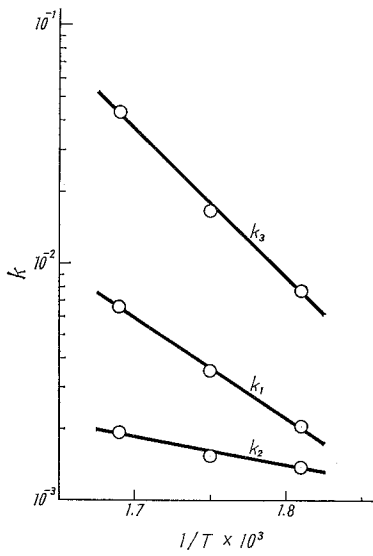


図-12 アレニウスプロット
 C_3H_6 3.0%, O_2 20.31%

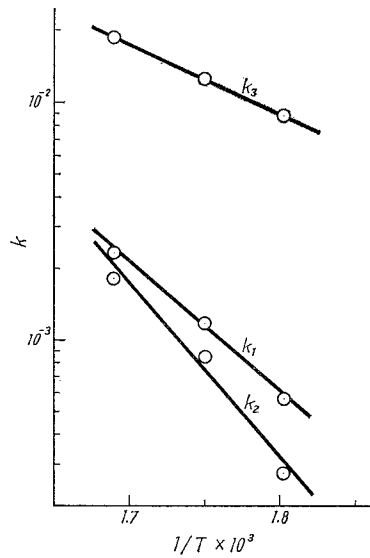


図-13 アレニウスプロット
 C_3H_6 6.0%, O_2 50.0%

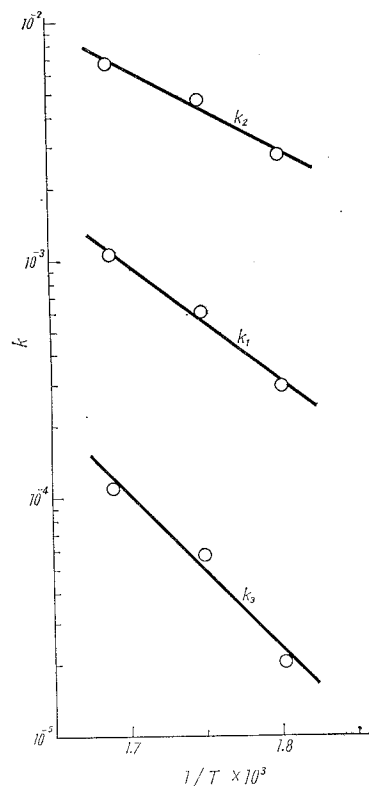
表—2 速度定数

C ₃ H ₆ /O ₂	反応温度 (°C)	k ₁	k ₂	k ₃
3.0/20.31	280	2.069×10 ⁻³	1.390×10 ⁻³	7.381×10 ⁻³
	300	3.507×10 ⁻³	1.528×10 ⁻³	1.667×10 ⁻²
	320	6.601×10 ⁻³	1.945×10 ⁻³	4.329×10 ⁻²
6.0/50.0	280	5.632×15 ⁻⁴	2.747×10 ⁻⁴	8.956×10 ⁻³
	300	1.179×10 ⁻³	8.443×10 ⁻⁴	1.263×10 ⁻²
	320	2.317×10 ⁻³	1.804×10 ⁻⁴	1.877×10 ⁻²
33.0/14.03	280	2.951×10 ⁻⁴	2.733×10 ⁻³	2.035×10 ⁻⁵
	300	6.009×10 ⁻⁴	4.645×10 ⁻³	5.744×10 ⁻⁵
	320	1.038×10 ⁻³	6.647×10 ⁻³	1.102×10 ⁻⁴

4. 考 察

純粋な銀を触媒とするプロピレンの酸化における主生成物は炭酸ガスと水であって、プロピレンオキシドの生成はきわめてわずかにすぎないが、銀に塩化ナトリウムを加えることによって、プロピレンオキシドの生成を促進させることが可能であることが本研究の結果明らかとなった。触媒中に塩化銀が生成していると予想されるので、これを確認するため湿式法で酸化銀 4g に対して塩化ナトリウム 561 mg を加えた触媒を調製し、320°C で 0.5 hr 反応を行なった後、触媒中に含まれる塩化銀の定量を行なってみると、1,390 mg の塩化銀が生成しており、ほぼ理論量に近いことがわかった(理論値は 1,378 mg)。更にこの触媒試料について X 線回折を行なってみると銀と塩化銀だけが検出された。以上の事実から塩化ナトリウムの添加による燃焼反応抑制作用とプロピレンオキシド生成活性の賦与とに対して酸化銀と塩化ナトリウムの反応によって生成する塩化銀が密接な関係を有するものと思われる。

プロピレンの完全酸化反応の速度はプロピレンに対して酸素が過剰な条件では炭酸ガスの阻害作用を考慮する必要がないが、酸素の不足の条件ではこれを考慮にいた速度式が実験データに対する適合性にすぐれている。また酸素過剰の場合でも別々の原料組成に対して速度定数の値が異なってくるが示された。この事実は速度定数が温度だけの関数でなければならぬことと矛盾する。このような不合理を生ずるに至った理由として二つの理由が考えられる。第一は触媒表面上で酸素と炭酸ガスの吸着が考えられるから、完全燃焼反応に対する速度式は元来次のような形で表わすことができるであろう。



図—14 アレニウスプロット
C₃H₆ 33.0%, O₂ 14.03%

$$\begin{aligned}
 v &= k p_1 p_2^m p_4^{-n} \\
 &= k p_2^{m-1} p_1 p_2 \quad (n=0) \\
 &\approx k_3 p_1 p_2
 \end{aligned}$$

または

$$\begin{aligned}
 v &= k p_2^{m-1} p_1 p_2 p_4^{-1} \quad (n=1) \\
 &\approx k_3 p_1 p_2 p_4^{-1}
 \end{aligned}$$

となり前記の表式となる。反応管内の酸素の平均分圧は一定の反応温度および一定組成の原料ガスに対して近似的に一定とみなすことができるから p_2^{m-1} も一定と考えて上式ではこれを速度定数に包含した形となっている。したがってこのような見かけの速度定数が原料組成によって変化するという実験事実を説明することが可能である。

第二の理由は Orzechowski ら¹⁾ および清山ら²⁾ が述べているように、触媒活性が前歴の影響を受けるとすれば、ガス組成が異なると触媒の被毒の程度が異なり、したがって活性座の濃度も変化するので速度定数が変化するという解釈が成り立つ。おそらく両方の理由に基づくものと思われるが、いずれの影響が大であるかということ、およびその他の理由が存在するかどうかということは現在のところ明らかでない。

(昭和43年4月30日受理)

文 献

- 1) A. Orzechowski, K. E. MacCormack: Can. J. Chem., **32**, 388 (1954).
- 2) 清山・鹿川・鞍馬: 工化, **70**, 1137 (1967).



超音波照射による原油のロウ化 防止に関する研究

清水 崇・原 弘・竹内隆男

Studies of the Prevention of Parafin-wax Precipitation from Crude Petroleum Oil on Ultrasonic Waves

Takashi Shimizu, Hiroshi Hara and Takao Takeuchi

Abstract

We turned our attention to various actions (chemical action, mechanical action, etc) generated by applying the ultrasonic waves, and applied then to the crude petroleum oil.

By its cavitation energy and the likes we tested to prevent the precipitation of the parafin-wax contained in oil which has troubled in the cold nothern district. From the results obtained, the applying is the useful method to prevent the parafin-wax precipitation.

This is the results of dispersion by the cavitation. It became apparent that this prevention is effected with increasing the power and is not affected by its frequncies. It seemed to us that this prevention divides parafin-wax into fragment of small particles applying the waves.

I. 緒 言

寒冷地の石油精製工業では、気温低下に共ない石油中のロウ分が、原油貯槽タンク内に析出沈積し、蒸留等の精製工程に支障をきたしている。(これを原油のロウ化と称している)この防止対策として従来スチーム加温により、ロウ化を防止する方法が用いられていた。著者等はロウ化防止の一法として、超音波を照射することによって生ずる種々の作用、(化学作用、機械作用)を原油中のロウ分の溶解、分散等に利用することを追求せんとしたものである。

超音波の化学への利用は、最近非常な発展をとげている。高分子の解裂に関しては、秋谷等¹⁾が、強力超音波を高分子溶液に照射して、高分子重合度の均一なものを得ている。しかし原油に関しては、佐多等²⁾が、重油の凝固点降下の目的で、超音波を照射したにすぎず、超音波の利用によるロウ分の分解について試みたものは少ない。

著者等は超音波の化学工業への応用³⁾の一つとして、本研究においては、超音波のキャビテーション作用によって生ずる解重合力と、温度上昇によるロウ分の分子解裂作用に着目し、超音波照射による原油中のロウ分、分解の可能性を周波数、出力、照射時間等の条件を変化せしめて検討を加えた。

II. 実験方法

1. 試料原油

本研究に使用した原油は、A社より提供された *Zubair* 原油であり、その性状は次に示す通りである。

比重 [15/4°C]	0.856
粘度 [cst]	10 (20°C)

蒸留試験の結果は図-1に示す通りであり、図の曲線中

0~143°C	常圧蒸留
141~214°C	絶対圧 88~86 mmHg
211~257°C	絶対圧 20~19 mmHg

2. 分析法⁴⁾

原油に含まれるロウ分には、硬ロウと軟ロウがあり、前者は融点が高くよく結晶し、溶剤に対する溶解度が小さく、定量において比較的再現性がある。後者は、融点が低く、油分と性状が近似し、溶解度が大きいために、分離が悪く再現性が得がたいといわれている。

これらを合わせて分析するには、*Holde* 法、*Zalojeichi* 法、*Schwarz* 法、*Grafe* 法、*Wyant* 法、などがあるが、著者等はこの中で最も精度が良いと言われる *Holde* 法を用いた。

この方法は、試料原油 5~10 g を精秤し、これに無水アルコールエーテルとの等混合物を 5 倍量加え、十分に攪拌した後に、-20°C に冷却する。これを冷却瀘過し、同温の溶剤にて洗滌した後、残渣を温ベンゼンに溶解する。その後温ベンゼンを蒸発せしめ、105°C で 15 分間乾燥した後秤量する。この分析法の大きな欠点は冷却温度によってその再現性に大きな影響を与えることである。著者等はこの点について検討を加えるために冷却温度を -16°C ~ -24°C まで変化させて原油中のロウ分の分析を行なった。その結果は図-2に示す通りである。

この図からも明らかな通り、冷却温度によってロウ分の分析値が異なりほぼ一定な値をとる -20°C 付近が最も再現性があり、以後の実験で冷却温度を

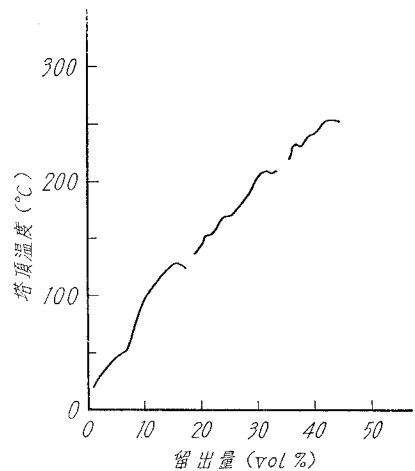


図-1 原油蒸留曲線

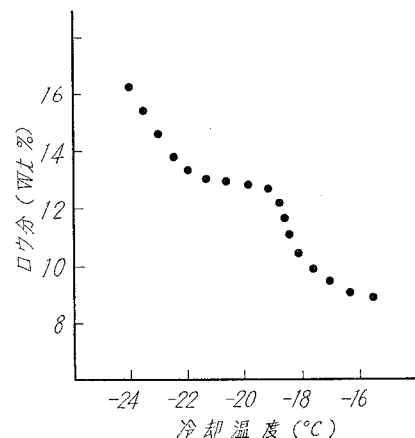
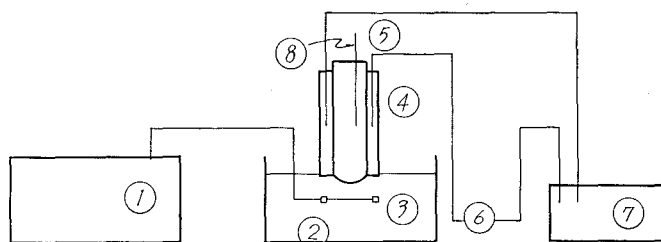


図-2 冷却温度とロウ分の関係



1.超音波発生装置 2.水槽 3.振動子 4.照射管 5.熱電対温度計
6.ポンプ 7.恒温水槽

図-3 超音波照射装置図

正確に -20°C に保つよう心がけた。

3. 実験装置と方法

使用した実験装置は 図-3, 図-4 に示す通りである。本体である照射管と超音波発生, 装置振動子等からなっている。

周波数 20kc~2000 kc の広域超音波発生装置を用い, 周波数に応じてニッケルフェライト, チタン酸バリウムの電子歪振動子を振動入力 150 W で駆動する 電子管発振器を用いて超音波を原油に照射した。

照射管は 図-4 に示した通りで肉厚 1.5 mm のガラス管を用い, 上部試料注入口の部分, 熱電対, サンプリング部分をそなえたゴム栓によってふたが出来るようになっている。又試料液体の高さで定常液が出来たり出来なかつたりしエネルギーの吸収に差異が生ずるために照射管は丸底の肉厚ガラスでその外側を恒温水を通る二重円筒管である。1 回の照射に対して, 試料原油 50cc とし, 恒温水で原油温度を一定に保つよう心がけた。又超音波発生用水槽には常に水道水を流し振動子及びそれによる温度上昇をふせいだ。

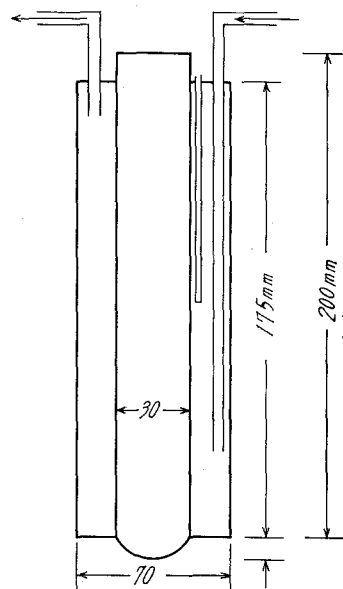


図-4 照射管詳細図

III. 結果および考察

超音波出力 150 W, 照射温度 20°C , 60°C で周波数, 照射時間を変化させて, 照射を行なった結果を表-1 に示した。

表-1-a より原油中に含まれるロウ分の減少は周波数に影響されないことが知れる。表-1-b には周波数を 200 kc と一定に保ち超音波照射を試みたもので, 時間 0~2.5 時間の間に急激なロウ分の低下が見られる。この原因については今の所明らかでないが, ロウ分の性状相違によってこのような結果が表われると思われ原油中に固形パラフィンを追加してロウ分低下の相違

表-1 超音波照射結果

表-1-a 周波数によるロウ分の変化 (20°C)

照射時間 (hr)	周波数 (kc)					
	28	50	200	400	800	2000
0	12.40	12.65	12.65	12.50	12.73	12.21
0.5	11.43	12.49	11.85	12.13	12.25	—
1.0	10.69	11.30	11.30	11.38	11.95	—
1.5	10.22	10.68	10.21	10.98	11.39	11.15
2.0	9.05	8.62	9.00	8.32	8.79	—
3.0	7.97	7.78	7.63	7.97	8.38	8.10
6.0	7.30	6.43	6.73	7.05	6.57	7.64
12.0	6.09	5.27	6.55	5.63	5.27	7.34

表-1-b 温度によるロウ分の変化 (200 kc)

照射時間 (hr)	温度 (°C)	
	20	60
0	12.65	12.26
1.0	11.30	10.03
2.0	9.00	8.50
3.0	7.63	6.95
4.0	—	6.04
5.0	—	—
6.0	6.73	4.61
12.0	6.55	—

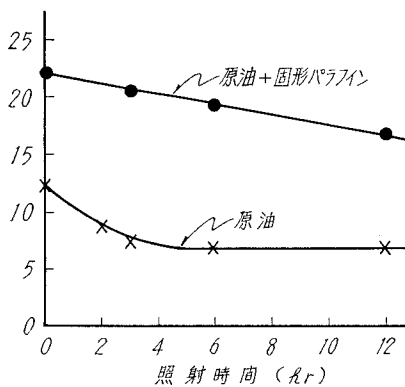


図-5 照射時間によるロウ分の変化 (20°C)

を検討した。その結果は図-5に示す通りである。照射条件は原油に超音波を照射したときと同条件である。

さらに又流動パラフィンに固形パラフィンを分散せしめ、その粒子の状態を顕微鏡で調べた結果を写真-1,2に示した。以上の実験の結果から、原油+固形パラフィン、原油

ではそれぞれロウ分の減少の状態が異なり、顕微鏡写真の結果から、超音波照射によるロウ分の分解よりも分散が起り粒子が小さくなることを知った。原油中のロウ分についても同様の事が言われ、特に硬ロウの分散の程度はかなり大きく、これがロウ分減少に大きな役割を演じていると思われた。

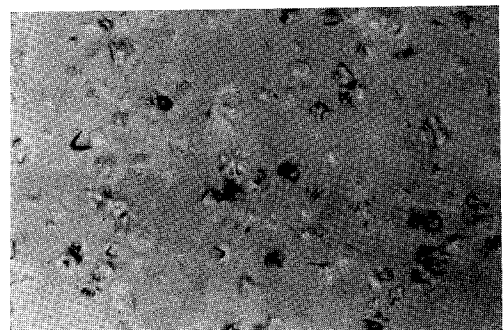


写真-1 超音波照射前の粒子状態

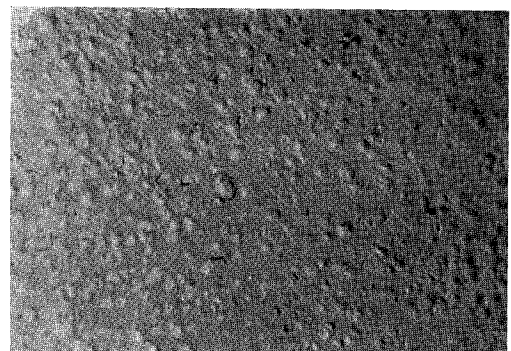


写真-2 超音波照射 1.5 時間後の状態

これは超音波の化学作用の1つである1次効果、即ち、キャビテーションと密接な関係がありこれによって、軟ロウ、硬ロウ、が分散し、その状態が異なるものと思われる。しかし反応速度が超音波の作用のもとでは促進されるという多くの報告⁵⁾ (例えばエスエルの加水分解、糖化速度も促進されることが実験的に知られている。)と、平均的温度上昇が2°C位(超音波照射6時間後では温度の上昇は2°C位であった)でも局部的にはキャビテーションの気泡内では1000°C近い温度上昇が考えられるということから、必ずしも分散によってのみロウ分の低下が起るとは考えられない。又超音波解重合の研究等から、高分子鎖がキャビテーションによって切断されることが実験的に知られている現在、ロウ分の減少は高分子鎖が切断されてより分子鎖が小さくなったものとして説明されるが、この機構の解明はまだ充分でなく、ただ、硬ロウ、軟ロウ、等の高分子鎖の鎖状の長短、側鎖がロウ分低下にかなり影響を及ぼしていることは明らかである。(著者等はロウ分の解重合の確認のため、超音波照射後原油中の二重結果の増加の状態を調べたが、増加は認められなかった。)又照射時間3時間以後のロウ分の減少は20°Cではわずかであり60°Cではかなり減少することも考えると、温度差による粘度降下と共にキャビテーション強度にかなりの差が表われていると思われる。

又著者等は一たん低下したロウ分の径時変化を調べた。この事は工業面では重要な問題であり、又超音波によるロウ分減少の機構解明の一助と考えられる。この結果を図-6に示した。

図より時間と共にロウ分が増加するが、完全にもとの形にもどらず、超音波照射の効果が表われている。この径時変化によるロウ分の増加は一たん分散したロウ分粒子が再び凝縮したものと思われ、これはロウ分の解裂よりもむしろ分散に近いとする我々の考え方を支持するものである。

ロウ分の分析方法すら確立されていない現在、超音波照射によってロウ分を分散させることが出来るという結果は工業的に大きな価値があると判断される。

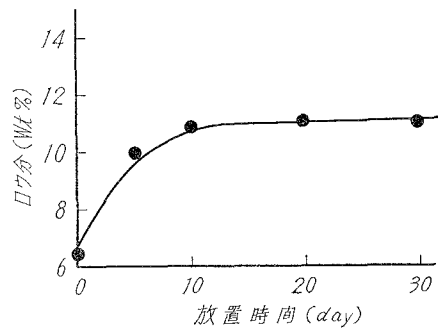


図-6 ロウ分径時変化

IV. 結 言

ロウ分の完全な分析法はまだ確立されていなく、分析方法に多少の不満点はあるが、我々は超音波を照射させることによって、原油中のロウ分をかなりの程度まで減少させることが出来た。この機構については複雑であり明らかに出来なかったが、分解よりもむしろ分散が大きな役割をなしていると考えられる。

最後に本研究に終始，御助言，御指導下された，木村 一教授，安藤公二助教授に深謝致します。

(昭和 43 年 4 月 30 日受理)

参 考 文 献

- 1) 秋谷等：薬学雑誌，**99**, 133 (1949).
- 2) 佐多等：海燃研報告書，1-5 (1944).
- 3) 木村・竹内等：ケミカルエンジニアリング，**12**, 840 (1967).
木村・竹内・清水：日本化学会北海道大会講演要旨集，10 (1966).
木村・竹内：化学工学協会北海道大会(室蘭)講演要旨集，35 (1964).
清水・原・安藤：日本化学会北海道大会(北見)講演要旨集，(1967).
- 4) 飯牟等：石油製品ガイドブック(産業図書).
- 5) 熊本等：超音波技術便覧(日刊工業社).

木炭質イオン交換体の耐熱特性

柳井 弘・菊地敏行

The Thermal Stability of Ion-exchange Substances Prepared from Wood Charcoals

Hiroshi Yanai and Toshiyuki Kikuchi

Abstract

The present investigation was undertaken to discuss some thermal properties of polyfunctional cation exchange substances prepared from wood charcoals. According to the procedure described before, wood charcoal particles were treated with conc. H_2SO_4 at 150, 190, and 230°C, respectively (A, B, C sample). The thermal stability of these samples was studied at both an oxydizing and an inert atmosphere in combination with DTA procedure. Some conclusions are summarized as follows;

1) Experimental works over a considerable range are shown that these products are thermostable below 200°C. It is, however, possible to consider that the thermal oxydation and degradation come out predominant at the temperature higher than this, e. g. in sample A the overall exchange capacity (E_A) increases, on the other hand, in sample C it decreases. While at an inert atmosphere E_A is gradually reduced owing to the thermal degradation of SO_3H and COOH groups.

2) In proportion to an increase of the temperature treated with H_2SO_4 , the expression, $R = E_A / (E_S + E_C + E_H)$ becomes nearly equal to 1. where E_S , E_C , E_H = exchange capacity (meq/g) being based upon SO_3H , COOH , and OH groups, respectively.

These results suggest that the phenomena of taking up Na^+ are only ion exchange reactions and physical adsorption is little worth consideration.

3) Analogous behaviors are observed between a change of E_A and E_C . It is expected that the increases of E_C over 200°C are caused by both the oxydation reaction and degradation of SO_3H group.

4) According to the analysis of DTA curves, the thermal behaviors of functional groups are in good agreement with results described above. More data are needed on the mechanism of an increase in endothermic quantities that are due to an oxydizing atmosphere.

1. 緒 言

最近、イオン交換操作が他の単位操作と関連して使用される機会が多くなるに従って使用条件がきびしくなり、イオン交換体としての通常の要求のほかに大きい交換容量、広範な雰囲気で使用できる耐薬品性、耐熱性が要求される傾向がある。無機質系統のものは交換容量において、合成樹脂系統のものは耐熱性、耐薬品性において、これらの要求を十分に満たさない。著者らは最近、木炭を基材とするイオン交換体を研究開発し既に詳細に発表しているが^{1),2),3),4)}、本報告では供試体を酸化性および不活性雰囲気中熱処理を行なった後、各官能基による交換容

量の変化を測定するとともに示差熱分析法により同供試体を同条件下で熱処理して得られる吸熱曲線を解析し、これら両法における各官能基の挙動を比較検討することによって木炭質イオン交換体の耐熱特性を明確にすることができたので報告する。

2. 実験装置および方法

2-1 供試交換体の調製

市販木炭(ナラ材の黒炭)の破碎炭 24~48 メッシュのものを一定容積比(1:4)の濃硫酸と一定温度(150, 190, 230°C)で攪拌しながら2時間、処理する。(以下これらをそれぞれ A, B, C 試料とよぶ)十分に水洗後, Na 型として保存する。イオン交換カラムは硝子製円筒形(内径 1.5 cm, 高さ 25 cm)グラスフィルター付のもので, これに Na 型交換体 10 ml を充填し 2 N 塩酸で処理して H 型とし十分に洗浄後, 真空乾燥し耐熱実験に使用する。

2-2 曝露試験法

H 型イオン交換体を酸化性(空気), 不活性(窒素)両雰囲気中で5時間曝露して交換容量の変化を測定した。空気中の場合は試料を磁製ルツボに入れ, 電気炉中, 所定温度で空気と静的に接触するのに対し窒素気流中の場合には図-1に示すようなステンレス製容器中に試料を入れ電気炉中, 所定温度に保持しながら一定流量の窒素ガスを流通し動的に接触させた。熱処理後, 数時間放置, 3 g を精秤し脱塩水中に 24 時間浸漬して十分に膨潤させる。気泡を除去し, イオン交換カラムに充填して交換容量を測定する。交換液はすべて SV 10 で 800 ml 流通する。総交換容量, 中性塩分解容量の測定法は前掲の文献に既に発表しているから略述するとどめ弱酸交換容量の測定法および示差熱分析法について述べることにする。

2-2-1 総交換容量

交換液として 0.1 N 苛性ソーダ溶液を用い流通後層中に残存する液は空気圧で押し出し,

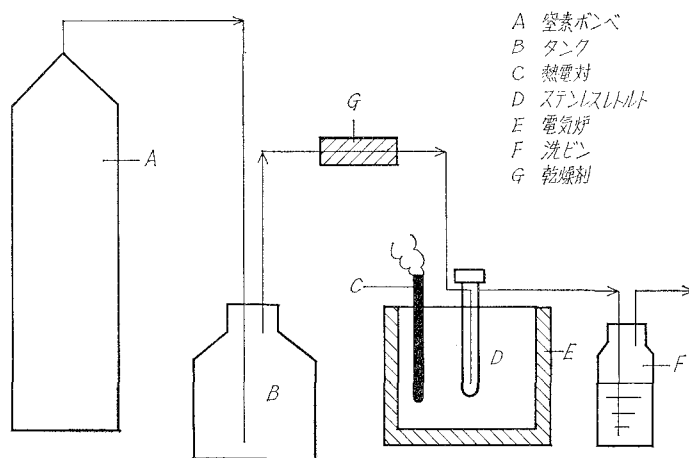


図-1 窒素ガス流通耐熱試験装置

受液を1 N 塩酸溶液でメチルレッドを指示薬として滴定する。空気中の炭酸ガスの吸収、液の蒸発、吸湿などによる実験誤差を防止するため実験装置にはソーダライム管を取りつけ、ブランクテストを併用した。

2-2-2 中性塩分解容量

交換液として4% 塩化ナトリウム溶液を流通し濾液をメチルレッド・メチレンブルー混合指示薬を用い、0.1 N 苛性ソーダ溶液で滴定する。

2-2-3 COOH 基による交換容量

COOH 基による交換容量の測定には正確を期するため次の2方法について比較検討した。

(1) 酢酸カルシウム溶液による回分法 中性塩分解容量測定後、水洗乾燥し、その試料約0.5 gを精秤し、0.5 N $\text{Ca}(\text{CH}_3\text{COO})_2$ 溶液 100 ml 中に投入し、ときどき振とうして1日間放置し遊離した酢酸を0.1 N 苛性ソーダ溶液で、フェノールフタレインを指示薬として交換容量を測定する。

(2) 第2リン酸ナトリウム溶液による流通法 中性塩分解容量測定後、脱塩水で洗浄し2% Na_2HPO_4 溶液を流通して交換を行ない、受液をフェノールフタレイン指示薬として苛性ソーダ溶液で滴定して交換容量を測定する。アンバーライト IRC-50 の COOH 基、試料 C の COOH 基による交換容量をそれぞれ上述の2方法で測定し、その結果を表-1 に示した。これによると2方法はよい一致を示したので、第2リン酸ナトリウム溶液による流通法を採用することにした。

表-1 COOH 基による交換容量測定法の比較

供 試 体	交 換 法	交 換 法	重 量 (g)	交 換 容 量 (meq/g)
C	回 分 法	サク酸カルシウム	0.5	2.30
	流 通 法	第2リン酸ナトリウム	3.0	2.18
アンバーライト IRC-50	回 分 法	サク酸カルシウム	0.5	5.0
	回 分 法	第2リン酸ナトリウム	0.5	4.8
	流 通 法	第2リン酸ナトリウム	3.0	5.0

2-2-4 OH 基による交換容量

COOH 基による交換容量測定後、脱塩水で洗浄し次いで石炭酸ナトリウム溶液を流通し、遊離した石炭酸をフェノールフタレインを指示薬として塩酸溶液で滴定する。この滴定法は終点が見えにくいので濾液をビーカーに取り、0.1 N 塩酸溶液で電導度滴定を行ない交換容量を算出した。

2-3 示差熱分析法

曝露試験に使用したのと同じ供試体を100メッシュ通過に粉碎し、標準試料 (α アルミナ)

とサンドウィッチ型にセルに充填する。この場合、雰囲気は空気あるいは窒素ガスを流通する動的方法を用い所定温度 200, 300, 350°C になってから 2 時間、その温度に保持できるような温度プログラムを設定し次の条件で測定した。

昇温速度	7°C/min	増幅率	100 μ V-25 cm
重量レンジ	フルスケール 250 mg	チャートスピード	100°C-3.0 cm

吸熱量の算出には $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ の脱水、吸熱曲線 (吸熱量 5.02 kcal/mol) をとり、そのピーク面積から単位面積あたりの熱量を求めることにした。

3. 実験結果および考察

木炭は樹種、炭化度によって相違するが図-2に示したように⁵⁾芳香族化進行過程の末端にメチル基、不飽和結合などが残存するので濃硫酸処理するとスルホン化ないし酸化反応が併発的に行なわれる。これらの機構について述べることは本報告の目的でないから省略する。

3-1 曝露法による耐熱性

A, B, C 試料について各雰囲気中で熱処理を行ない、総交換容量; 中性塩分解容量, COOH 基, OH 基による交換容量の変化を、それぞれ測定し、その結果を図-3~6に示すとともに表-2に一覧表にしてかかげた。実験結果を解析するにあたり注意を

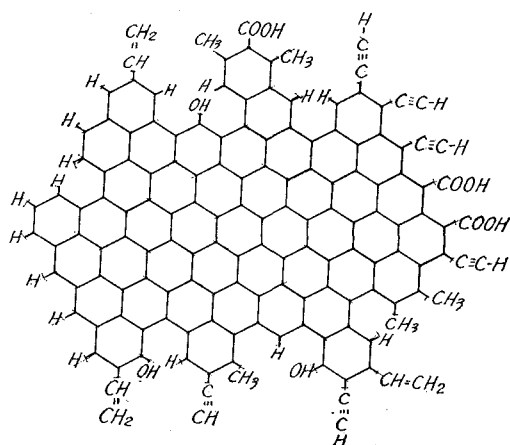


図-2 木炭の構造模型

要するのは試料の曝露状態に静的と動的の差異がある点である。いずれの場合においても曝露温度 200°C までは交換容量の変化はほとんどないが、それ以上温度が高くなると酸化あるいは分解による交換容量の増減が起る。

3-1-1 総交換容量 (E_A)

曝露温度と E_A の関係を図-3に示した。空気中の曝露試験において A 試料では 200°C をこえて温度が高くなると E_A は増加する。これは硫酸処理温度が比較的低いため酸化反応が十分に行なわれず空気中における加熱によって、さらに酸化反応が進行するものと考えられる。B 試料では 300°C までは交換容量が漸増するが、これ以上になるとかえって交換基の分解による E_A の減少がみられる。C 試料では硫酸処理温度が十分に高いため、その過程で十分に酸化反応が進行し曝露による加熱ではもはや酸化は起らず 200°C をすぎると E_A は減少する。窒素気流中に曝露したものは酸化による交換基の増加はみられず SO_3H 基, COOH 基の分解のみ

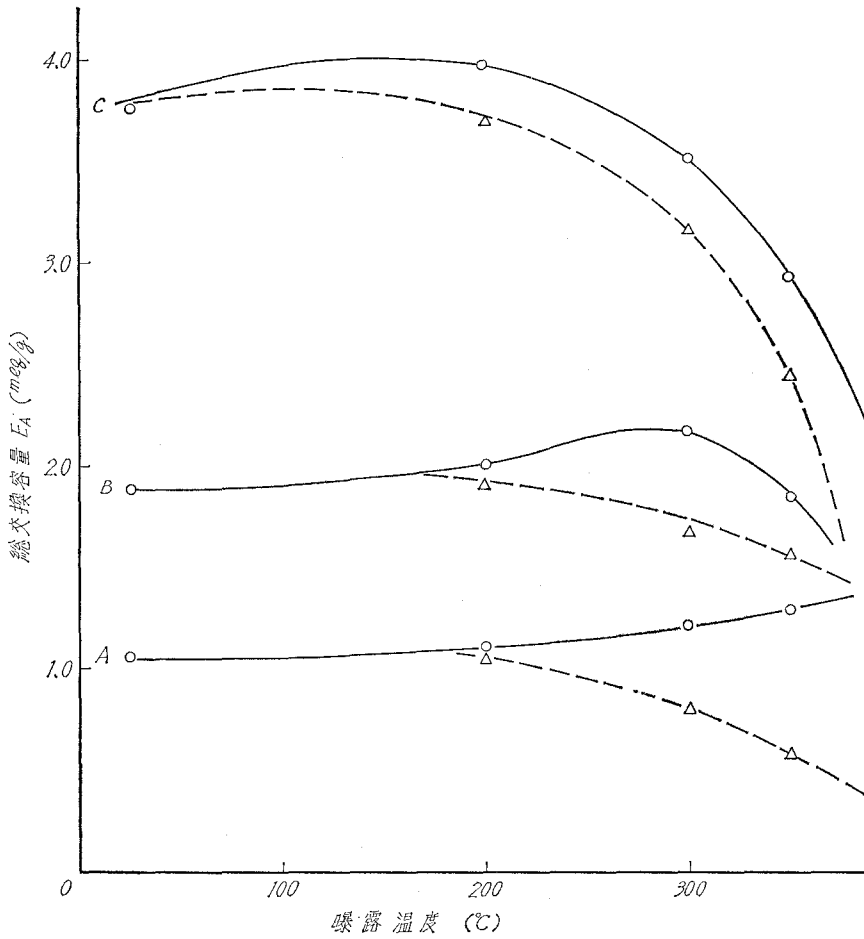


図-3 曝露温度による総交換容量の変化
 —○— 酸化性雰囲気 --△-- 不活性雰囲気

表-2 各種木炭質交換体の曝露温度による交換容量の変化 (meq/g)

曝露温度(°C)	硫酸処理温度(°C)		150					190					230						
	E_A	E_S	E_C	E_H	E_a	E_A/E_a (%)	E_A	E_S	E_C	E_H	E_a	E_A/E_a (%)	E_A	E_S	E_C	E_H	E_a	E_A/E_a (%)	
室温	0.97	0.29	0.67	0.15	1.11	0.87	1.81	0.53	1.01	0.39	1.93	0.94	3.76	0.76	2.18	0.87	3.78	1.00	
200	空気	1.07	0.34	0.58	0.22	1.14	0.94	1.96	0.54	1.14	0.38	2.06	0.95	3.91	0.76	2.38	0.93	4.07	0.96
	窒素	1.12	0.21	0.58	0.20	0.99	1.13	1.90	0.50	1.00	0.35	1.85	1.03	3.44	0.62	2.35	0.76	3.73	0.92
300	空気	1.17	0.22	0.73	0.33	1.28	0.92	2.19	0.30	1.22	0.53	2.05	1.07	3.50	0.55	1.89	0.97	3.41	1.03
	窒素	0.71	0.00	0.62	0.23	0.85	0.84	1.73	0.02	1.12	0.46	1.60	1.08	3.20	0.44	1.80	0.79	3.03	1.06
350	空気	1.30	0.06	0.81	0.39	1.26	1.03	1.90	0.11	1.07	0.60	1.78	1.07	2.93	0.28	1.35	1.19	2.82	1.04
	窒素	0.50	0.00	0.27	0.38	0.65	0.77	1.50	0.01	1.01	0.59	1.61	0.93	2.44	0.22	1.19	0.95	2.36	1.03

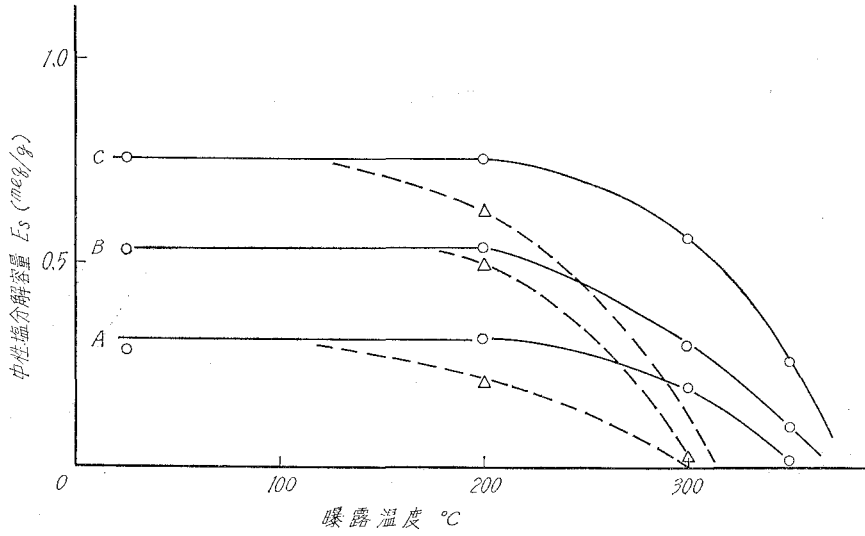


図-4 曝露温度による中性塩分解容量の変化
 —○— 酸化性雰囲気 --△-- 不活性雰囲気

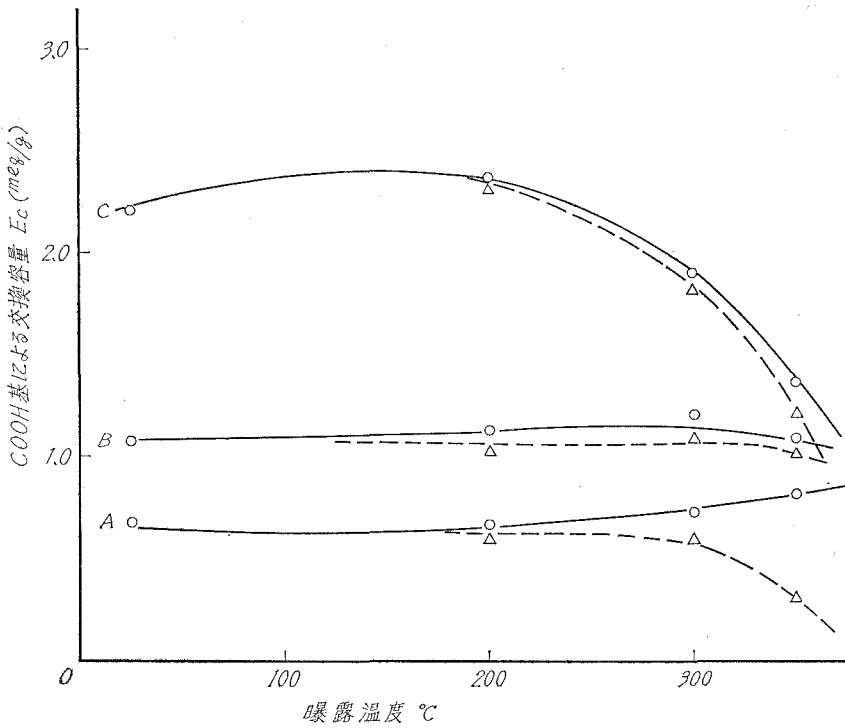


図-5 曝露温度による COOH 基交換容量の変化
 —○— 酸化性雰囲気 --△-- 不活性雰囲気

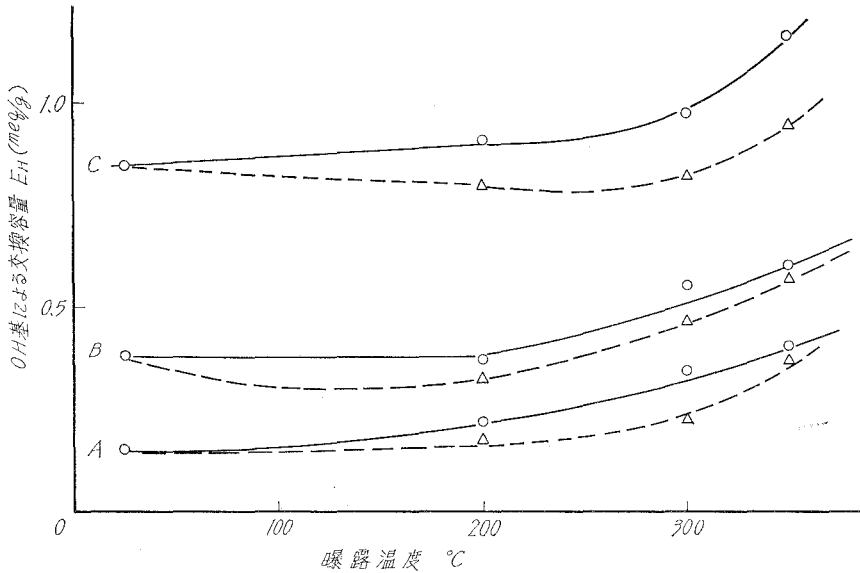


図-6 曝露温度によるOH基による交換容量の変化
 —○— 酸化性雰囲気 --△-- 不活性雰囲気

が起り E_A はいずれの場合にも減少する。

3-1-2 中性塩分解容量 (E_S)

曝露温度と E_S の関係を図-4に示した。曝露温度の上昇にともなって E_S は両雰囲気ともに200°Cをこえると急激に減少する。硫酸処理温度が高い試料程、減少の割合が大きい。窒素気流中の試験によると300°Cではほとんど E_S は零になっている。このような差異は前述の通り曝露状態の差異に起因するものである。

3-1-3 COOH基による交換容量 (E_C)

曝露温度と E_C の関係を図-5に示した。曝露温度による E_C の変化は E_A の変化と類似している。これは E_A に占める E_C の割合が約60%と支配的であるのに関連があるし、酸化および分解によるCOOH基の増減として説明することができる。木炭の濃硫酸処理における反応はスルホン化よりもむしろ酸化が主体である。

3-1-4 OH基による交換容量 (E_H)

曝露温度と E_H の関係を図-6に示した。 E_H の値は各試料いずれも両雰囲気において200°Cをこえると増加している。これは酸化によるほか SO_3H 基の分解にも起因すると思われる。

3-1-5 総合的考察, $R = E_A / (E_S + E_C + E_H)$ について

これらの測定結果から実測総交換容量 (E_A) と算出総交換容量 (E_a) の比をとり表-2に示したが硫酸処理温度によって R の値は多少の相違がある。処理温度が高くなるに従い、 $E_A \div E_a$

となり、よい一致がみられる。これらの事実から硫酸処理温度が高い試料では Na^+ の捕捉はほとんどイオン交換によるもので物理吸着はあまり問題にならない。

3-2 示差熱分析法による耐熱性

示差熱分析法による吸熱曲線の代表例を試料 C について測定し図-7 に示した。これには酸化性雰囲気における吸熱曲線を (1) 式にしたがって解析的に 3 区分 (a, b, c) に分けて示してある。DTA 温度 200°C (図-7-1) では吸熱のピーク (110°C 附近) は一つだけで明らかに脱水によるものであり交換基の分解によるピークは、ほとんどあられておらず、この温度までは熱的に安定である。DTA 温度が 300, 350°C (図-7-2, 7-3) になると吸熱ピークが二つあられ、一つは前述の脱水によるピークであるが、他の一つは明らかに SO_3H 基の分解によるピーク (210~260°C 附近) で前述の曝露法の耐熱試験において中性塩分解容量が 200°C をこえると急激に減少するのと同じである。また、これらの吸熱曲線を観察すると脱水が終了に近づくとき次第に SO_3H 基の分解が始まるのがわかる。この二つのピーク面積はそれぞれ硫酸処理温度が高い試料ほど大きく SO_3H 基の多寡による影響があらわれている。不活性雰囲気における吸熱量 (Q_N) は酸化性雰囲気における吸熱量 (Q_A) に比して常に小さいが DTA 温度が高くなるに従って差は大きくなる。また、この二つのピークが前者では転移点 160~170°C において明確に区分できるが後者では、ゆるやかに転移するので判別しがたい。この相違は酸化性雰囲気に起因

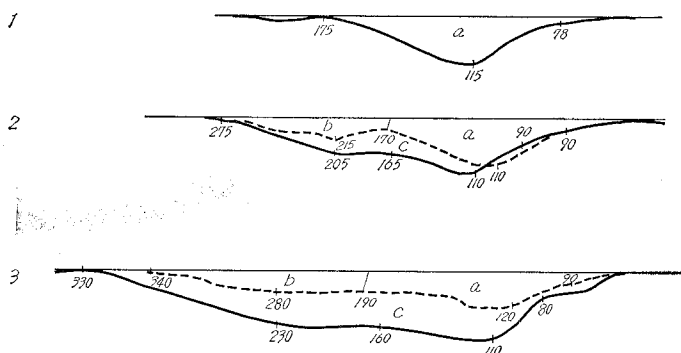


図-7 酸化性、不活性雰囲気での吸熱曲線代表例 (試料 C)

実線: 空气中, 点線: 窒素中, 数字は温度を示す。

$$a = Q_H \quad b = Q_S \quad c = \Delta Q_A$$

表-3 酸化性雰囲気に起因する吸熱量の増加 ΔQ_A (cal/g)

供試体	300			350		
	空 気	窒 素	ΔQ_A	空 気	窒 素	ΔQ_A
A	76	45	31	145	57	88
B	70	49	21	136	60	76
C	66	48	18	127	58	69

する吸熱量の増加 (ΔQ_A) が加算されるためである。各試料の各 DTA 温度における ΔQ_A を表-3 に示した。これによると硫酸処理温度が高いほど ΔQ_A の値は小さい。

$$\begin{aligned} Q_A &= Q_N + \Delta Q_A = Q_H + Q_S + \Delta Q_A \\ &= a + b + c \end{aligned} \quad (1)$$

これは硫酸処理によって十分に酸化反応を受けていると酸化性雰囲気および温度上昇に伴う吸熱量の増加が少ないことを示すもので曝露法による耐熱性試験の結果とよい一致を示している。しかし ΔQ_A の内容については、さらに今後の研究にまたねばならない。

4. 総 括

木炭を濃硫酸と 150, 190, 230°C で処理した A, B, C の各供試体を酸化性および不活性雰囲気で熱処理を行ない、各官能基 (SO_3H , COOH , OH 基) による交換容量の変化を測定するとともに示差熱分析法により同供試体を同条件下で熱処理して得られる吸熱曲線を解析し、これら両法における各官能基の挙動を比較検討することによって木炭質イオン交換体は、いずれの場合でも 200°C までは熱的に安定であることがわかったが、その他の耐熱特性について次のような結果を得た。

1) 熱処理の雰囲気が空気のと看、200°C 以上に温度をあげた場合、総交換容量の変化は木炭の硫酸処理温度によって著しい差異があり、試料 A では酸化によって増加するが、試料 C では分解によって、かえって減少する。熱処理の雰囲気が窒素ガスのと看、各供試体とも 200°C 以上に温度をあげた場合、 SO_3H , COOH 基の分解によって総交換容量は減少する。

2) 中性塩分解容量は曝露温度が 200°C をこえると各雰囲気とも SO_3H 基の熱分解に起因して急激に減少する。

3) 曝露温度による COOH 基の交換容量の変化は総交換容量の変化と類似の挙動を示す。これは総交換容量の約 60% が COOH 基による交換容量で占められ、当然予想できることで、酸化および分解による COOH 基の増減として説明できる。

4) 曝露温度による OH 基の交換容量は両雰囲気とも 200°C をこえると増加している。酸化に起因するほか、 SO_3H 基の分解にも関係があると思われる。

5) 硫酸処理温度が高くなるに従い、 $R = E_A / (E_S + E_C + E_H)$ の値が 1 となり、 Na^+ の捕捉はイオン交換によることを示し、物理吸着は問題にならない。

6) 熱処理による各官能基の挙動は示差熱分析法による吸熱曲線の解析によっても明瞭となり、上述の結果を裏づけるよい一致を示した。酸化性雰囲気に起因する吸熱量の増加が認められたが、その内容については、さらに今後の研究にまたねばならない。

(昭和 43 年 4 月 25 日受理)

文 献

- 1) 柳井： 木材工業, **20**, 425 (1965).
- 2) 荒木・柳井： 工化誌, **69**, 28 (1966).
- 3) 柳井： 木材工業, **22**, 419 (1967).
- 4) 荒木・柳井： 工化誌, 投稿中.
- 5) H. L. Riley： Chemistry and Industry, **58**, No. 17 (1937).

粒状活性炭による気相脱硫に関する基礎研究

柳井 弘・林 忠信
後藤 信一・石井 正道

A Fundamental Study on the Gaseous Desulfurization by Activated Carbon

Hiroshi Yanai, Tadanobu Hayashi, Shin-ichi Goto
and Masamichi Ishii

Abstract

The observations described below refer to the gaseous desulfurization by activated carbons. The SO₂-laden gases are passed through a tubular reactor containing either granular activated carbons or that treated with conc. H₂SO₄. The results are as follows;

- 1) The adsorption of SO₂ gas obeys the McBain equation regarding to the rate of adsorption at the room temperature.
- 2) The adsorption values of the carbons treated with conc. H₂SO₄ are superior to those of untreated carbons.
- 3) In all cases, it is observed that there is the maximum adsorption point at ca. 250°C.
- 4) The SO₂ gas adsorbed is mostly oxidized to SO₃ gas (or H₂SO₄) at the temperature above 150°C.
- 5) No sulphonation of the carbon concerned is occurred in the concentration range (SO₂ 3.5-5.5 vol%) of these experiments.

1. 緒 言

大気汚染の一因となっている SO₂ ガスの除去方法については、水洗法、石灰乳法、アンモニア水法などの湿式法と、吸着法、吸収法、接触酸化法などの乾式法が考えられる¹⁾。湿式法は一般に排ガス温度の低下を来し大気中への拡散が不良になったり、水質汚濁をまねいたりするほか副製品の経済的回収もむずかしいなどの問題点があって、乾式法の方が有望だとされている。最近、炭素質吸着剤による SO₂ ガス吸着に関する研究が活発に取り上げられ、パイロットプラントによる実用研究の段階にまで到達している²⁾。

本報告では粒状活性炭による SO₂ ガスの吸着を固定層流通式吸着装置を用い、吸着量と温度の関係、SO₂ ガス吸着による活性炭のスルホン化の有無、硫酸処理活性炭による吸着などについて乾式気相脱硫の基礎的研究を行ない、種々検討を加えたので報告する。

2. 実験装置および方法

2-1 試料の調製

市販の粒状活性炭ツルミコール 2GS (粒径 2 mm のペレット状) を用い、実験使用前に 105°C で 48 時間以上乾燥し、実験ごとに新しいものを使用した。

硫酸処理活性炭は、ツルミコール 2GS と濃硫酸を体積比 1:4 の割合で混合し、190°C で 2 時間処理後、イオン交換水で十分に流通洗浄し、24 時間風乾後、さらに 4 日間真空乾燥したものをを使用した。この試料の中性塩分解容量を 4% NaCl 溶液の流通法³⁾ で測定したら 0.2 meq/g であった。

2-2 SO₂ ガスの吸着

乾式気相脱硫装置を図-1 に示した。吸着塔は内径 2 cm の磁製管で炭量約 6 g を層高 3.8 cm に充填する。原料ガス組成は SO₂ ガス 3.5~5.5 vol%, O₂ ガス 92~95 vol% に調製する。ガスだめは 20 l のもの 2 個使用し両方の SO₂ ガス濃度を均一にするためエアポンプでよく混合し、原料ガスは吸着塔に入る前、無水硫酸銅を充填した乾燥塔を通して乾燥する。流量は 250 ml/min と 125 ml/min を用い、前者は空塔速度 7.96 cm/min, 吸着時間 1.5 hr, 後者はそれぞれ 3.98 cm/min, 2.5 hr である。SO₂ ガス濃度は吸着塔入口および出口のガスビュレットより一定量のガスを採取し、それを 3% H₂O₂ 溶液に吸収し、その溶液を 1/100 N-NaOH 溶液で、メチルレッド-メチレンブルー混合指示薬を用いて滴定して算出する。

吸着量は次の三つの方法によって求める。1) (1) 式により SO₂ ガス吸着前後の活性炭の重

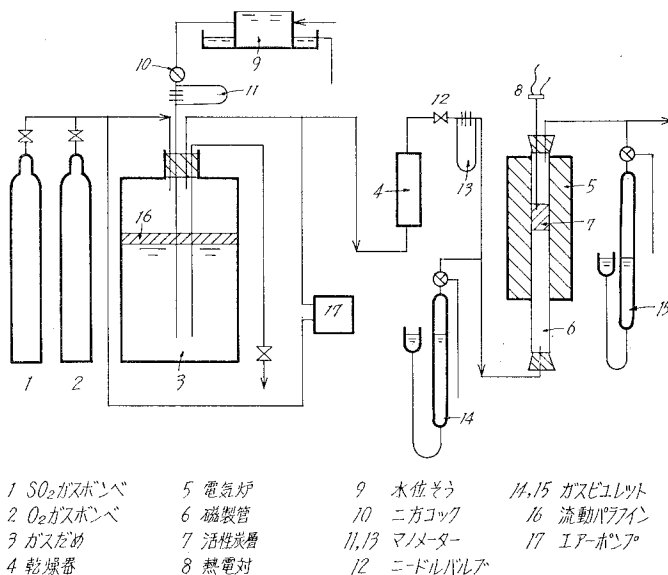


図-1 亜硫酸ガス吸着実験装置

量変化から求める方法。2) (2)~(5)式により吸着塔前後の SO_2 ガス濃度を測定し、破過曲線の面積積分から求める方法 (吸着温度が比較的低い場合)。3) 後述の水洗法である。

$$Q_w = \frac{W - W_0}{W_0} \quad (1)$$

$$Q_T = \frac{C_0}{W_0} \int_0^\alpha \left(\frac{C_0 - C}{C_0} \right) d\alpha \quad (2)$$

$$C = 0.00286 \frac{v}{100 - v} \quad (3)$$

$$v = 312 \frac{NfV(T+273)}{PF} \quad (4)$$

$$\alpha = at \left(1 - \frac{v_0}{100} \right) \quad (5)$$

2-3 水洗法

SO_2 ガス吸着後の活性炭を二分し、それぞれ2本の硝子製円筒型カラム中に入れ、イオン交換水 800 ml を SV 20 で6時間以上かけて連続洗滌する。洗滌水の受器の一方 (a) には 1/10 N- I_2 溶液 50 ml, 他方 (b) には H_2O_2 溶液を適当量予め入れておく。受器 (a) に 1/10 N- $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ 溶液を滴下し、デンプン指示薬で中和点を求め、受器 (b) には 1/10 N- NaOH 溶液を滴下し、メチルレッド-メチレンブルー混合指示薬で中和点を求める。水洗法による吸着量は (6), (7), (8) 式によって求められる。

$$Q_{\text{MSO}_2} = \frac{N_1 f_1 V_1 W}{2W_0 W_1} \quad (6)$$

$$V_1 = V_0 - \frac{N_s f_s}{N_1 f_1}$$

$$Q_{\text{MT}} = \frac{NfVW}{2W_0 W_2} \quad (7)$$

$$Q_{\text{MSO}_2} = Q_{\text{MT}} - Q_{\text{MSO}_2} \quad (8)$$

3. 実験結果および考察

3-1 破過曲線および吸着速度式

比較的温度の低い範囲においては、 SO_2 ガス吸着の破過曲線は正常な吸着帯を形成しているので吸着量を求めることができる。しかし、吸着温度が高くなると次第に無効容積⁴⁾が大きくなり、本実験で一定とした活性炭量では破過曲線が求められなくなり、前述の水洗法によって吸着量を求めなければならない。

また活性炭は多孔性吸着剤であるから吸着速度は多孔性吸着剤に適用される速度式に従うことが予想される。Damköhler の理論式⁵⁾ (9) の第2項までとると McBain が提出した式 (10)

と同形になる。この関係をプロットしたのが 図-2 で粒状活性炭による SO_2 ガス吸着は常温

$$Q = Q_e \left[1 - \frac{8}{\pi^2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{(2m+1)^2} \exp \left\{ - \left(\frac{D(2m+1)^2 \pi^2}{L^2} \right) t \right\} \right] \quad (9)$$

$$Q = Q_e \{ 1 - a \exp(-kt) \} \quad (10)$$

$$\ln \frac{Q_e}{Q_e - Q} = kt - \ln a \quad (11)$$

において McBain の吸着速度式に従うことが判明した。図-2 によると流量が大きくなると傾斜 k の値が大きくなっている。

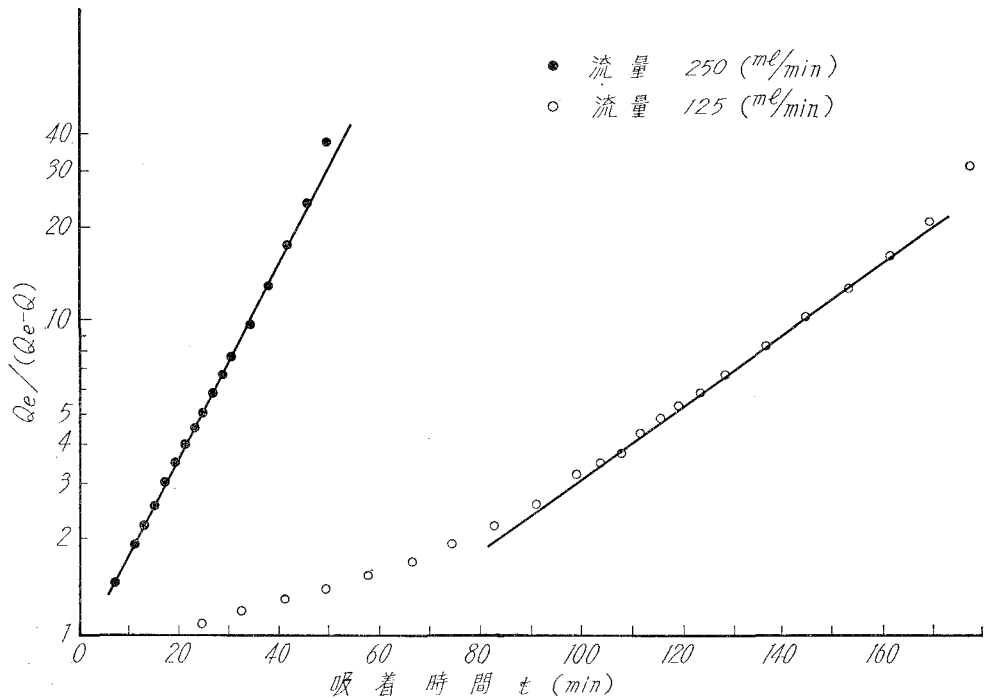


図-2 粒状活性炭の McBain 吸着速度式 (常温)

3-2 吸着温度と吸着量

ツルミコール 2GS およびそれを硫酸処理したものについて吸着温度と吸着量の関係を 図-3 に示した。また、流量 125 ml/min, 吸着時間 2.5 hr におけるツルミコール 2GS の吸着温度と吸着量 ($Q_W, Q_T, Q_{\text{SO}_2}, Q_{\text{SO}_3}$) の関係を 図-4 に示した。

$$Q_{\text{SO}_2} = M_{\text{SO}_2} Q_{\text{MSO}_2}$$

$$Q_{\text{SO}_3} = M_{\text{SO}_3} Q_{\text{MSO}_3}$$

$$Q_T = Q_{\text{SO}_2} + Q_{\text{SO}_3}$$

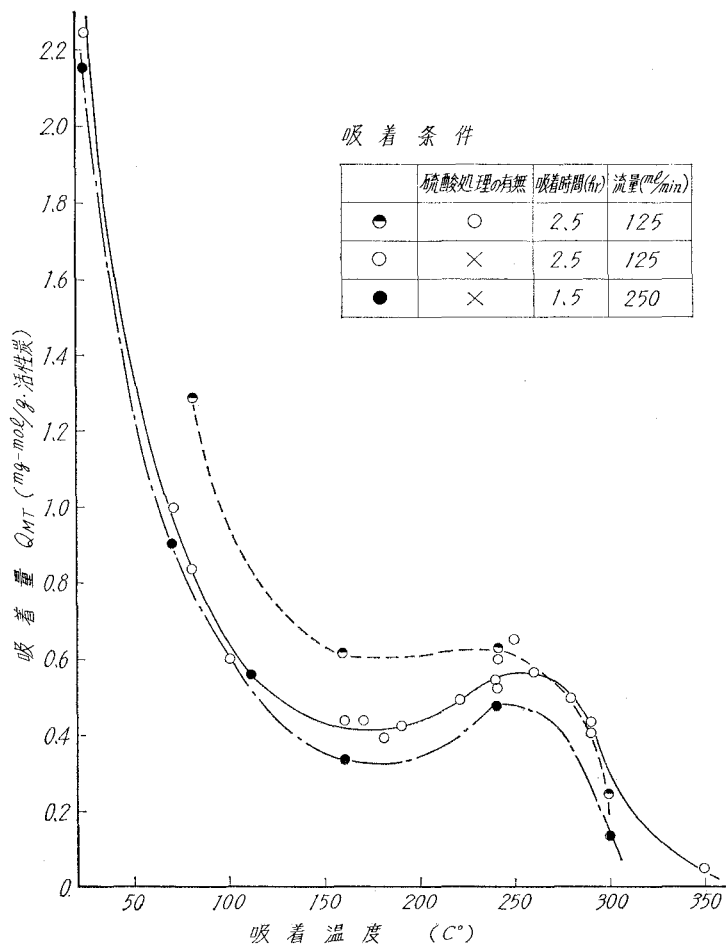


図-3 吸着温度と吸着量の関係

図-3によると、硫酸処理活性炭は処理しないものより吸着性がすぐれている。硫酸処理による SO_3H , COOH , OH , CO 基などの導入が考えられ、その影響を考慮しなければならない。図-4によると吸着している SO_2 ガスは 150°C 以上になると、ほとんど完全に酸化され、 250°C 付近で Q_w , Q_r はともに極大値を示す。Reinluft 法によると活性炭による SO_2 ガスの吸着は、ある程度温度が高い方が、ガスの拡散がよく、 SO_2 ガスの酸化反応速度も大きくなるので吸着量も多くなると報じている。これらの原因のほか前述の通り表面酸化物生成による吸着性の向上もある。いずれの場合にも、この SO_3 ガスは活性炭に吸着されていて、この処理条件では脱着しない。これらの現象の解明には今後の研究が必要である。 Q_w 曲線が 250°C を過ぎると急激に減少しているのは活性炭が酸化損失されるためである。 Q_w および Q_r 曲線を比較すると 290°C までは $Q_w > Q_r$ である。この原因として水洗によって完全に除去されない化合物の残存および表面酸化物の生成などが考えられる。

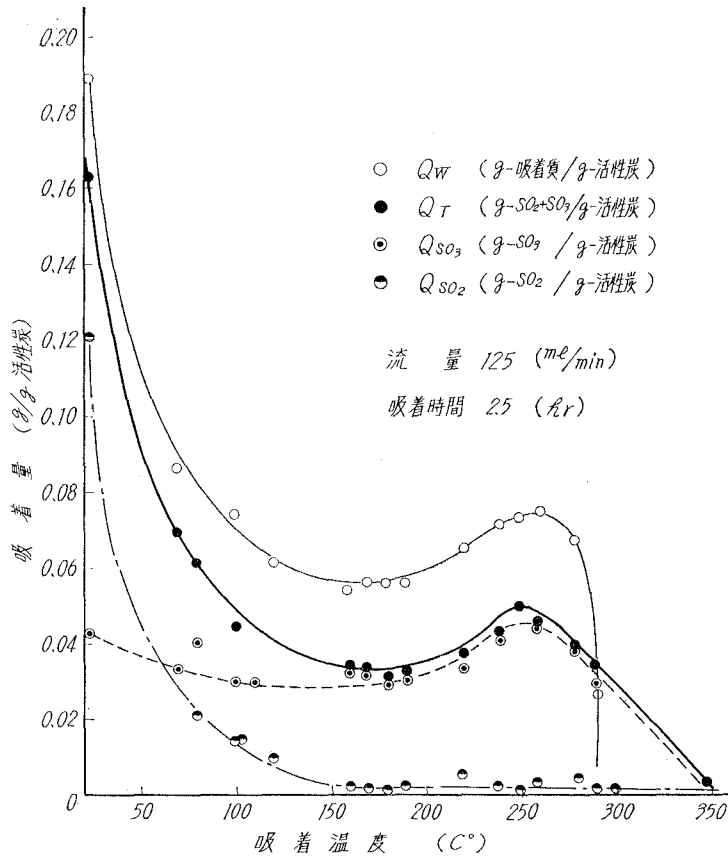


図-4 吸着温度と吸着量の関係

3-3 活性炭のスルホン化の有無

前述の方法で SO_2 ガス吸着後の活性炭のスルホン化の有無について調べたが、本実験に使用した SO_2 ガス濃度範囲 (3.5~5.5 vol%) では、スルホン化されていない。

4. 結 言

粒状活性炭および硫酸処理活性炭による SO_2 ガスの吸着を固定層流通式反応装置を用いて行ない次のような結果を得た。

- 1) 常温における SO_2 ガスの吸着は McBain の吸着速度式に従う。
- 2) 硫酸処理粒状活性炭の吸着量は未処理のものより大きい。
- 3) 吸着温度 250°C 付近に吸着量の極大値がある。
- 4) 150°C 以上では吸着している SO_2 ガスはほとんど全部酸化され、 SO_3 ガス (または H_2SO_4) となって吸着している。
- 5) 本実験の SO_2 ガス濃度範囲 (3.5~5.5 vol%) では実験に使用した活性炭はスルホン

化されていない。

使用記号

a	常 数	[—]
C_0, C	吸着塔入口および出口の SO_2 ガス濃度	[g- SO_2 /m ℓ , SO_2 を含まないガス]
D	有効拡散係数	[cm/sec ²]
F	採取ガス量	[m ℓ]
f, f_1, f_s	NaOH, I_2 , $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ 溶液の力価	[—]
k	常 数	[—]
m	整数 (0, 1, 2, ……)	[—]
N, N_1, N_s	NaOH, I_2 , $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ 溶液の規定度	[—]
P	気 圧	[cmHg]
Q, Q_s	ある時間後および平衡に達したときの吸着量	[g- SO_2 /g-活性炭]
Q_r, Q_w	図積分および重量変化による吸着量	[g-吸着質/g-活性炭]
$Q_{\text{SO}_2}, Q_{\text{SO}_3}, Q_r$	活性炭による $\text{SO}_2, \text{SO}_3, \text{SO}_2 + \text{SO}_3$ の吸着量	[g-吸着質/g-活性炭]
$Q_{\text{MSO}_2}, Q_{\text{MSO}_3}, Q_{\text{MT}}$	活性炭による $\text{SO}_2, \text{SO}_3, \text{SO}_2 + \text{SO}_3$ の吸着量	[mg-mol-吸着質/g-活性炭]
T	温 度	[°C]
t	吸着時間, サンプリング時間	[min]
\bar{u}	ガス流量	[m ℓ /min]
v_0, v	吸着塔入口および出口の SO_2 ガス濃度	[vol%]
V, V_s	NaOH, $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ 溶液の滴定量	[m ℓ]
W_0, W	吸着前後の活性炭の重量	[g]
W_1, W_2	カラム (a), (b) に入れた活性炭の重量 ($W_1 + W_2 = W$)	[g]
α	SO_2 ガスを含まないガス量	[m ℓ]

文 献

- 1) 山田 剛：日本機械学会誌, **67**, 265 (1964).
- 2) : 日本化学会第21年会, 研究発表要旨集 (1968).
- 3) 柳井・菊地：室工大研究報告, **6**, 投稿中.
- 4) K. ブラッツラー：吸着技術, **48** (1961).
- 5) 慶伊富長：吸着, 新化学工学講座 VI-36, 29 (1961).

教官学術研究発表集録

(昭和42年4月1日～43年3月31日)

開発工学科

前野 久 香川 良 沢 田 義 久 斉	脆性材料の衝撃破壊に関する基礎的実験 — 2, 3 の岩石の衝撃による動的性質について —	開発技報第 10 号	43. 3.
前野 久 香川 良 沢 田 義 久 斉	脆性材料の衝撃破壊に関する研究	北海道鉱山学会 日本 鉱業会北海道支部 日本鉱山地質学会北 海道支部共催春季研 究発表会	42. 6. 10
前野 良 三 栖 久 久 功	圧縮性流体の衝撃流に関する研究	北海道鉱山学会 日 本鉱業会北海道支部 日本鉱山地質学会北 海道支部共催春季研 究発表会	42. 6. 10
前野 良 香川 義 久 郎	衝撃効果の測定に関する実験的研究 (II)	北海道鉱山学会 日 本鉱業会北海道支部 日本鉱山地質学会北 海道支部共催春季研 究発表会	42. 6. 10
佐藤 文 白 浩 男 志 勝	工業材料としての玻璃質岩の利用に関する基礎的 研究 — その 2. 熱特性について —	開発技報 第 10 号	43. 3.
佐藤 文 白 浩 男 志 勝	北海道紋別郡白滝附近の黒曜岩について	地質学雑誌 第 74 卷 第 2 号	43. 2.
佐藤 文 白 浩 男 志 勝	人工軽量骨材 (ALWA) 原料としての天然玻璃の熱 特性について	日本鉱業会北海道支 部 北海道鉱山学会 室蘭工業大学開発技 術研究会合同秋季大 会 講演要旨	42. 10.
山本 英 佐藤 千 吉 田 邦 藤 邦 雄	岩石の圧縮試験における実験的考察 (I)	北海道鉱山学会誌 第 23 卷 第 6 号	42. 12.
山本 英 佐藤 千 吉 田 邦 藤 邦 雄	岩石の圧縮試験に関する実験的考察 — 体積変化による寸法効果 —	開発技報 第 10 号	43. 3.
磯部 俊 山本 英 佐藤 千 藤 一 城	石炭の自然発熱に関する研究 (第 1 報)	日本鉱業会誌 第 84 卷 第 959 号 (講演要旨集)	43. 3.
沢田 義 穴 戸 皓 男 一	北海道沖積低地における地質工学的研究 (第 3 報) — 室蘭市イタンキ地域の地質構造 —	北海道鉱山学会誌 第 24 卷 第 1 号	43. 2.
沢田 義 佐藤 嘉 男 明	浜砂の表面導電率と地層係数の関係について	開発技報 第 10 号	43. 3.

沢田 義男 都築 昌秀	北海道沖積低地における地質工学的研究 (第4報) —室蘭市イタンキ地域の地耐力について—	日本鉱業会北海道支部 北海道鉱山学会 室蘭工業大学開発技術研究会合同秋季大会 講演要旨	42. 10.
大徳 明夫 田 昭八郎	貨車運搬における石炭凍結硬化の基礎的研究 (第3報) —微粉炭滯水層の凍結—	選炭 第17巻 第91号	42. 5.
徳田 昭八郎 渡伊 勢 慶 本 間 輝郎 宏	石炭スラリーの調整における粉碎試験 —インペラブレーカ、ミルのスラリー用原炭に対する粉碎性能—	日本鉱業会誌 第84巻 第959号 (講演要旨集)	43. 3.

土 木 系 (土木工学科, 建築工学科)

大野 和男 荒川 吉雄 谷大 竹弦 大三 上 勇夫	プレキャスト鉄筋軽量コンクリート開口壁板の耐力性状について	日本建築学会北海道支部第29回研究発表会論文集	42. 8. 26
大野 和男 荒川 吉雄	プレキャストコンクリート開口壁板の耐力性状について	日本建築学会 論文報告集 号外	42. 10.

先に完全なドライジョイントを意図した新接合法により、プレキャスト軽量コンクリート無開口壁板の耐力性状について報告したが、これに関連して同じ骨材によるプレキャスト開口壁板の実施設計資料を得ることを目的として、実大1/2程度の模型による剪断実験を行ない、耐力性状及び剛性を検討し次の結果を得た。

1. 亀裂発生の状況は前回までと大差ないが、本実験では加力中心に対し壁板が偏心しているため、無開口壁板では面外座屈を起し、推定剪断耐力の約70%の値を示した。
2. 亀裂荷重、耐力共に開口周比の増大に伴い直線的に低下する。
3. 剪断剛性は開口周比及び剪断力の増大に伴いほぼ直線的に低下する。
4. 開口壁板の剛域を考慮した壁式ラーメン解は、梁の剪断強度実験式と比較的良好に適合する。

原田 有郎 洪右 健児 仕入 豊和 後藤 知以 淵上 政美 権名 国雄	コンクリートの長期材令にわたる強度性状	セメント協会 第21回セメント技術大会 セメント技術年報 昭和42年 XXI 日本建築学会 昭和42年度大会論文報告集 号外	42. 5. 19 42. 10. 14
--	---------------------	--	-------------------------

気象条件の異なる札幌市、東京都、熊本市において、屋外および屋内に放置したコンクリートの材齢3年までの圧縮強度およびヤング係数の推移を検討した。コンクリートは設計基準強度180~200 kg/cm²の普通建築で用いられている調査を夏期および冬期に打設した10φ×20 cmの試験体を採用した。

その結果、材齢28日の値を基準にして、屋内放置の圧縮強度およびヤング係数は低下する。特に後者の低下は著しい。屋外放置は標準養生に類似した圧縮強度を示す。ヤング係数は屋内と同様低下の傾向を示すが、それほど著しくはない。重量減の大きい乾燥の進んだものほど低下の傾向は多いようである。札幌>東京>熊本

通常コンクリートは20°C水中養生の材齢28日を標準としているが、本実験の屋内放置のように実際の構造物に似た養生条件の強度性状、とくにヤング係数が応力算定用の規準値2.1×10⁵ kg/cm²をも下まわることには注意を要する。

原田有 悦郎 健豊和以 田入美 藤上政 濹名雄 権	コトククリート長期材齢にわたる強度性状	セメント協会 セメント, コンクリート No. 250	42. 12.
T. Harada T. Süire K. Shina Y. Koh T. Gotō K. Mikita M. Fuchigami	On the Strength and Elastic Modulus of Concrete Affected by Curing	The Cement Association of Japan. Review of The Twenty-First General Meeting Technical Session	42. 5.
洪後悦郎 藤中健知 島亨	モルタルの付着試験方法に関する一実験	日本建築学会 昭和42年度大会論文報告集 号外	42. 10. 13
<p>一般にセメント硬化物の強さは圧縮強度で代表され、低温養生は強度発現に好ましくないとされている。しかし下地との付着に期待する左官施工などでは、付着強さにおよぼす養生温度等の影響はまだ明確にされていない。本実験は下地コンクリートとモルタルとの付着強さを引き剥し試験により室内実験したもので下記の結果を得た。</p> <p>低温養生を持続しても氷点以上なら常温に劣らない付着強さを期待できる。ただし保湿には留意する必要がある。なお十分に養生 (20°C ポリエチレンチューブ収納) しても、材齢に伴い付着強さが低減するような傾向もみうけられた。低温では富調合がやや有利のようであるが、常温の20°Cでは貧調合より劣る。また市販のモルタル混和剤等も付着にはあまり寄与しないようである。一応上記の結果を得たが、なお他の要因、付着面の相互の挙動等が大きく影響しているように推察され、今後の検討が必要であらう。</p>			
洪後悦郎 藤中健知 佐智哉	モルタルの付着におよぼす諸要因の影響について	日本建築学会 北海道支部 第30回研究発表会論文集	43. 3. 33
菊地弘明 園山彬雄	団地における年齢別人口構成の変化とその推定について	日本建築学会 北海道支部 第29回研究発表会	42. 8.
菊地弘明 園山彬雄	農村部における年齢別人口構成の推定について	日本建築学会 北海道支部 第29回研究発表会	42. 8.
菊地弘明 園山彬雄	北海道農村集落における日常諸施設の配置について	日本建築学会 論文報告集 号外	42. 10.
菊地弘明 園山彬雄	農村部における年齢別人口構成の推定と公的施設の計画について — 北海道中札内村の場合 —	日本建築学会 論文報告集 号外	42. 10.
菊地弘明 園山彬雄	団地の建設過程と年齢別人口構成について	日本建築学会 北海道支部 第30回研究発表会	43. 3.
菊地弘明 園山彬雄	農漁村における年齢別人口構成の推定について — 俱知安町, 増毛町の場合 —	日本建築学会 北海道支部 第30回研究発表会	43. 3.
遠藤倣一郎 田中義一	函館港の防波堤計画に関する模型実験	土木試験所報告 第45号	42. 11.
近藤倣一郎 佐藤功一 田中義一	能取湖の湖口閉塞調査	土木試験所報告 第46号	43. 1.
森田健造	石狩川水利総合開発計画調査資料 (水収支の計算方法について)	北海道開発局 開発調査課発行 (パンフレット)	42. 8.

- 森田 健造 管網の流量計算法
— 管網内の各節点の所要水圧が与えられた場合 — 土木学会 第 21 回年
次学術講演会講演集 41. 5. 28
- 中村 作太郎 鋼管桁橋の設計理論と基礎模型実験について 土木学会北海道支部
研究発表会 論文集
第 24 号 43. 2. 26

鋼管が桁橋として用いられれば有利である事は昔から知られているが、重荷重を受ける鋼管桁橋の実例はきわめて少ない。それは応力解析上や構造設計上において不明または未開発の点が多いためである。

著者は鋼床板を有する鋼管桁橋の設計と解析について研究し、更にまた鋼管桁の基礎的な模型実験によりその曲げ応力度、弾性破壊、座屈、支圧強度、たわみおよび変形の現象などを追究した。

そして著者は実験結果を理論計算値と厳密に比較吟味したほか鋼管桁橋の設計とその解析についても是正、検討を加えた。

- 中村 作太郎 光弾性実験による深い Scheibe の応力分布について 土木学会 第 22 回年
次学術講演会概要集 I-19 42. 5. 27
- 志村 政雄

支間 ℓ に比べ断面高さ h の著しく深い Scheibe (壁梁) については、土木、建築構造において種々問題とされており、最近 Karl Girkmann, Kurt Beyer 氏などの著書にも掲載されている通り、 $h/\ell > 0.50$ の場合には Beam Theory では満足されず、Scheibe Theory を用いるべきであるとされている。

著者は $h/\ell > 0.50$ の深い Scheibe についてその応力現象を見出すため、数種のエポキシ樹脂板の模型によって光弾性実験を行ない、Beam Theory や二、三の Scheibe Theory による解析結果と比較吟味しその応力分布傾向を明白ならしめた。

- 中村 作太郎 二径間連続溶接パイプトラス三角橋(水路橋)の応力
計算について 土木学会 第 22 回年
次学術講演会概要集 I-80 42. 5. 27

溶接パイプトラスは従来の型鋼トラスに比べはるかに耐荷力のあることが模型実験などにより明らかとされているし、またこの溶接パイプトラスを立体トラスに用いれば益々その力学的優性と経済性を発揮出来るものと考えられる。

著者はこれらの観点に基づき、全支間長 126.8 m の橋梁に二径間連続溶接パイプトラス三角橋を水路橋として試案設計し、その力学上の諸問題について吟味検討を加えた。

- 新田 登 アスファルト合材の粘弾挙動に関する研究 北海道科学研究費自由
課題による研究報告 第 9 集 42. 8. 1
- 能町 純雄 剛なダイヤフラムで等区画に分けられる薄肉長方形
箱桁の曲げねじりについて 土木学会論文集
第 146 号 42. 10.
- 能町 純雄 断面変形を考えた 2 室箱桁の応力解析について 土木学会 北海道支
部研究発表会論文集 43. 2.
- 能尾 純雄 杉野 啓
- 能町 純雄 定和分変換による曲線格子桁の解法 土木学会 北海道支
部研究発表会論文集 43. 2.
- 岡田 忠一 一開断面主桁の場合
- 能青 純雄 斜支承を有する連続格子について 土木学会 北海道支
部研究発表会論文集 43. 2.
- 能町 純雄 和分変換による曲線格子桁の解法 土木学会 北海道支
部研究発表会論文集 43. 2.
- 阿部 俊視 池田 静憲 小針 司
- 尾崎 純 張出部を有する箱桁の断面変形を考えた曲げねじりに
ついて 土木学会 第 22 回年
次学術講演会 42. 5.

- 尾崎 諷 コンクリート箱桁の曲げねじりにおけるハンチ等の影響について 土木学会 北海道支部研究発表会論文集 43. 2.
- 機 械 系 (機械工学科, 産業機械工学科, 二部機械工学科)**
- 花岡 裕 冷熱源の種別による冷房能率の検討 空気調和衛生工学会 北海道支部 43. 1. 27
- 沢田 則弘 内燃機関の排気エゼクタに関する実験 (第2報) 日本機械学会 講演論文集 No. 147 42. 8. 28
- 津田 重信
- 岩津 功ほか 北海道における製材工場の技術的諸問題 (分科会報告) 日本機械学会誌 第70巻 第586号 42. 11.
- 白井 英治 せん断形切りくず生成機構の塑性学的解析 (第3報) 精密機械 Vol. 33 No. 5 42. 5.
- 北川 千武 ー破断面における応力, ひずみ状態についてー
- 菊地 千之 接触面積拘束工具の切削性の研究 (第8報) 精機学会 昭和42年度春季大会 42. 4. 5
- ー加工変質層と化上面あらさー
- 菊地 千之 接触面積拘束工具の切削性に関する研究 日本機械学会 講演論文集 No. 173 42. 8. 29
- ー炭素鋼, 合金鋼における工具寿命特性ー
- 菊地 千之 工具切りくず接触長さ拘束工具による切削温度と加工変質層について 精機学会北海道支部 第12回 學術講演会 42. 9. 1
- 田中 雄一
- 菊地 千之 高速度鋼工具による低炭素鋼の被削性について 鉄と鋼 Vol. 54 No.3 43. 2.
- 菊地 千之 高速度鋼工具の磨耗過程について 鉄と鋼 Vol. 54 No.3 43. 2.
- 田中 雄一
- 木村 忠志 湿度測定用カールフィッシャー装置 (第1報) 日本気象学会 昭和42年度秋季大会 42. 11. 9
- 吸湿溶剤として脱水の容易な Isopropanol を使用して, カール・フィッシャー装置を構成した。Methanol の場合に比べて反応がややにぶいが, 4 A 型モレキュラー・シーブスにより, 吸湿前の水分含有量を, 容易かつ短時間に 30 $\mu\text{g/ml}$ 程度まで脱水できるので, 低力価のカール・フィッシャー試薬を用いる場合特に有利である。反応終点の検出に数 μA の電流値で Dead Stop 法を適用し, 力価 2.78 mg/ml の試薬 0.015 ml の精度で検出できた。
- 木村 忠志 ネサ被膜つきガラスによる光学系の防露, 防霜 日本気象学会 昭和42年度秋季大会 42. 11. 9
- 光学系を温度変化の著しい環境, たとえば UD-Sonde 等に装着する場合, 光学系の外気に接するレンズ等の表面に, 外気との温度差によって結露や結霜が発生し光学系の機能が失なわれることが予想される。これを防止する目的で, ネサ被膜を施したガラスを光学系と外気の間を設置し, ネサ被膜を通電・加熱する方式について室内実験を行なった。この結果, UD-Sonde の場合には, 光学系の直径を 28 mm 前後とした場合, 100 mW の消費電力により目的を達せられる見通しが得られた。
- 斎藤 武 円管外表面への水の凍結現象 (第2報) 日本機械学会 講演論文集 No. 174 42. 9. 29
- 信弘 (創立70周年記念北海道地区講演会)
- 岸 浪 信 紘

相変化を伴う伝熱問題は, 界面移動を為す移動熱源として, 又界面にて熱吸収ないし放出を行なう事あるいは相変化は常に一定温度下に行なわれる事等の特色を有し, 工学上

応用分野は広く、解明せねばならない幾多の問題点を有する。

当研究室にては北大工学部機械工学科熱一研究室と協同し一種の相変化たる水の凍結過程について研究しております。自分はその中でも特に静水中における自然対流を伴う凍結現象について研究し、斎藤武先生の御指導下に研究を進め、第一報においては、円筒座標下における流体側と氷面下に熱伝達がある場合の静的近似式法による、相変化方程式を組み立て、報告致しました。

しかし水の密度分布は、 4°C を頂点とした二次曲線的な密度分布なわけで、当然の事ながら、従来の自然対流熱伝達率式では適用されない事が予想され、この解明が、第二報の主点となりました。二次式密度分布とした場合にも、運動量、エネルギー各基礎微分方程式は、常微分化される事が証明され、電子計算機により満足せる精度にて、解いた次第です。またプロファイル法にても、良好な結果が得られこれらの結果を第二報として報告しました。今年の冬には更らにプロファイル法の境界層に欠点がありますので、これを改良した、式が出され、又逆二次曲線の場合についても新式常微分式が出され解法し、今春、北大工学部研究報告に載せていただく事になり、又 *Sonders* 型の解法を頭に納め、今年の学会に望まんとしてまします。

沢 則 弘 岸 昌 良 浪 紘 機	小型 2 サイクル機関における脈動効果の特性数について (続報)	日本機械学会 講演 論文集 No. 174 (創立 70 周年記念 北海道地区講演会)	42. 8. 28
内 藤 正 鄰	トラスの動的応力測定実験 (II)	日本機械学会 講演 論文集 No. 173	42.
内 藤 正 鄰	円周切欠を有する鋼の引張に関する実験	精機学会北海道支部 第 12 回学術講演会	42. 9. 1
内 藤 正 鄰 浜 田 恒 平 辺 見 宣 弘	軟鋼の衝撃引張に関する実験 (I)	精機学会 北海道支 部 第 12 回学術講演 会	42. 9. 1
奥 田 教 海	電子計算機による二次元流れの流線追跡について (第 1 報)	日本機械学会 第 44 期通常総会講演前刷 集 No. 170	42. 4. 3

「物体周辺の流れの可視化」に関し、主として実験的な面について先に報告した。その中にもあるように、ポテンシャル論から導かれるいわゆる理論流線を実測流線と比較するためには、それらの流線を相当精度よく描かなければならない。理論流線を必要な範囲にわたり実際に描き出すことは、既知の流れ関数であっても、困難を伴うことが多い。

精度よく流線を描くために電子計算機の使用を試みたので、この報告ではジュコブスキイ翼型周りの流れ、深い流れの底に直角な段のある場合の流れの 2 例をとりあげ、その概要を述べる。使用したのはデジタル型電子計算機 FACOM 231 であり、プログラミングにはアルゴル語を用いた。

奥 田 教 海	電子計算機による二次元流れの流線追跡について (第 2 報)	日本機械学会 創立 70 周年記念 北海道 地区講演会講演論 文集 No. 174	42. 8. 29
---------	--------------------------------	--	-----------

1) に引続いてジュコブスキイ翼の周りの流れの等ポテンシャル線、および欠円翼の周りの流れの流線について述べている。

前者は y 座標を一定として x 座標を変え、等ポテンシャル線を切断走査して求める。後者はカルマン・トレフツ翼型の特別な場合として求められ、流線を切断走査して追跡する。線図は 3 種掲載してある。

西 田 恵 三 田 中 雄 一	溶融シアン化ナトリウムの分解反応と窒化能について	日本鉄鋼協会 } 両北海道 日本金属学会 } 支部合同 昭和 42 年 度夏季講演大会	42. 7. 14
--------------------	--------------------------	---	-----------

- 西田 惠三 溶融塩窒化に関する研究 (I) 溶融シアン化ナトリウム
田中 雄一 ウムの分解反応と窒化能の関係 日本金属学会 (昭和42年度) 秋期大会 (第61回) 42.10. 2

数 物 系 (一般教育数学, 物理)

- T. Igarashi On Lie Derivatives in Areal Spaces TENSOR N. S. Vol. 18 (1967) 45. 5.

The deformation theories in generalized metric spaces were developed by M. S. Knebelman in a Finsler space, and by E. T. Davies in a Cartan space.

These works concerned with the spaces admitting motions.

In this paper, the present author tries to investigate Lie derivatives in areal spaces of the general type, due to A. Kawaguchi and Y. Katsurada.

In §1, we define the Lie derivative in the areal space, and in §2, introduce the concept of the areal motion. §3 is devoted to rewrite the Lie derivative in terms of the covariant derivatives with respect to x , and by this treatment we obtain some theorems. Finally we add some remarks which hold good in the submetric space.

- 中江 仁 方向性珪素鋼板の歪焼鈍による結晶成長現象につ
山村 秀美 いて 日本金属学会誌 43. 2.

金 属 工 学 科

- 三 浦 寛 急速加熱冷却繰返しにより初析フェライトに析出する
微粒セメントタイトと熱サイクルの保持時間の関係
について 日本金属学会誌 第31巻 42. 8.
- 三 浦 寛 微粒セメントタイトと熱サイクルの最高加熱温度およ
び拘束応力の関係について 日本金属学会誌 第31巻 42. 8.
- 三 浦 寛 18-8型オーステナイト鋼の加熱冷却繰返しおよび
定常的加熱による機械的性質の変化 日本金属学会 42.10. 2
- 師 岡 保 弘 カルシウム黒鉛鋼の黒鉛再析出現象 日本金属学会誌 42.11.
- 太刀川 哲 平 タングステンの陽分極について 日本金属学会 42. 4. 7
- 太刀川 哲 平 室蘭市内における大気中の金属の腐食
松村 信男 日本気象学会 42. 5.18
佐々木 常造
- 太刀川 哲 平 大気腐食に関する研究 日本金属学会 北海道支部大会 42. 7.14
佐々木 常造
- 神原 富 民 電導度測定によるイオン交換クロマトグラムの自動
太刀川 哲 平 記録 日本分析化学会 北海道支部 43. 2. 2

電 気 系 (電気工学科, 電子工学科, 二部電気工学科)

- 小 林 一 義 井部 耐 尚 井部 耐 尚
三 服 沢 茂 夫 三 服 沢 茂 夫
ボイド放電における空間電荷の影響の観察 電気学会連合大会 42. 4.
- 粉体を用いたボイド放電 電気四学会 北海道支部大会 42. 10.

北村正一 山田一攻	帯電液体流入による接地金属容器内電界分布	電気四学会連合大会 講演論文集 II-877	42. 5. 1
北村正一 山田一攻	帯電液体流入による屋根なし金属容器内 帯電形態 I	電気四学会 北海道 支部連合大会講演論 文集 1-9	42. 10. 2
北村正一 田村一夫	帯電液体流入による屋根なし金属容器内 帯電形態 II	電気四学会 北海道 支部連合大会講演論 文集 1-10	42. 10. 2
重倉龍一郎	S. C. R. MÖTÖR のベクトル図による考察	電気四学会 北海道 支部連合大会	42. 10.
松田敏彦 丹治辰男	タンデムブラシの接続紐抵抗効果	電気四学会 北海道 支部連合大会	42. 10. 3
永田伸一 二木一郎 秋山桐二 松浦勇二	水中放電による爆発気泡の膨張収縮過程について	電気四学会 北海道 支部連合大会	42. 10. 2
永田伸一 二木一郎 秋山桐二 松浦勇二	水中放電による爆発気泡の膨張伸縮振動について	応用物理学会 北海 道支部学術講演会	43. 1. 9
坪野功滋 野村進一	Ni-Cr 薄膜抵抗器の温度係数の改善について	電気四学会 北海道 支部連合大会講演論 文集	42. 10. 3
小笠原信勝 木村村忠 野原村進一	陽極酸化による Si 酸化膜の生成と性質	電気四学会 北海道 支部連合大会講演論 文集	42. 10. 3
野村滋	接合容量および層抵抗測定による不純物拡散層の表 面濃度の算出とその精度について	電気四学会 北海道 支部連合大会講演論 文集	42. 10. 3
南条淳光 小野柳村進一	半導体電極の電解研磨に与える音場効果について	電気四学会 北海道 支部連合大会講演論 文集	42. 10. 3
K. Orikasa	Two-point Observations of Electric Property of Snow-shower Clouds	Journal of the Me- teorological Soci- ety of Japan. Ser. II, Vol. 45, No 5	42. 10.

雷雲、積乱雲その他一般の雲の静電気発生機構の研究には、地表電場、降水粒子の電荷、降水強度、降水の形態などの同時観測は欠かすことが出来ない。著者（勿論他にも試みた例はない）の今までの研究では之等の同時観測が一地点のみで行なわれていたため、雲の帯電の時間的変化の様子が不明であるため、著者がすでに雲の帯電に関して提案した降水の電荷輸送の理論（降水物体が帯電して或符号の電荷を地表に運ぶためにその符号と反対符号の電荷が上空に残って之と同符号の電場が地表に於いて観測される）を裏付ける資料が不足していた。著者は之を実証するための観測を冬期間に実行することとし、冬期積乱雲の規模、通過コースその他の資料を考慮し、2点間の距離を1.2 kmとして、数人の大学院学生諸君の協力を得て両地点で全く同様の観測を行ない上述の理論を実証した。この一部は畠山久尚氏によって1965年アメリカに於ける国際気象電気会議 (Problems of Atmospheric and Space Electricity, ed. by S. C. Coroniti) に紹介されている。

織笠桂太郎 降水の電気現象 気象研究ノート 第 42. 11.
93号

雷雲並びに一般の積乱雲、乱層雲などの帯電には降水現象が不可欠のものであることは多くの研究並びに著者の研究からも明らかに結論される。この降水現象に伴う雲の帯電機構を説明する理論は次の二つに大別される。(1) 既存する大気イオン並びに電場に依存して降水物体が帯電する Wilson のイオン捕捉説など、(2) 気象擾乱に助けられて相互の摩擦などにより降水物体自身から静電気を発生し、降水が一方の符号の電荷を雲底或いは地表に運ぶことにより雲の帯電が起ることを主張する Simpson の水滴分裂説 (1909)、Reynolds and Brook (1957) の氷粒の温度差帯電 (氷粒間の摩擦のとき起る) などである。特に後者の理論は Latham and Mason (1961) によって更に検討され発展した。著者はこの様な背景のもとに最近のこの分野に於ける研究がどのように進められて来たかを述べ、之等の実際のデータ並びに著者の測定結果に基づき (2) の理論に層するものが最も妥当であることを論説し、今後のこの分野の研究がどうあるべきかを論じている。

織笠 桂太郎	熱量添加法による液体用小型流速計について (流水に対する応用 第2報)	日本機械学会 第45期 通常総会学術講演会	43. 4
<p>第1報 (室工大研究報告第5巻第2号) に引きつづいて実用化の段階に入ったもので、0~3 m/sec の測定までは現在までの実験で確実に測定出来ることを確かめたが、手持ちの装置では、それ以上の速さの流れを作れないので不明であるがヒーター電力を増せば周囲の流れと検出部内の流れとの相関を失なわない限り測定範囲をいくらでも拡大出来る予想がついた。第1報ではサーミスターの温度補償の問題が未解決のままであったので、今回はサーミスターに適当な並列補償抵抗を用いて水温 10°C~30°C の変化に対して ±3% 程度の温度誤差の範囲に納めたが更に研究の余地がある。</p>			
図所 忠則 近藤 隆三	同期電動機の新速度制御方式理論と実験	電気学会雑誌	42. 4
図所 忠則	同期発電機の変速駆動方式理論と実験	電気学会雑誌	42. 5
藤田 義弘 近藤 隆三 伊達 忠則	原回転機より視た一般回転機の統一理論解析	昭和43年電気四学会 連合大会講演論文集	43. 3
藤田 義弘 伊達 忠則	無段変速同期機の補助機種による分類	昭和43年電気四学会 連合大会講演論文集	43. 3
近藤 修三 伊達 隆三 藤田 義弘	無段変速同期機の動特性 (第1報) (補機を考慮しない場合)	昭和42年電気四学会 北海道支部連合大会講演論文集	42. 10
近藤 修三 伊達 隆三	無段変速同期機の動特性 (第2報)	昭和43年電気四学会 連合大会講演論文集	43. 3
伊達 隆三 近藤 義弘 藤田 忠則	無段変速同期機の等価回路について (但し直列接続法における)	昭和42年電気四学会 北海道支部連合大会講演論文集	42. 10
伊達 隆三 近藤 忠則	無段変速同期機の等価回路について	昭和43年電気四学会 連合大会講演論文集	43. 3
近藤 修三 伊達 隆三 藤田 義弘	同期機と非同期機の共通性	昭和42年電気四学会 北海道支部連合大会講演論文集	42. 10

伊達隆三 藤田義弘 近所忠則	原回転機の特性及び他機種との関係	昭和42年電気四学会 北海道支部連合 大会講演論文集	42. 10.
藤田義弘 伊達隆三 近所忠則	一般回転機の世界方程式	昭和42年電気四学会 北海道支部連合 大会講演論文集	42. 10.
藤田義弘 伊達隆三 近所忠則	一般回転機のトルク速度変動すべりについて	昭和42年電気四学会 北海道支部連合 大会講演論文集	42. 10.
近所忠則	無段変速同期電動機に関する研究	ホーム	42. 8.
T. Zusho O. Kondo R. Date	Study of a New System of Speed Control for Synchronous Motor and its Experimental Investigation	J. I. E. E. of Japan April 1967	42. 4.
T. Zusho	Study of a New System of Variable Speed Drive for Synchronous Generator and its Experimental Investigation	J. I. E. E. of Japan May 1967	42. 5.

化学系 (工業化学科, 化学工学科, 一般教育化学)

安藤公二 原保英明	横型攪拌槽におけるフローパタンの履歴現象	化学工学協会 第32年会	42. 4. 6
安藤公二 原弘ほか	エアブレイテング法による粉粒体混合の機構	日本化学会 北海道 支部大会	42. 7. 28
安藤公二 島田浩次	横型攪拌槽の混合時間	日本化学会 北海道 支部大会	42. 7. 28
安藤公二 原弘	横型攪拌槽の所要動力	化学工学協会 第1回秋季大会	42. 10. 14
荒木邦夫 柳井重弘	粉末木炭の性状	日本化学会 北海道 支部大会	42. 7. 28
林忠信 大柳西井	無極性溶媒の吸着剤による脱水	日本化学会 北海道 支部大会	42. 7. 28
加納久雄 金菅高明 伊東良将	銀触媒の表面電位について	日本化学会 北海道 支部大会	42. 7. 28
加納久雄 金菅高明 杉岡敏	プロピレンの接触酸化に関する研究 (第2報)	日本化学会 北海道 支部大会	42. 7. 28
金加高 加納久 菅高明 伊東良	工程解析における分析誤差の影響 (第2報)	日本化学会 北海道 支部大会	42. 7. 28
金加高 加納久 馬場高次	測定誤差がある場合の管理図の経済性 (第3報)	日本化学会 北海道 支部大会	42. 7. 28

金水 塚野 高次 水野 隆滋	工程解析における測定誤差の影響	品質管理 18, 1313	42. 11.
木村 内 隆 清水 水 崇	化学工学における超音波の利用	ケミカル, エンジニアリング 9, 840 (1967)	42.
向井 健 一 千葉 洋 嗣 白崎 高 保	シリカアルミナ触媒の塩基中和特性	日本化学会 (東京)	42. 4. 2
武藤 征 一 倉下 輝 之 白崎 高 保	金属アルミニウム表面に化成するシリカアルミナ被膜の性質 (第1報)	日本化学会 (東京)	42. 4. 2
秋吉 亮 向井 健 一 川口 輝 章 白野 高 剛 白崎 高 保	通気性化したばい焼シリカアルミナペレットの気体透過性	日本化学会 (東京)	42. 4. 2
白崎 高 保 三村 政 義 向井 健 一	示差熱天秤による固体酸性の簡易迅速測定法	分析機器 5, (7)	
向井 健 一 白崎 高 保	気相中和法によるシリカアルミナ触媒の固体酸性度迅速測定を試み	分析化学 16, (5) (1967)	42.
伊勢 勝 昭 向井 健 一 白崎 高 保	アルミナ水和物生成におけるメカノケミカル効果	日本化学会 (北見)	42. 7. 28
落合 康 額 岡田 正 秀 向井 健 一 白崎 高 保	粉体触媒製造における化学的混合	粉体工学研究会誌 粉体工学討論会発表 (東京) 5, (1) (1968)	43.
横尾 弘 一郎 向井 健 一 白崎 高 保	完全混合粉体のアンプルのバラツキ	粉体工学研究会誌 4, (1) (1967)	42.
室住 正 世 原 口 謙 策	青函海底トンネル坑内水水理の研究	日本化学会年会	42. 4. 1
室住 正 世 菅 弘 司	自動車排気中の鉛化合物による都市大気汚染	日本化学会年会	42. 4. 2
室住 正 世	K 共存下 ppb の Ca の Isotope-dilution-Mass-Spectrometry (両極地方氷雪の Ca 濃度)	日本化学会年会	42. 4. 2
室住 正 世 C. C. Patterson	La Jolla 沖海水の Pb 濃度及び同位体組成の固体質量分析	日本地球化学会	42. 10. 12
室住 正 世	ppb 濃度の Pb ²⁺ 標準溶液の保存性固体質量分析計による両極地方氷雪中の鉛濃度	日本分析化学会年会	42. 10. 3
M. Murozumi C. C. Patterson T. J. Chow	The Possibility of Measuring Variations in the Intensity of Worldwide Smelting during Medieval and Ancient Times using Lead Aerosol Deposits in polar Snow Strata	Contributions of the University of California Center for Medieval and Renaissance Studies Oct. (1967)	42. 10.
M. Murozumi T. J. Chow C. C. Patterson	Changes in Concentrations of Common Lead in North Polar Snows with Time.	60th Annual Meeting Air Pollution Control Association U. S. A. June 12, (1968)	43. 1.

- 下田 信男 化石骨中の微量元素に関する地球化学的研究 日本化学会 第20年 43. 4. 3
 田丸 裕幸 一化石骨中のマンガン含有量と相対年代との関係一 会

古い骨の相対年代決定法として古くからおこなわれているフッ素法にかわって、マンガンによる方法を提案してその確実性を検討している。すでに作製されている骨の中のマンガン含有量とその骨の考古学的推定年代一年代については放射性炭素法による値も考慮してある一との関係図は3万年程度までのものであるが今回、台湾の骨—50万年と推定されている—をもちいて、上記関係図を50万年まで延長することをこころみだ。その結果 先の関係図に僅か修正すればよいことがわかった。

- 下田 信男 ベグマタイト晶洞周縁の花こう岩の化学組成 日本化学会 第20年 42. 4. 3
 石丸 幸裕 一ベグマタイトの地球化学的研究 その14一 会

晶洞ベグマタイトの周縁の花こう岩の形態は粗粒花こう岩帯、細粒花こう岩帯、文象花こう岩帯、晶洞の順になっているものが多い。しかし、この形態は細粒花こう岩、文象花こう岩帯の幅の相違、これら両帯の有無、黒雲母の量によっていちじるしく変化している。これらの形態の変化に伴う各帯の化学組成の変化を知るために種々の形態のものについて調べている。今回は、粗粒花こう岩が黒雲母の密集帯、文象帯を経て晶洞に到るものを主として調べた。粗粒花こう岩から晶洞に到る化学成分変化図で、黒雲母密集帯ではチタン、鉄、マンガン、フッ素が一斉に増加する。他の形態の晶洞周縁の花こう岩の化学成分変化図についても報告した。

- 下田 信男 春採湖および屈斜路湖の水質の経年変化 日本化学会 第20年 42. 4. 3
 石丸 幸裕 (湖沼の地球化学的研究 4) 会

春採湖の底層水中の硫化水素含有量は経季変化と経年変化をおこなないながら、昭和35年6月(おそらくそれ以前)から昭和40年11月まで増加をつづけたが、昭和41年にはこの硫化水素含有量の増加はとまり、減少の傾向に入ったことが確認された。昭和41年11月の湖水の状態は、昭和11年、この湖が極めて高い硫化水素含有量(当時の世界第一位)を示した当時の状態と似ていると思われることを推定した。また、水質の経年変化から春採湖における魚類の棲息は、昭和41年以降さかなくなるであろうことを予想した。

屈斜路湖については、その水質の特異性と水質の経年変化について報告する。屈斜路湖の水質は、pH4という条件による化学成分の分離をうけていることを水質と底質の分析結果から説明した。

- 下田 信男 ケイ酸塩中のリチウムの蛍光分析と地球化学 日本化学会 北海道 42. 7. 28
 田丸 幸裕 (ベグマタイトの地球化学的研究 その15) 支部大会

ベグマタイトの周縁の花こう岩の各帯およびそのなかにふくまれる雲母中の微量元素の挙動を知ることが目的とし、今回は微量元素銅の挙動を知るために、多数の試料を迅速に処理できるように、ニッケルを内部標準とした発光分光分析法を検討した。

本法では、花こう岩と黒雲母(白雲母、鱗雲母は別にあつかう)とで別々の検量線を作製した。誤差は±20%である。

本報によって、花こう岩および黒雲母中の銅を定量した結果、ベグマタイト晶洞周縁の花こう岩中における銅の挙動は、鉄、チタンおよびフッ素のように著しくは、特定の花こう岩帯に濃縮してないことがわかった。

- 下田 信男 ケイ酸塩中の銅の分光分析と地球化学 日本化学会 北海道 42. 7. 28
 田丸 幸裕 (ベグマタイトの地球化学的研究 その16) 支部大会

ベグマタイトの晶洞周縁の花こう岩の各帯およびそのなかにふくまれる雲母中の微量

元素の挙動を知ることを目的とし、今回は微量元素リチウムの挙動を知るために、多数の試料を迅速に処理し得るよう試料をフッ酸、塩酸で処理したのちに焰光定量する方法を検討した。

従来は、ケイ酸塩をフッ酸、硫酸で処理しえられた溶液に炭酸カルシウムを加えて、アルミニウムや鉄等を除き得られた溶液について焰光定量したが、これはきわめて手数を要する。本法では、試料をフッ酸、塩酸で処理し、残渣を塩酸で溶解したのちに焰光定量した。検量線は試料の主化学組成を考慮して検討作製された。

このようにして花こう岩中のリチウムを定量した結果、晶洞周縁の花こう岩では、リチウムは鉄、チタン、マンガンおよびフッ素とともに、特定の帯に濃縮していることがわかった。

谷口 允 坂井 英昭 杉田 治八郎	高層高充填層における物質移動	日本化学会 北海道 支部大会講演	42. 7. 28
中沢 清彦 菊地 達郎 杉田 治八郎	多管型充填層における物質移動	日本化学会 北海道 支部大会講演	42. 7. 28
中沢 清彦 杉田 治八郎 柳井 弘	環状路における熱及び物質の同時移動	日本化学会 北海道 支部大会講演	42. 7. 28
田保 英明 林内 忠隆 竹内 男	粒子一流体間の物質移動	日本化学会 北海道 支部大会	42. 7. 28
竹野 昇夫 森田 陸二 木下 宏 高瀬 誼	6-(P-置換) フェニルフルベンの合成及び紫外吸収スペクトル	日本化学会 北海道 支部大会	42. 7. 28
竹野 昇夫 森田 陸二 高野 信 永野 彦弘	6-メチル-6-(P-置換) フェニルフルベンの合成及び紫外吸収スペクトル	日本化学会 北海道 支部大会	42. 7. 28
竹野 昇夫 森田 陸二 武岡 新樹 杉岡 一樹	3-n-プロピルシクロペンテンのモノ過フタル酸酸化における溶媒効果	日本化学会 北海道 支部大会	42. 7. 28
竹内 隆男 清水 越 森 崇勝	水砕スラッグの利用 (特に接触反応用触媒として)	日本化学会 北海道 支部大会	42. 7. 28
竹内 隆男 清水 昭 高橋 崇勝	ラウリン酸コバルト触媒によるアクロレインの液相酸化	日本化学会 北海道 支部大会	42. 7. 28
竹内 隆男 清水 昭 高橋 崇勝	アクロレインの液相酸化 (溶存酸素と重合物の関係)	日本化学会 北海道 支部大会	42. 7. 28
渡辺 治夫	熱圧接着の温度と時間	紙パルプ技術協会誌	43. 2.
渡辺 治夫	Some Process Variables in the Dry-process Hardboard Manufacturing System	Souvenir, ed. Indian Plywood Industries Research Ass'n	42. 6.
H. Watanabe K. Akatsuka	Extraction of Cobalt (II) from Aqueous Thiocyanate Solutions by Tri-n-octylamine	Analytica Chimica Acta 38, 547 (1967)	42. 5.

H. Watanabe M. Murozumi	Extraction of Iron (III) from Aqueous Thiocyanate Solutions by Tri-n-octylamine	Bulletin of the Chemical Society of Japan 40, (4) 1006 (1967)	42. 4.
H. Watanabe K. Akatsuka	Solvent Extraction of Cadmium (II) from Aqueous Chloride and Bromide Solutions by Tri-n-octylamine	Bulletin of the Chemical Society of Japan 41, (3) 620 (1968)	43.
渡辺 寛 人 赤塚 邦 彦	高分子量アミンによる硫酸溶液からの In (III) の抽出分離	日本化学雑誌 89, (3) 280 (1968)	43.
渡辺 寛 人 赤塚 邦 彦 松村 彦 栄	高分子量アミンによる塩酸臭化水素酸溶液からのカドミウムの抽出	日本分析化学会 第16年会	42. 10. 2
渡辺 寛 人 後藤 克 巳 永室 山 正 一	高分子量第4級アンモニウム塩による塩酸溶液からのカドミウム (II) の溶媒抽出	日本分析化学会 北海道支部 第19回研究発表会	43. 2. 3
渡辺 寛 人 赤塚 邦 彦	第1級高分子量アミン (Primene JM-T) による硫酸溶液からの Fe (III), In (III) の抽出	日本分析化学会 北海道支部 第19回研究発表会	43. 2. 3
柳 井 弘	廃材の化学的利用に関する研究 (第3報) 木炭質のイオン交換体の特性	木材工業 22, (9) 419 (1967)	42.
柳 井 弘	廃材の化学的利用に関する研究 (第4報) 流動ガス化法による粉末活性炭の製造プロセスの開発	木材工業 23, (4) 162 (1968)	43.
柳 井 弘 林 忠 信 河野 邦 昭	木炭質イオン交換体の耐熱性	日本化学会 北海道 支部大会	42. 7. 28
柳 井 弘 林 忠 信 東川 正 正	石油分解カーボン・ゼオライト系成型炭について	日本化学会 北海道 支部大会	42. 7. 28

CONTENTS

Science and Engineering

Vol. 6, No. 2

July, 1968

Whole No. 18

- On the Photoelastic Experiment and Analysis of the Deep Scheibe Models
..... S. Nakamura and M. Shimura 2 (1) 345
- On Bending of Multi-Equi-Cell Plate S. G. Nomachi 2 (25) 369
- Study on Machinability of Low Carbon-Steel (1st Report)
On the Cutting Force and Surface Roughness . . . K. Kikuchi and Y. Tanaka 2 (43) 387
- Study on Machinability of Low Carbon-Steel (2nd Report)
On the Tool-Life and Tool-Wear Characteristics . . . K. Kikuchi and Y. Tanaka 2 (61) 405
- The Computational Methods for Tracing the Stream Lines of Two-Dimensional
Flows around Submerged Bodies Part 1 K. Okuda 2 (75) 419
- The Computational Methods for Tracing the Stream Lines of Two-Dimensional
Flows around Submerged Bodies Part 2 K. Okuda 2 (85) 429
- On the Characteristic of the Wick Flame (2nd Report) . . . N. Sawa and S. Hayashi 2 (95) 439
- Exhaust-Gas Characteristic of Crankcase-Compressed Two-Stroke
Cycle Diesel Engine N. Sawa and S. Hayashi 2 (107) 451
- On the Stability of Premixing Flame in the Neighbour of Solid Wall
..... N. Sawa and S. Hayashi 2 (123) 467
- Studies on Aqueous Extraction of Benzoic Acid in Fixed Bed. No. 4
..... M. Taniguchi, H. Kimura, J. Sugita and C. Mizuno 2 (133) 477
- Foundations of the Empiricist Theory of Sets and Set Functions
and its Logic Y. Kinokuniya 2 (147) 491
- On the Series-Concatenated Connection between the Continuous
Variable Speed Synchronous Motor and the Wound Rotor
Type Induction Motor R. Date 2 (161) 505
- On the Exploding Bubble Generated by the Underwater Electrical Discharge
..... J. Futatsugi, S. Akiyama, S. Nagata and Y. Matsuura 2 (171) 515
- Dynamic Characteristics of the Continuous Variable Speed Synchronous Machine (1)
Fundamental Study on Linearizing Theory and Experiment O. Kondo 2 (187) 531
- The Mixing Rate of Divided Particles on the Air Blending
..... K. Ando, H. Tabo, T. Shimizu and H. Hara 2 (203) 547

Catalytic Oxidation of Propylene (Part 1)	H. Kano and M. Sugioka	2 (211)	555
Studies of the Prevention of Parafin-Wax Precipitation from Crude Petroleum Oil on Ultrasonic Waves	T. Shimizu, H. Hara and T. Takeuchi	2 (225)	569
The Thermal Stability of Ion-Exchange Substances Prepared from Wood Charcoals	H. Yanai and T. Kikuchi	2 (231)	575
A Fundamental Study on the Gaseous Desulfurization by Activated Carbon	H. Yanai, T. Hayashi S. Goto, and M. Ishii	2 (241)	585
Other Achievements in Studies for 1967 by Professors in this Institute			593

昭和四十三年七月十五日印刷
昭和四十三年七月二十日発行
【非売品】

編集兼
発行者

室蘭工業大学

札幌市北三条東七丁目三四二番地

印刷者 山中キヨ

札幌市北三条東七丁目三四二番地

印刷所 文栄堂印刷所

T 代 5560 5561 2711

Printed by

BUNYEIDO PRINTING CO.

No. 342, E. 7-chome, N, 3-jo, Sapporo, Japan

Tel. 代 5560, 5561, 27111

