



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10巻第3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	<a href="http://hdl.handle.net/10258/2967">http://hdl.handle.net/10258/2967</a>

(ISSN 0580-2415)  
(CODEN:MKDKBC)

室蘭工業大学  
研 究 報 告

理 工 編

第十卷第三号

昭和五十六年十一月

---

MEMOIRS  
OF  
THE MURORAN INSTITUTE OF TECHNOLOGY  
Science and Engineering

---

VOL. 10 NO. 3  
Nov., 1981

---

MURORAN HOKKAIDO  
JAPAN

## Editing Committee

<b>M. Yoshida</b>	President	<i>Chairman of the Committee</i>
<b>K. Okubo</b>	Prof.	<i>Electrical Engineering</i>
<b>M. Morita</b>	Prof.	<i>Industrial Chemistry</i>
<b>K. Sato</b>	Asst. Prof.	<i>Mineral Resources Engineering</i>
<b>H. Kondo</b>	Prof.	<i>Civil Engineering</i>
<b>K. Okuda</b>	Prof.	<i>Mechanical Engineering</i>
<b>T. Tachikawa</b>	Prof.	<i>Metallurgical Engineering</i>
<b>T. Takeuchi</b>	Prof.	<i>Chemical Engineering</i>
<b>K. Kikuchi</b>	Prof.	<i>Industrial Mechanical Engineering</i>
<b>K. Izumi</b>	Prof.	<i>Architecture and Building Engineering</i>
<b>S. Hara</b>	Prof.	<i>Electronic Engineering</i>
<b>I. Seino</b>	Prof.	<i>Literature</i>
<b>K. Fujikawa</b>	Prof.	<i>Science</i>
<b>K. Suzuki</b>	Prof.	<i>Applied Material Science</i>
<b>M. Tsukahara</b>	Prof.	<i>Mechanical Engineering (Evening Session)</i>
<b>H. Kanoh</b>	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 they amount to four numbers, they form one volume.

# 室蘭工業大学研究報告 第 10 卷 第 3 号

## 理 工 編

### 目 次

放射熱伝達の解析 (第 5 報 燻煙による農地の保温効果について) .....	媚 山 政 良	3 ( 1 ) 389
円管内を水力輸送される粗い球群の浮遊 (大きさの異なる場合について) .....	山 岸 英 明 奥 田 教 海	3 ( 25 ) 413
円管内における粒体の水力輸送 第 7 報 流動様式と付加圧力損失内容の変化について...	奥 山 田 教 海 山 岸 英 明	3 ( 31 ) 419
沿岸固定式波力エネルギー変換装置に関する研究 第 1 報 サボニウス型波力水車について.....	奥 田 教 海 渡 部 富 海 近 藤 野 俊 治 谷 野 賢 二	3 ( 39 ) 427
水平円管群の垂直配列における 自然対流熱伝達に関する実験的研究.....	戸 倉 郁 夫 斉 藤 絃 和 村 浪 本 機 岸 浪 藤 関 戸 藤 倉 郁 夫	3 ( 45 ) 433
空気層を利用した断熱法の実験的研究.....	村 本 和 夫 岸 浪 藤 関 戸 藤 倉 郁 夫	3 ( 55 ) 443
固有ベクトル解法による直流機整流解析.....	松 田 敏 彦 鈴 木 好 夫	3 ( 67 ) 455
充填層固液抽出における脈動効果.....	秋 吉 亮 内 田 晃 悦 杉 田 治 八 郎	3 ( 79 ) 467
空気さく岩機の衝撃切削性能試験.....	水 戸 唯 則 熊 谷 義 光 香 川 義 郎 佐 藤 一 彦	3 ( 93 ) 481
Predicting and Evaluatig Draft in Summer Cooling .....	窪 田 英 樹	3 (105) 493
教官学術研究発表集録 (昭 55. 4. 1 ~ 56. 3. 31) .....		3 (117) 505



# 放射熱伝達の解析

(第5報, 燻煙による農地の保温効果について)

媚山 政良

Analysis of Radiative Heat Transfer

(5th Report, Effect of Keeping Warmth for Field by Smoke Screen Method)

Masayoshi Kobiyama

## Abstract

The effect of keeping warmth for field by the smoke screen method is investigated by the theoretical analysis in this paper. It is cleared that the smoke screen method has the remarkable effect of keep the field warm if any conditions were met and that there is the most suitable range of the smoke particle density so as to use the smoke effectively. In order to make the effect of the smoke screen method sure, it is necessary to improve the radiative properties of the smoke particle, to control the flow of the smoke and to develop the smoke generator which can generate a large quantity of smoke and has high efficiency.

## 1. まえがき

霜害は春または秋の晴れた静かな夜, 温度が異常に低下することによりおこる作物の被害である。このような気象状態は主として, 大陸の高気圧から分離した移動性高気圧がわが国を通過してゆくとき起き, とくに気団の温度が低く, 夜間の放射冷却の度合が大きくなるような場合に霜害をもたらす。霜害には地域性があり, また著るしい局地性もある。一方, 農作物からみると各作物に対し, 発芽期, 開花期および結実期における霜害危険温度<sup>1)</sup>が存在し, この温度よりも低温になると作物は凍死のおそれがある。

霜害の気象的防除法としては恒久対策と応急対策とがある。前者では, 農業経営的対策, 局地気候の改良があげられ, 後者では燃焼法, 被覆法, 煙霧法, 散水永結法, 通風法, 灌水法<sup>1)</sup>などが代表的なものであり, 条件に応じてそれぞれ実用に供されている。

煙霧法は枯草やモミガラ, 古タイヤあるいは発煙剤などを燃やし, 大量の煙を発生させ, これによって夜間の農地および接地気層の放射冷却を防ぎ, あわせて作物体の温度降下を防止する方法であり, わが国では燻煙とよばれ, かなり古くから桑園などの霜害防除用に用いられてきた。この方法は比較的安価であり, 一度に広い領域を霜害から守りうるという利点を持って

いる。

燻煙による防霜（保温）効果は次の要素から成っている<sup>2)</sup>。

(i) 煙粒子の放射熱遮蔽効果による放射放熱量の減少

(ii) 煙の発生時に放出された熱による加熱

(iii) 煙の親水性粒子への水蒸気の凝結により発生した熱による加熱

上記のうち本報では(i)について検討を行なうが、これは有煙（放射性）流体による伝熱面の保温（熱遮蔽）効果とみなすことができる。

燻煙による防霜効果については、すでに小沢<sup>2)</sup>により検討が行なわれてきており、燻煙を施す上で重要ないくつかの事項についての指摘がなされている。しかし、燻煙量、風速などの違いによる煙の広がり方や濃度の変化、またその煙粒子による農地の保温効果の定量など、実際の燻煙作業を行なう上で必要な諸量の検討まではいまだなされてはいない。したがって、本報では燻煙による農地の保温効果を理論的な解析を通し明らかとし、燻煙作業に必要な諸量を定め、つぎに燻煙を有効に利用し農地に対する保温効果を高める方策について検討を行なう。

## 記号

A: 大気の大気拡散による熱流束 kcal/m <sup>2</sup> sec	m: 煙発生源の数 本
a: 放射減衰係数 (質量吸収係数) m <sup>2</sup> /g	n: 大気不安定度パラメータ
a <sub>R</sub> , b <sub>R</sub> : 係数 式(17)	Q <sub>0</sub> : 燻煙量 m <sup>2</sup> /sec
B: 土壌の熱物性値 式(31)	ΔQ <sub>0</sub> : 単位煙発生源当りの燻煙量 (m <sup>2</sup> /sec)/本
C: 煙粒子の濃度 m <sup>2</sup> /m <sup>3</sup> 式(18)	R <sub>0</sub> , R <sub>0</sub> *: 放射能 kcal/m <sup>2</sup> sec 式(27), (29)
C*: 煙粒子の鉛直方向の積算濃度 m <sup>2</sup> /m <sup>2</sup> 式(12)	R <sub>1</sub> , R <sub>2</sub> , R <sub>3</sub> , R <sub>4</sub> : 放射熱量 kcal/m <sup>2</sup> sec 式(17), (18), (20), (21)
C* <sub>ref</sub> : 基準条件下での煙粒子の 積算濃度m <sup>2</sup> /m <sup>2</sup> 式(58)	T: 非燻煙時の地表面温度 °K, °C
C', C'': 係数 式(5), (6)	T*: 燻煙時の地表面温度 °K, °C
C <sub>1</sub> , C <sub>1</sub> *, C <sub>2</sub> *: 係数 式(31), (33), (34)	T <sub>0</sub> : 日没時の地表面および地中温度 °K, °C
c <sub>1</sub> : 土壌の比熱 kcal/kg°C	t: 時間 sec, hour
C <sub>y</sub> , C <sub>z</sub> : Suttonの拡散係数 式(10)	u: 速度 m/sec
D: 水蒸気の凝縮熱流束 kcal/m <sup>2</sup> sec	u <sub>0</sub> : 基準高度 z <sub>0</sub> における速度 m/ sec
En: 指数積分関数 式(19)	x, y, z: 座標 m 図1
e: 空気中の水蒸気の分圧 mb	y <sub>0</sub> : y方向の代表距離 m
F(x, y), F(x, z): 正規分布 式(1), (2)	z <sub>0</sub> : 基準高度 m
f <sub>1</sub> , f <sub>1</sub> *, f <sub>2</sub> *: 係数 式(50), (54)	γ <sub>1</sub> : 土壌の比重量 kg/m <sup>3</sup>
K <sub>1</sub> : 土壌の温度伝導度 m <sup>2</sup> /sec	γ <sub>s</sub> : 煙粒子の比重量 g/m <sup>3</sup>
L: 非燻煙時の放射熱流束 kcal/m <sup>2</sup> sec 式(26)	ΔT: 非燻煙時の温度降下量 °K, °C 式(49)
L*: 燻煙時の放射熱流束 kcal/m <sup>2</sup> sec 式(28)	ΔT*: 燻煙時の温度降下量 °K, °C 式(52)
l: 着目点間の距離 m	

$\Delta T_{\text{Ref}}$ : 基準条件下での $\Delta T$  °K, °C  
式(65)

$\delta T_0$ :  $\Delta T_{\text{Ref}}$ の $T_0$ による補正係数  
式(63)

$\phi_B$ :  $\Delta T_{\text{Ref}}$ のBによる補正係数  
式(64)

$\delta_w$ : 煙粒子層の透過率 式(21)

$\epsilon_r$ : 夜間大気放射率 式(17)

$\epsilon_R$ : 煙粒子層の反射率 式(18)

$\epsilon_s$ : 煙粒子層の放射率 式(19)

$\Pi$ : 相似変数 式(39)

$\sigma$ : Stefan-Boltzmann  
定数 $=1.356 \times 10^{-11} \text{kcal/m}^2 \text{°K}^4 \text{sec}$

$\sigma_n$ :  $C^*_{\text{Ref}}$ のnによる補正係数 式(59)

$\sigma_{n, \text{Ref}}$ : 基準条件下での $\sigma_n$  式(60)

$\sigma_y, \sigma_z$ : 標準偏差 式(19)

$\tau$ : 光学距離

$\tau_0$ : 煙粒子層の鉛直方向の光学距離

$\Phi$ : 農地の保温効率 式(55)

$\Phi_{\tau_0}$ :  $\tau_0$ による $\Phi$ の値 式(67)

$\Phi_{\text{Ref}}$ : 基準条件下における $\Phi$  式(71)

$\phi_t$ :  $\Phi_{\text{Ref}}$ のtによる補正係数 式(68)

$\phi_{T_0}$ :  $\Phi_{\text{Ref}}$ の $T_0$ による補正係数 式(69)

$\phi_B$ :  $\Phi_{\text{Ref}}$ のBによる補正係数 式(70)

$\phi$ : 地表面の法線と着目点の方向のなす角 rad

添字

\*: 燻煙時 Ref: 基準値 1: 土壌

I: 計算値 II: 図による値

## 2. 基礎方程式

### 2.1 座標系と解析条件

座標系を図1に示す。燻煙は $x=y=z=0$ において行なう。なお、煙粒子の拡散はおもに大気状態により定まり、農地内部の温度の変化は農地の物性および利用状態により定まるので、おのおの独立した現象として取扱い、両者は煙粒子および大気から地表面への放射熱伝達により結びつくものとして解析を行なう。

#### (i) 煙粒子の拡散に関する解析条件

① 農地は平坦地であり、風速は一定とする。

煙粒子は地上に置かれた点源から連続的に一定量大気中へ供給されるものとする。煙粒子の浮力、重力による移動はなく、また煙粒子の地表面での吸着および空中水分の吸着もここでは考えないものとする。したがって、煙粒子濃度分布の時間的な変化はない。

② 大気は主流方向(x)にのみ速度 $u(z)$ をもつ。また、この方向では濃度差による煙粒子の拡散はないものとし、流れによってのみ運

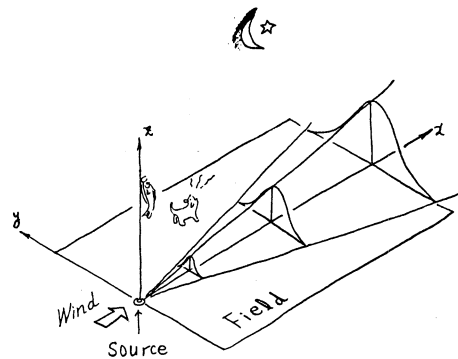


図1 座標系



搬されるものとする。主流に直角方向 ( $y, z$ ) の濃度分布は拡散方程式の解である正規分布に従うものとする。ただし、拡散の速度は標準偏差を用い表現し、またその値は主流方向の距離および大気状態の関数とする。

- ③ 煙粒子の温度は、煙煙を施さない地面の温度と同一の値をとり過渡変化を行なうものとする。したがって、煙の発生時に放出される熱による農地の加熱効果はここでは考えず、単に煙粒子による放射熱遮蔽効果のみを解析の対象とする。

### (ii) 農地内部での熱伝達に関する条件

- ① 熱伝導は鉛直方向 ( $z$ ) のみを考え、物性値は一定とする。  
 ② 日没時での地中温度は地表面温度と同一とし、また近似的に地表面での熱流束の変化は少ないものとする。ただし、導かれた地表面温度を示す式においては、熱流束は周囲の状態により変化するものとする。

### (iii) 大気および煙粒子と地表面との熱伝達に関する解析条件

- ① 大気および煙粒子と地表面との熱交換は放射熱伝達によってのみ行なわれるとする。  
 ② 大気および煙粒子はある時間にある温度で地表面と熱平衡状態にあるものとする。また、放射熱流束の水平方向 ( $x, y$ ) での変化は少ないものとする。  
 ③ 地表面は熱放射に対し黒体であり、地表面の面積は鉛直方向からみた値とする。煙粒子は灰色放射性流体とし、煙粒子層を通る放射線は煙粒子の鉛直方向の積算した濃度に比例し減衰するものとする。なお、放射物性値は近似的に日没時の条件によるものとする。

## 2. 2 基礎方程式

### (i) 煙粒子の濃度分布 $C(x, y, z)$ および鉛直方向積算濃度 $C^*(x, y)$

煙粒子濃度の空間分布は、ばい煙の拡散推定に広く用いられているブルーム式<sup>3),4)</sup>を煙煙の場合に適用し求める。主流に直角方向の煙粒子の濃度の分布の割合  $F(x, y)$ ,  $F(x, z)$  は  $\sigma_y(x)$ ,  $\sigma_z(x)$  をおのおの  $y, z$  方向の標準偏差とすると次の正規分布 (ガウス分布) 関数により示される。

$$F(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_y(x)} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2(x)}\right) \quad (1)$$

$$F(x, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_z(x)} \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_z^2(x)}\right) \quad (2)$$

任意の空間 ( $x, y, z$ ) における煙粒子の濃度  $C(x, y, z)$  は次式として表わせる。

$$C(x, y, z) = CF(x, y)F(x, z) \quad (3)$$

$$(4)$$

ここで、 $C'$ は煙粒子の保存則から求められる。すなわち、煙煙量を $Q_0$ 、風速を $u(z)$ とすると次式を得る。

$$Q_0 = \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} C' u(z) F(x, y) F(x, z) dy dz \quad (4)$$

したがって、 $C'$ は次式として表わされる。

$$C' = (Q_0/u_0) / \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left( \frac{u(z)}{u_0} \right) F(x, y) F(x, z) dy dz \quad (5)$$

また、 $C''$ を次式とし、式(5)を書き直すと式(7)を得る。

$$C'' = \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left( \frac{u(z)}{u_0} \right) F(x, y) F(x, z) dy dz \quad (6)$$

$$C' = (Q_0/u_0) / C'' \quad (7)$$

なお、速度 $u(z)$ を一定値 $U$ とおくと  $\int_{-\infty}^{+\infty} F(x, y) dy = 1$ ,  $\int_0^{+\infty} F(x, z) dz = 1/2$

より $C'' = 1/2$ となり、 $C' = 2Q_0/U$ を得る。これを式(4)に代入するとSuttonの式となる。以上の諸式により煙粒子の濃度分布は次式となる。

$$C(x, y, z) = \frac{Q_0}{u_0 C''} \frac{1}{2\pi\sigma_y(x)\sigma_z(x)} e^{-\left(\frac{y^2}{2\sigma_y^2(x)} + \frac{z^2}{2\sigma_z^2(x)}\right)} \quad (8)$$

ここで、 $\sigma_y(x)$ 、 $\sigma_z(x)$ は主流に直角方向の煙粒子の拡散を規定する値であり、乱流場を考慮した次の実験式により示されるものとする。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_y(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}} C_y x^{(1-\frac{n}{2})} \\ \sigma_z(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}} C_z x^{(1-\frac{n}{2})} \end{aligned} \right\} (9)$$

ここで、 $n$ は大気不安定度パラメータであり、 $C_y$ 、 $C_z$ はSuttonの拡散係数である。 $C_y$ 、 $C_z$ は高度10m以下の接地気層内では次と表わされる。

$$\left. \begin{aligned} C_z &= \exp\{5.53(n+0.6)^2 - 4.39(n+0.6) - 1\} \\ C_y &= 0.58C_z \end{aligned} \right\} (10)$$

また、風速 $u(z)$ は高度10m( $z_0$ )での風速を $u_0$ とすると次式で表わされるものとする。

$$u(z) = u_0 \left( \frac{z}{z_0} \right)^{\frac{n}{2-n}} \quad (11)$$

ここで次式で定義する濃度 $C^*(x, y)$ を鉛直方向積算濃度と呼び、地表面との放射熱伝達に関する煙側の代表特性値とする。なお、以上から $C''$ は $x$ と $n$ の関数となる。

$$\begin{aligned} C^*(x, y) &= \int_0^{+\infty} C(x, y, z) dz \\ &= \int_0^{+\infty} \left( \frac{Q_0}{u_0} \right) \frac{1}{C''(x, n)} F(x, y) F(x, z) dz \\ &= \frac{1}{2} \left( \frac{Q_0}{u_0} \right) \frac{1}{C''(x, n)} F(x, y) \end{aligned} \quad (12)$$

(ii) 地表面の温度  $T(x, y, t)$

地中の温度分布の過渡変化を示す微分方程式、初期および境界条件は次と表わされる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = K_1 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (13)$$

$$T_{t=0} = T_0 \quad (14)$$

$$-\gamma_1 c_1 K_1 \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} = L - A - D \quad (15)$$

ここで、 $t$ は日没時を基点とした時間、 $T_0$ は日没時の地表面および地中温度である。また、 $L$ は(夜間)放射の熱流束、 $A$ は大気の渦拡散による熱流束、 $D$ は水蒸気の凝縮熱流束を示している。 $A=D=0$ とおき、 $L$ に対し前述の条件を適応すると式(13)～式(15)の解は次式となる。

$$T = T_0 - \frac{2L}{\sqrt{\pi} \rho_1 c_1 \sqrt{K_1}} \sqrt{t} \quad (16)$$

ただし、これ以降 $L=L(x, y, t)$ とする。

(iii) 放射の熱伝達量  $L(x, y, t)$

① 夜間大気の放射熱量  $R_1(T, e(T_0))$

夜間は地表面が熱源となるため、大気が熱平衡状態にあるとすると、大気から地表面へのみかけの放射熱量は、地表面を放射熱の熱源とする、大気層による反射熱と、大気層の温度に関連した放射熱伝達量の和となる。したがって、地表面温度を代表温度として、大気層の夜間の放射率が測定されてきている。代表的なものとしてはÅngström, Elsasser, Bruntによる実験公式<sup>5)</sup>があるが、ここでは良く現象と合うとされているBruntによる次式を用い、係数 $a_R, b_R$ を山本による値とする。

$$R_1/\sigma T^4 \equiv \epsilon_f = a_R + b_R \sqrt{e} \quad (17)$$

ここで、 $a_R=0.51$ 、 $b_R=0.066$ である。 $e$ は(飽和)水蒸気圧(mb)を示し、近似的に日没時での値 $e(T_0)$ とする。

### ② 煙粒子層の放射熱量 $R_2$ (T, C\*)

地表面から煙粒子層へ放射された熱の一部は煙粒子層に吸収され、同一吸収場所から同一吸収量が再放射されて、その一部は再び地表面へ戻り吸収される。この割合は煙粒子層のみかけ上の反射率とみなすことができる。その値 $\epsilon_R$ は煙粒子層の鉛直方向の光学距離を $\tau_0$ とするとき、次式により求められる。

$$R_2/\sigma T^4 \equiv \epsilon_R$$

$$= \int_0^{\tau_0} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\tau}}{\pi l^2} \cos \phi \, dy \, dx \right\} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\tau}}{4\pi l^2} \cos \phi \, dy \, dx \right\} d\tau \quad (18)$$

$$= \int_0^{\tau_0} E_2(\tau) \, d\tau \quad (18')$$

ここで、 $E_2(\tau)$ は指数積分関数<sup>6)</sup>で次式により定義され、式(19')より求められる。

$$E_n(\tau) = \int_0^1 \mu^{n-2} \exp(-\tau/\mu) \, d\mu \quad (n=1, 2, \dots) \quad (19)$$

$$\left. \begin{aligned} E_1(\tau) &= -\gamma_0 - \ln|\tau| + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \frac{\tau^n}{n \cdot n!} \\ nE_{n+1}(\tau) &= \exp(-\tau) - \tau E_n(\tau) \\ \gamma_0 &= 0.5772156 \quad (\text{Euler の定数}) \end{aligned} \right\} (19')$$

### ③ 煙粒子層から地表面への放射熱量 $R_3$ (T, C\*)

煙粒子層から地表面への放射熱量は煙粒子層のみかけの放射率を $\epsilon_s$ とするとき次式により求められる。

$$R_3/\sigma T^4 \equiv \epsilon_s$$

$$= 4 \int_0^{\tau_0} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\tau}}{4\pi l^2} \cos \phi \, dy \, dx \right] d\tau \quad (20)$$

$$= 2 \int_0^{\tau_0} E_2(\tau) \, d\tau \quad (20')$$

④ 煙粒子層を透過する放射熱量 $R'_4(T, C^*)$ 

煙粒子層の透過率 $\delta_w$ は次式として表わされる。

$$R'_4/\sigma T^4 \equiv \delta_w$$

$$= \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\tau}}{\pi l^2} \cos^2 \phi \, dy dx \right]_{\tau_0} \quad (21)$$

$$= 2E_3(\tau_0) \quad (21')$$

$$\approx e^{-1.8\tau_0} \quad (22)$$

⑤ 煙粒子層のみかけ上の鉛直方向の光学距離 $\tau_0(a\gamma_s, C^*)$ 

煙粒子の層に鉛直に入射した(赤外)放射線は煙粒子の濃度, すなわち積分濃度に比例して減衰し, 煙粒子層を灰色体とみなすと透過率 $\delta_w$ は次式と表わされる。

$$\delta_w = e^{-a\gamma_s C^*} \quad (23)$$

したがって, 式(21')と式(23)との比較および式(22)と式(23)との比較により $\tau_0$ は次となる。

$$\tau_0 = E_3^{-1} \left( \frac{e^{-a\gamma_s C^*}}{2} \right) \quad (24)$$

$$\approx a\gamma_s C^*/1.8 \quad (25)$$

ここで,  $a$ は煙粒子層の放射減衰係数(質量吸収係数),  $\gamma_s$ は煙粒子の比重量,  $C^*$ は式(12)より求められる煙粒子の鉛直方向積算濃度を示す。なお,  $a$ は煙粒子の大きさや煙粒子構成物質の赤外線吸収特性により異なる値をとる。

⑥ 放射熱流束 $L(T, T_0, t)$ ,  $L^*(T, T^*, T_0, C^*, t)$ 

①~④において求めた放射熱量 $R$ を整理すると次の放射熱流束 $L$ ,  $L^*$ を得る。ここで,  $*$ は煙煙時の値であることを示す。

(a) 煙煙を施さない場合 $L(T, T_0, t)$

$$L = R_0 - R_1 = (1 - \epsilon_f) R_0 \quad (26)$$

ここで,  $R_0$ は煙煙を施さない地表面(温度 $T(t)$ )からの放射熱量であり, 次式による。

$$R_0 = \sigma T^4(t) \quad (27)$$

(b) 煙煙を施す場合 $L^*(T, T^*, T_0, C^*, t)$

$$L^* = R_0^* - R_2^* - R_3 - R_4 = (1 - \epsilon_R) R_0^* - (\epsilon_s + \delta_w \epsilon_f) R_0 \quad (28)$$

なお、系の条件からすると  $R_4 = \epsilon_f \delta_w \left\{ \epsilon_s R_0 + (\epsilon_R + \delta_w) R_0^* \right\} / (1 - \epsilon_f \epsilon_R) + \epsilon_f \epsilon_f R_0 R_0$  となるが、燻煙を行なう領域は狭いことを考え、右辺第1項に対しては  $\epsilon_s = \epsilon_R = 0$ ,  $\delta_w = 1$ ,  $R_0^* = R_0$  とおき、第2項には一般に  $\epsilon_R$  は大きな値とならないことから  $\epsilon_f \epsilon_R = 0$  とおき、 $R_4 = \epsilon_f R_4 = \epsilon_s \delta_w R_0$  としている。ここで、 $R_0^*$  は次式による。

$$R_0^* = \sigma T^{*4}(t) \quad (29)$$

#### (iv) 地表面温 T の算出

時間  $t$  後の地表面温度  $T(t)$ ,  $T^*(t)$  は式(16)と式(26), (28)から次となる。

##### (a) 燻煙を施さない場合

$$C_1 T^4 + T - T_0 = 0 \quad (30)$$

ここで、係数は次式による。

$$C_1 = (1 - \epsilon_f) \sigma B \sqrt{t} \quad B = 2 / (\sqrt{\pi} \gamma_1 c_1 \sqrt{K_1}) \quad (31)(31')$$

##### (b) 燻煙を施す場合

$$C_1^* T^{*4} + T^* - C_2^* = 0 \quad (32)$$

ここで、係数は次式による。また、 $T$  は式(30)の解とする。

$$C_1^* = (1 - \epsilon_R) \sigma B \sqrt{t} \quad (33)$$

$$C_2^* = (T_0 + \epsilon_s + \epsilon_f \delta_w) B \sqrt{t} \sigma T^4 \quad (34)$$

これらの4次方程式の題意に適した解が求める地表面温度である。

#### (v) 相似変数 $\Pi$

従属変数  $T^*$  は次と表わされる。

$$T^* = T^*(x, y, t; C^*, L^*, T_0, B) \quad (35)$$

ここで、 $x, y, t$  は独立変数であり、 $C^*, L^*$  は次と表わされる。

$$C^* = C^*(x, y; Q_0/u_0, u) \quad (36)$$

$$L^* = L^*(x, y, t; T_0, a\gamma_s, C^*, B) \quad (37)$$

したがって、 $T^*$ は次と表わされる。

$$T^*(x, y, t; Q_0/u_0, a\gamma_s, B) \quad (38)$$

ここでいくつかの無次元数を導入できるが、系の状態を示す相似変数として重要なものは次式で示す $\Pi$ である。

$$\Pi \equiv \left( \frac{\kappa_0}{u_0 y_0} \right) (a \gamma_s) \quad (39)$$

$\Pi$ は図2に示すような流れを考えると、 $(Q_0/u_0)$ が流れを横切る斜線を示し、 $y$ 方向の代表長さを $y_0$ (ここでは点源からの煙の発生を考えているので単位長さ、すなわち1とする)とすると鉛直方向の代表長さ $z^*$ は $\left( \frac{Q_0}{u_0 y_0} \right)$ となり、この方向は放射熱伝達を考える代表方向と一致し、また $a\gamma_s$ は煙粒子層の放射吸収(減衰)係数を意味し、両者の積は流れ場における放射性流体の代表光学距離とみなすことができる。すなわち、 $\Pi$ は濃度場と放射熱伝達場を結ぶ変数であり、 $n$ が一定、すなわち大気の状態が一定のとき、濃度場と放射熱伝達場は $\Pi$ によって一義的に性格づけられ、 $\Pi$ は相似変数とみなされる。したがって、 $T^*$ は次と表わされ、耕地微気象を設定した場合には式(41)と書かれる。

$$T^* = T^*(x, y, t; \Pi, n, T_0, B)$$

$$\text{ただし、} C^* = C^*(x, y; Q_0/u_0, n) \quad (40)$$

$$T^* = T^*(x, y, t; \Pi, T_0, B)$$

$$\text{ただし、} C^* = C^*(x, y; Q_0/u_0) \quad (41)$$

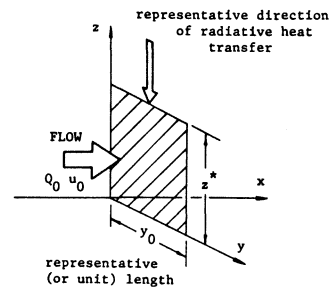


図2 煙粒子層の代表長さ $z^*$

### 3. 計算例とその検討

大気状態を平穩，晴天 ( $n=0.25$ ) とした場合の計算例を示す。代表例としては，日没時の地表温度  $T_0=15^\circ\text{C}$ ，土を普通の裸地  $B=3.70^\circ\text{K m}^2\text{sec}^{1/2}\text{kcal}$  とし，煙煙量は努力目標として多目の  $Q_0/u_0=1.0\text{ m}^2$ ， $a\gamma_s$  は古タイヤの燃焼時を想定し  $a\gamma_s=5.0$  すなわち  $\Pi=5.0$  とする。なお，式 (41) の  $T_0$ ， $B$  はパラメータとし， $T_0=5, 10^\circ\text{C}$ ， $B=1.85^\circ\text{K m}^2\text{sec}^{1/2}/\text{kcal}$  (水分を多く含む土壌)， $7.40^\circ\text{K m}^2\text{sec}^{1/2}/\text{kcal}$  (乾燥した砂地) とする。

#### 3. 1 煙粒子の濃度分布

煙粒子の濃度分布を図3に示す。煙煙源 ( $x=0$ ， $y=0$ ) 近傍および源の下流側近傍 ( $y=0$ ) での  $C^*$  は高い値をとるが，この領域を離れると  $C^*$  の値は急激に低くなる。4-2において述べるが，煙粒子層の光学距離  $\tau_0$  は  $10^{-2}$  以上でなければ保温効果はあまり無く，とくに  $\tau_0=5 \times 10^{-2} \sim 10^0$  の範囲では保温効果の増加は著しいが，これ以上の値では濃度の増加ほどには保温効果の増加は期待できない。(  $\tau_0$  を式 (25) を用いて  $C^*$  に換算すると， $\tau_0=10^{-2}$  で  $C^*=0.0035\text{ m}^3/\text{m}^2$ ， $\tau_0=5 \times 10^{-2}$  で  $C^*=0.018\text{ m}^3/\text{m}^2$ ， $\tau_0=10^0$  で  $C^*=0.36\text{ m}^3/\text{m}^2$  を得る。) したがって，作柄に対し固有の霜害危険温度以上の高温での過剰な保温よりは，その温度付近に地表面温度を保つことが重要であり，人為的に  $C^*$  の分布を変え，必要な濃度に分布を制御することが，煙煙を有効に利用する上で必要なことである。

#### 3. 2 放射熱伝達に関する特性値

夜間の大気層のみかけ上の放射率  $\epsilon_f$  を図4に示す。また，煙粒子層のみかけ上の反射率  $\epsilon_R$ ，放射率  $\epsilon_s$  および透過率  $\delta_w$  を図5に示す。

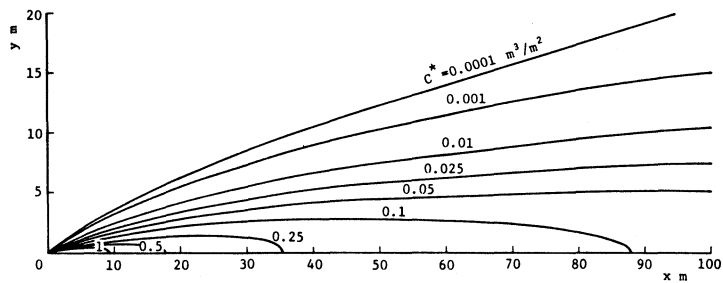


図3 煙粒子層の鉛直方向積算濃度の分布



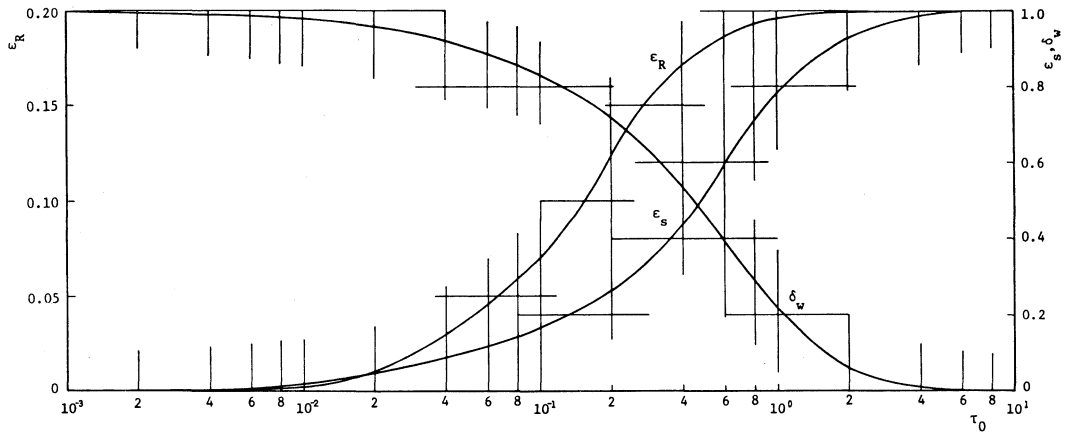


図5 煙粒子層のみかけ上の反射率 $\epsilon_R$ , 放射率 $\epsilon_S$ , 透過率 $\delta_w$

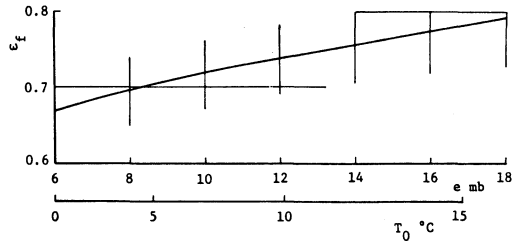
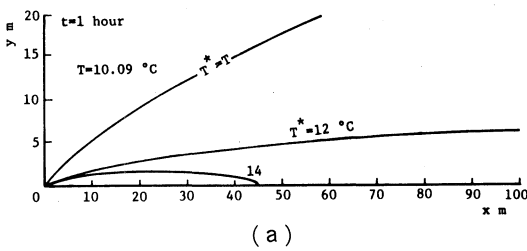
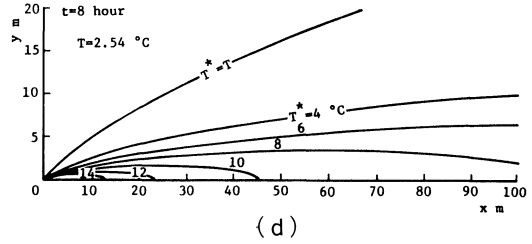
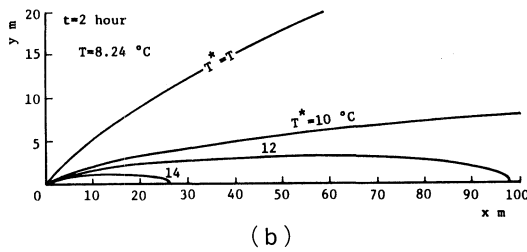
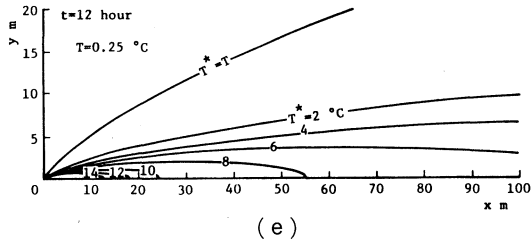
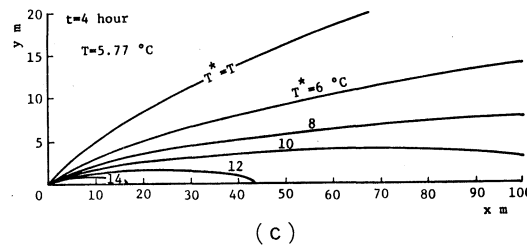


図4 大気層の夜間のみかけ上の放射率 $\epsilon_f$



(a)

(b)



(c)

(d)

図6 地表面温度の経時変化

### 3. 3 地表面の温度分布

#### (1) 経時変化

代表例についての経時変化を図6に示す。燻煙を施さない場合には、日没2時間位で地表面温度は急激に低下し、また12時間後には $0^{\circ}\text{C}$ 近傍にまで低下する。これに対し、燻煙粒子濃度の高い燻煙源のすぐ下流ではほとんど温度の低下はみられない。また、たとえば霜害危険温度が $6^{\circ}\text{C}$ であるとすると、12時間後のその温度の領域は幅約6m、長さ100m以上となり、燻煙を行なう燻煙源の間隔は6m程度とするとよいことがわかる。一方、図3との比較から、12時間後に $6^{\circ}\text{C}$ に保つには、煙粒子濃度が約 $0.07\text{ m}^3/\text{m}^3$ 以上であれば良いことがわかり、それ以上の濃度は過剰であり、その煙粒子を低濃度側へ移動せしめると、霜害危険温度程度の領域を広げることができる。

#### (ii) 日没時の地表面温度による差異

$T_0$ の違いによる12時間後の地表面の温度分布の差異を図7に示す。同図(a)は $T_0=7.5^{\circ}\text{C}$ 、同図(b)は $T_0=0^{\circ}\text{C}$ の場合の結果であり、他の条件は代表例において設定した値と同一である。 $T_0$ の低い場合の方が、日没時からの温度差が大きく、また保温効果も低い。しかし、本計算例の範囲では $T_0$ の違いによる温度差および保温効果の差異は少ない。

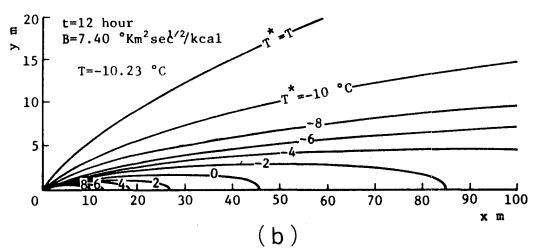
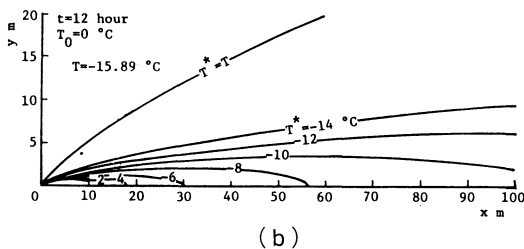
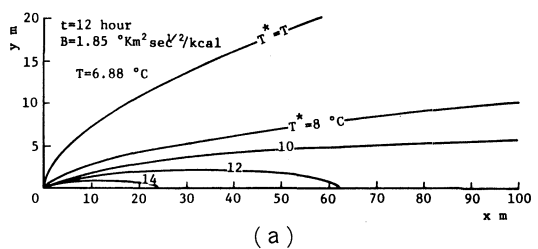
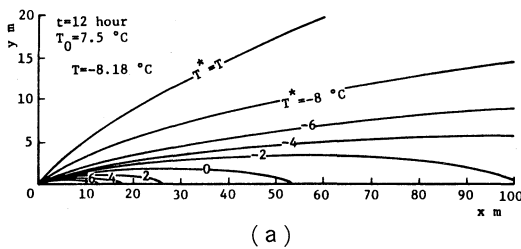


図7 日没時の地表面温度による差異

図8 土壤の熱物性値による差異

## (iii) 土壤の熱物性値による差異

Bの違いによる12時間後の地表面の温度分布の差異を図8に示す。同図(a)は $B=1.85^{\circ}\text{K m}^2\text{sec}^{1/2}\text{kcal}$ 、同図(b)は $B=7.40^{\circ}\text{K m}^2\text{sec}^{1/2}\text{kcal}$ を示し、前者は湿った土壤、後者は乾いた土壤を示す。燻煙の有無にかかわらず地表面温度は(図16および)式(16)からBすなわち $\frac{2}{\sqrt{\pi} \rho_1 c_1 \sqrt{K_1}}$ にほぼ比例して変化することがわかる。したがって、土壤の熱物性値の正確な推定は、一般的な霜害の推定および燻煙の有効な利用上からも重要である。

## 4. 燻煙による保温効果の近似的な推定方法

第2章で示した基礎方程式は小型の計算機を用い数値計算を行なうことができず実用的ではないので、本章では近似式による保温効果の推定方法と図による推定方法を示す。

## 4. 1 近似式による保温効果の推定

## (i) 燻粒子濃度に関する近似式

接地気層内の速度分布を図9に示す。地表面( $z/z_0=0$ )近傍を除き $u(z)/u_0$ はほぼ1となる。したがって、ここでは $u(z)/u_0=1$ 、すなわち $C''=1/2$ と近似する。このとき、式(12)は次式となる。

$$C^*(x, y) = \left( \frac{Q_0}{u_0} \right) \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_y(x)} \exp\left( -\frac{y^2}{2\sigma_y^2(x)} \right) \quad (42)$$

ここで、 $\sigma_y(x)$ は式(9)および式(10)より計算される。

## (ii) 放射特性値の近似式

夜間大気層の放射率 $\epsilon_f$ は式(17)、燻粒子層の透過率 $\delta_w$ は式(23)、煙粒子層の光学距離 $\tau_0$ は式(25)より計算し、煙粒子層の放射率 $\epsilon_R$ および放射率 $\epsilon_S$ は次の多項式により近似する。

$$\epsilon_R(\tau_0) = \exp(\tau_{01}) - 10^{-6} \quad (43)$$

$$\epsilon_S(\tau_0) = \exp(\tau_{03}) - 10^{-6} \quad (44)$$

ただし、 $\tau_{01}$ 、 $\tau_{03}$ は次による。

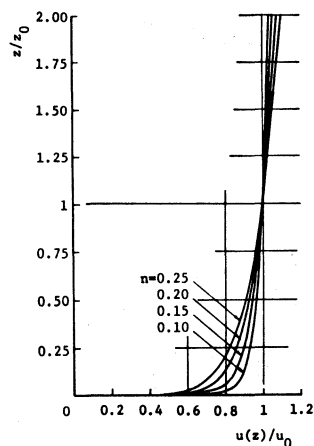


図9 気流の速度分布

$$\begin{aligned} \tau_{01} &= -1.6278 \\ &+ 1.3544 \times 10^{-1} \times \tau_{02} - 1.5416 \times 10^{-1} \times \tau_{02}^2 \\ &- 5.8505 \times 10^{-3} \times \tau_{02}^3 + 1.2117 \times 10^{-3} \times \tau_{02}^4 \\ &+ 1.3552 \times 10^{-4} \times \tau_{02}^5 + 3.9760 \times 10^{-6} \times \tau_{02}^6 \\ \tau_{02} &= \log_e (\tau_0 + 10^{-6}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tau_{03} &= -3.2274 \times 10^{-1} \\ &+ 4.2168 \times 10^{-1} \times \tau_{04} - 1.0255 \times 10^{-1} \times \tau_{04}^2 \\ &- 6.6243 \times 10^{-3} \times \tau_{04}^3 - 7.0059 \times 10^{-4} \times \tau_{04}^4 \\ &- 1.2245 \times 10^{-4} \times \tau_{04}^5 - 4.6866 \times 10^{-6} \times \tau_{04}^6 \\ &+ 1.6380 \times 10^{-7} \times \tau_{04}^7 - 1.3135 \times 10^{-8} \times \tau_{04}^8 \\ &- 1.3139 \times 10^{-9} \times \tau_{04}^9 \\ \tau_{04} &= \log_e (\tau_0 + 10^{-6}) \end{aligned}$$

## (iii) 地表面温度の算出に関する近似式

地表面温度は式(30), (32)の4次方程式を解くことにより求められるが, 実用的ではないので, 温度  $T$ ,  $T^*$  に線型化を施し簡略化する。時間  $t$  後の温度降下量を次式に示す  $\Delta T(t)$  とし,  $T^*$  を Maclaurin 展開し, 一次の項までをとると式(47)を得る。

$$\Delta T(t) \equiv T_0 - T(t) \quad (45)$$

$$T^4 = (T_0 - \Delta T)^4 = T_0^4 (1 - \Delta T/T_0)^4 \quad (46)$$

$$\approx T_0^3 (T_0 - 4\Delta T) \quad (47)$$

## (a) 燻煙を施さない場合

放射熱流束  $L$  は次式と近似できることから,  $\Delta T$  は式(49)と表わされる。

$$L = (1 - \epsilon_r) \sigma T_0^3 (T_0 - 4\Delta T) \quad (48)$$

$$\Delta T = \frac{f_1 T_0 \sqrt{t}}{1 + 4f_1 \sqrt{t}} \quad (49)$$

ここで,  $f_1$  は次の値をとる。

$$f_1 = B(1 - \epsilon_r) \sigma T_0^3 \quad (50)$$

## (b) 燻煙を施す場合

放射熱流束  $L^*$  は次式と近似できることから, 燻煙時の温度降下量  $\Delta T^*(t)$  は式(53)と表わさ

れる。

$$L^* = (1 - \epsilon_R) \sigma T_0^3 (T_0 - 4\Delta T^*) - (\epsilon_s + \epsilon_f \delta_w) \sigma T_0^3 (T_0 - 4\Delta T) \tag{51}$$

$$\Delta T^* \equiv T_0 - T^*(t) \tag{52}$$

$$= \frac{T_0 (f_1^* - f_2^* + \frac{4f_1 f_2^* \sqrt{t}}{1 + 4f_1 \sqrt{t}}) \sqrt{t}}{1 + 4f_1^* \sqrt{t}} \tag{53}$$

ここで、 $f_1^*$ 、 $f_2^*$ は次の値をとる。

$$\left. \begin{aligned} f_1^* &= B(1 - \epsilon_R) \sigma T_0^3 \\ f_2^* &= B(\epsilon_s + \epsilon_f \delta_w) \sigma T_0^3 \end{aligned} \right\} \tag{54}$$

なお、式(47)の近似による打ち切り誤差は第3章の計算範囲内で最大約-0.86%程度である。

ここで、燻煙による保温効果の程度を示すため、次式により農地の保温効率(温度基準) $\Phi$ を定義すると、以上の諸式により $\Phi$ は式(56)と表わされる。

$$\Phi(x, y, t; \tau_0(c^*), T_0, B) \equiv \frac{T^*(t) - T(t)}{T_0 - T(t)} = 1 - \frac{\Delta T^*}{\Delta T} \tag{55}$$

$$= 1 - \left( \frac{1 + 4f_1 \sqrt{t}}{1 + 4f_1^* \sqrt{t}} \right) \left( \frac{1 - \epsilon_R}{1 - \epsilon_f} - \frac{\epsilon_s + \epsilon_f \delta_w}{1 - \epsilon_f} + \frac{4f_2^* \sqrt{t}}{1 + 4f_1 \sqrt{t}} \right) \tag{56}$$

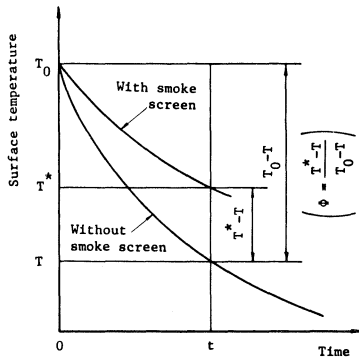


図10 農地の保温効率 $\Phi$

$\Phi$ は図10に示すように、燻煙を施さない地表面のt時間後の温度降下量( $T_0 - T(t)$ )のうち何パーセントが燻煙により保温されているかを示す値であり、0の場合には燻煙の効果は全く無く、燻煙を施さない地表面温度と同一温度となることを意味し、100%の場合には保温効果は完全で、日没時の地表面温度のまま、何ら温度降下のないことを意味している。

#### 4. 2 図による保温効果の推定

煙粒子の濃度  $C^*(x, y; Q_0/u_0, n)$ , 非煙煙時の地表温度の降下量  $\Delta T(t; T_0, B)$  および保温効率  $\Phi(x, y, t; \tau_0, T_0, B)$  に対し, あらかじめある基準値 (添字 Ref) を定めておき, 時間  $t$ , 煙煙量  $Q_0/u_0$ , 大気不安定度パラメータ  $n$ , 日没時の地表面温度  $T_0$ , 土壌の熱物性値  $B$  による補正図を作成し, 基準値の補正を行ない, 設定した条件下での  $C^*$ ,  $\Delta T$ ,  $\Phi$  を求める。また, 煙粒子層の光学距離  $\tau_0(C^*, a\gamma_s)$  と  $C^*$  との関係については, 煙粒子層の放射吸収係数  $a\gamma_0$  を仲介とした変換図を作成し用いる。なお,  $\Delta T(t)$  と  $\Phi(x, y, t)$  を用いると煙煙を行なっている地表面の温度は容易に算出される。

##### (1) 保温効果の推定用補正式

(a) 煙粒子の濃度  $C^*(x, y; Q_0/u_0, n)$  について

$C^*_{\text{Ref}}$  を次式により補正し  $C^*$  とする。

$$C^*(x, y; Q_0/u_0, n) = C^*_{\text{Ref}}(x, y) \cdot \left( \frac{Q_0}{u_0} \right) \cdot \left( \frac{\sigma_n(x, y; n)}{\sigma_n(x, y)_{\text{Ref}}} \right) \quad (57)$$

ここで,  $C^*_{\text{Ref}}(x, y)$ ,  $\sigma_n(x, y, n)$ ,  $\sigma_n(x, y)_{\text{Ref}}$  は次式による。

$$C^*_{\text{Ref}}(x, y) = C^*(x, y; 1, 2.5) \quad (58)$$

$$\sigma_n(x, y; n) = \frac{1}{\sigma_y(x, n)} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y(x, n)}\right) \quad (59)$$

$$\sigma_n(x, y)_{\text{Ref}} = \sigma_n(x, y; 2.5) \quad (60)$$

ただし,  $n$  の影響については式(42)を導く場合に用いたのと同様の近似を用いている。

(b) 非煙煙時の地表面温度の降下量  $\Delta T(t; T_0, B)$  について

$\Delta T_t$  を次式により補正し  $\Delta T$  とする。

$$\Delta T(t; T_0, B) = \Delta T_t(t) \cdot \delta T_0(T_0) \cdot \delta_B(B) \quad (61)$$

ここで,  $\Delta T_t(t)$ ,  $\delta T_0(T_0)$ ,  $\delta_B(B)$  は次式による。

$$\Delta T_t(t) = \Delta T(t; 283, 3.5) \quad (62)$$

$$\delta T_0(T_0) = \Delta T(12; T_0, 3.5) / \Delta T_{\text{Ref}} \quad (63)$$

$$\delta_B(B) = \Delta T(12; 283, B) / \Delta T_{\text{Ref}} \quad (64)$$

$$\Delta T_{\text{Ref}} = \Delta T(12; 283, 3.5) \quad (65)$$

(c) 燻煙による農地の保温効率  $\Phi(x, y, t; \tau_0, T_0, B)$  について  $\Phi_{\tau_0}$  を次式により補正し  $\Phi$  とする。

$$\Phi(x, y, t; \tau_0, T_0, B) = \Phi_{\tau_0}(\tau_0) \cdot \phi_t(t) \cdot \phi_{T_0}(T_0) \cdot \phi_B(B) \quad (66)$$

ここで、 $\Phi_{\tau_0}(\tau_0)$ 、 $\phi_t(t)$ 、 $\phi_{T_0}(T_0)$ 、 $\phi_B(B)$  は次式による。

$$\Phi_{\tau_0}(\tau_0) = \Phi(x, y, 12; \tau_0, 283, 3.5) \quad (67)$$

$$\phi_t(t) = \Phi(x, y, t; 5 \times 10^{-2}, 283, 3.5) / \Phi_{\text{Ref}}(x, y) \quad (68)$$

$$\phi_{T_0}(T_0) = \Phi(x, y, 12; 5 \times 10^{-2}, T_0, 3.5) / \Phi_{\text{Ref}}(x, y) \quad (69)$$

$$\phi_B(B) = \Phi(x, y, 12; 5 \times 10^{-2}, 283, B) / \Phi_{\text{Ref}}(x, y) \quad (70)$$

$$\Phi_{\text{Ref}}(x, y) = \Phi(x, y, 12; 5 \times 10^{-2}, 283, 3.5) \quad (71)$$

ただし、 $\tau_0$  の関数関係は、 $\tau_0(C^*(x, y; Q_0/u_0, n))$  であり、 $C^*$  からの変換は式(25)による。

(d) 農地の地表面温度  $T(t)$ 、 $T^*(x, y, t)$  の算出

非燻煙時の地表面温度  $T(t)$  および燻煙時の地表面温度  $T^*(x, y, t)$  は、以上の方法により算出された  $\Delta T(t)$  と  $\Phi(x, y, t)$  を用い次式により算出される。

$$T(t) = T_0 - \Delta T(t) \quad (72)$$

$$T^*(x, y, t) = T_0 - (1 - \Phi(x, y, t)) \cdot \Delta T(t) \quad (73)$$

(ii) 保温効果を推定するのに用いる基準値および補正値の図

$C^*_{\text{Ref}}(x, y)$  を図 11 に、 $\sigma_n(x, y, n)$  を図 12 に、 $\tau_0(C^*)$  を図 13 に、 $\Delta T_1(T)$  を図 14 に、 $\delta T_0(T_0)$  および  $\phi_{T_0}(T_0)$  を図 15 に、 $\phi_B(B)$  および  $\phi_B(B)$  を図 16 に、 $\Phi_{\tau_0}(\tau_0)$  を図 17 に示す。なお、基準値の算出に用いた諸量を表 1 にまとめて示す。

実用的な範囲内で補正量についてみると、 $n$  による補正量は  $x, y$  の値の小さな領域で大きく、また複雑である。 $T_0$  による補正量は少ないが、 $B$  による補正量は大きいことがわかる。

また、図 17 により、煙粒子層の光学距離  $\tau_0$  は  $10^{-2}$  程度以上でなければ保温効果はあまり無く、とくに  $\tau_0 = 5 \times 10^{-2} \sim 10^0$  の範囲内では  $\tau_0$  の増加に伴う保温効果の増加は著しいが、これ以上では  $\tau_0$  の増加ほどには保温効果を期待しえないことがわかる。これは放射性流体による熱遮蔽効果の大きな特徴であり、工学的にも利用し得る。

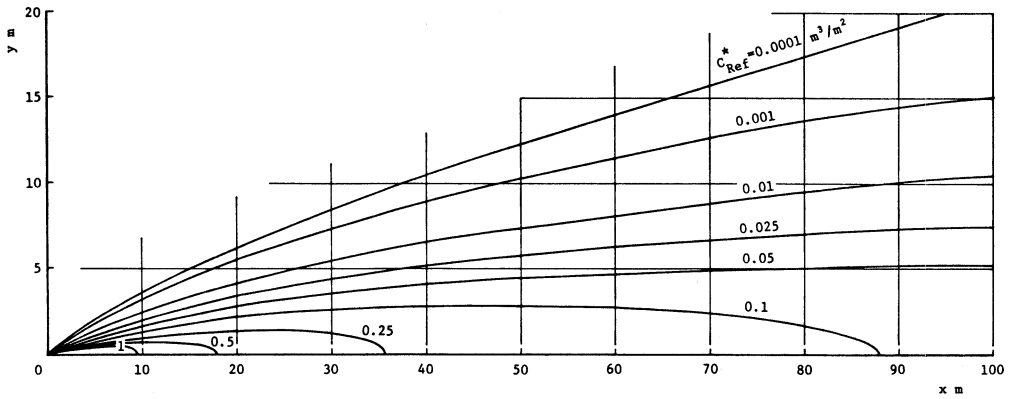


図 11 基準条件下での煙粒子の積算濃度の分布

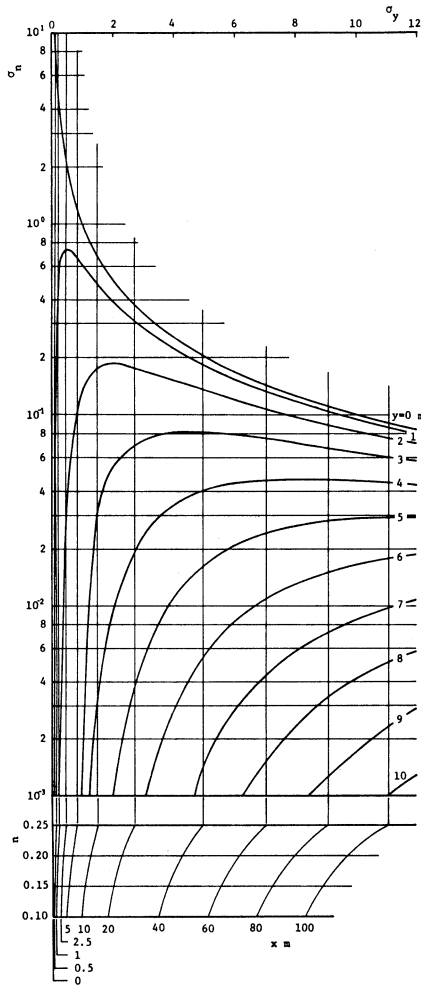


図 12  $C^*_{Ref}$  の安定度パラメータによる補正図

表 1 基準値 ( $Ref$ ) の算出に用いた値

$Q_0/u_0 = 1$ ( $m^3/sec$ )/( $m/sec$ )
$n = 0.25$
$t = 12$ hour
$\tau_0 = 5 \times 10^2$
$T_0 = 283$ °K ( $10$ °C )
$B = 3.5$ °K $^2$ sec $^{1/2}$ /kcal

表 2 古タイヤの燃焼時の組成および種々の煙の放射減衰係数

smoke particle content : 88 %w/w	smoke : 72 %w/w
ash content : 12 %w/w	soot : 16 %w/w
specific weight of smoke particle : $\gamma_s = 125$ g/m $^3$	
radiative absorption coefficient	
smoke of tobacco : $a = 0.034$ m $^2$ /g	
dead leaf : 0.039	
smoke candle : 0.044	
oily smoke : 0.049	

(iii) 保温効果の推定例

(a) 煙粒子の物性および燻煙量の例

古タイヤの小片 (断面 3.5 mm × 3.5 mm) を燃焼させた場合の組成を表 2 に示す。なお、同表には種々の煙の放射減衰係数  $a^2$  の値も併記しておく。



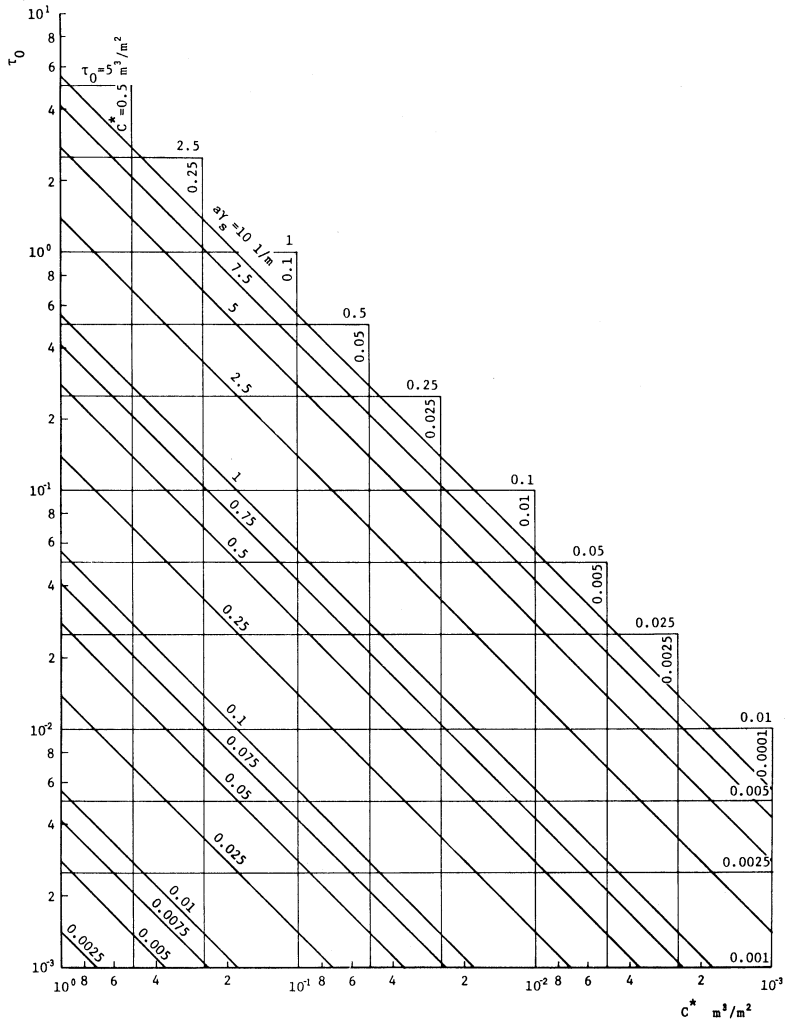


図 13 光学距離 $\tau_0$ と積算濃度 $C^*$ の関係

表 2 の値から、たとえば 5 kg の古タイヤを 1 時間で燃焼させた場合に発生する煙粒子量  $\Delta Q_0$  が算出され、 $\Delta Q_0 = 9.78 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{sec}$  となる。また、煙を油性媒とみなすと  $a\gamma_s = 6.13 \text{ l/m}$  となるが、タイヤの燃焼時に発生する煙は大きな粒子の煤を含み、また煤濃度も高いので、この値よりは高い値をとるものと考えられる。なお、 $\Pi$  の値はタイヤの本数を  $m$  本/hour とすると次式より算出される。

$$\Pi = m \times \left( \frac{\Delta Q_0}{u_0} \right) (a\gamma_s) \tag{74}$$

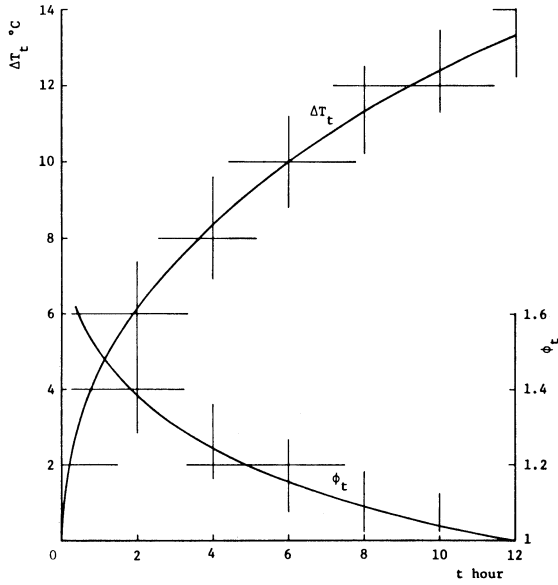


図14 非燻煙時の地表面温度の降下量 $\Delta T_c$ と基準条件下での $\Delta T_{Ref}$ の時間 $t$ による補正図

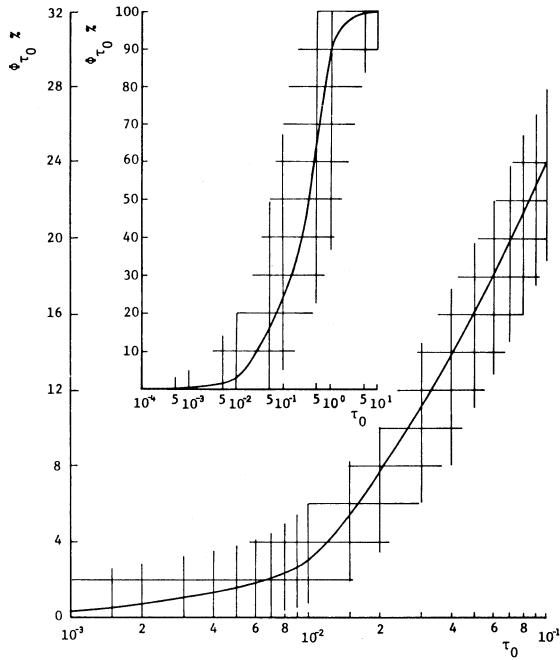


図17 光学距離 $\tau_0$ と農地の保温効果 $\Phi$ との関係

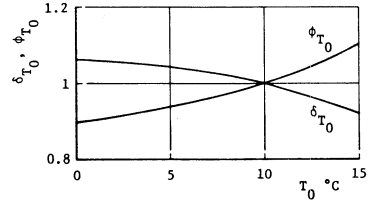


図15  $C^*_{Ref}$ と $\Delta T_{Ref}$ の日没時の地表面温度 $T_0$ による補正図

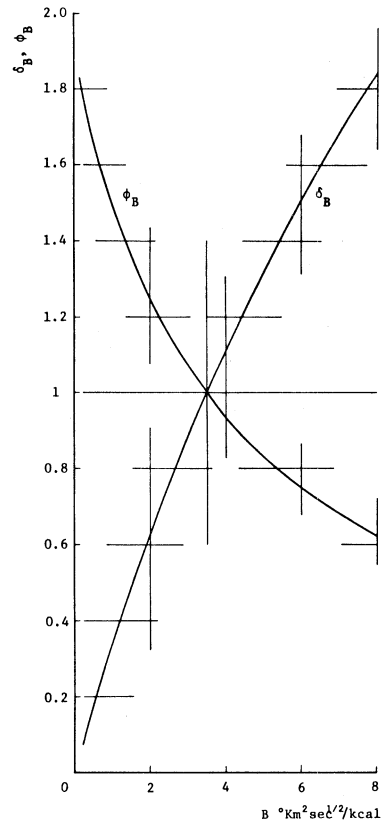


図16  $C^*_{Ref}$ と $\Delta T_{Ref}$ 土壤の熱物性値 $B$ による補正図

表3 図による農地表面温度の推定例

$T_0$	*K	288	288	288	288	288	288	288	288	288	288	288	288
$T_0$	-	$5 \times 10^3$	$5 \times 10^3$	$5 \times 10^3$	$5 \times 10^3$	$5 \times 10^3$	$5 \times 10^3$	$5 \times 10^3$	$5 \times 10^3$	$5 \times 10^3$	$5 \times 10^3$	$5 \times 10^3$	$5 \times 10^3$
B	$^{\circ}\text{Km}^2 \text{ sec}^2 / \text{kcal}$	1.5	1.5	1.5	5.5	5.5	5.5	1.5	1.5	1.5	5.5	5.5	5.5
c	hour	6	9	12	6	9	12	6	9	12	6	9	12
$\Delta T_t$	(Fig.14)	10.00	11.87	13.36	10.00	11.87	13.36	10.00	11.87	13.36	10.00	11.87	13.36
$\delta T_t$	(Fig.15)	0.9222	0.9222	0.9222	0.9222	0.9222	0.9222	0.9222	0.9222	0.9222	0.9222	0.9222	0.9222
$\delta_B$	(Fig.16)	0.4805	0.4805	0.4805	1.4177	1.4177	1.4177	0.4805	0.4805	0.4805	1.4177	1.4177	1.4177
$\Delta T_{II}$	(Eq.61)	4.43	5.26	5.92	13.07	15.52	17.47	4.43	5.26	5.92	13.07	15.79	17.63
$\Delta T_I$	(exact)	4.24	5.12	5.85	13.43	15.57	17.63	4.24	5.12	5.85	13.43	15.79	17.63
$\phi_{T_0}$	(Fig.17)	1.63	1.63	1.63	1.63	1.63	1.63	65.88	65.88	65.88	65.88	65.88	65.88
$\phi_{T_0}$	(Fig.14)	1.157	1.066	1	1.157	1.066	1	1.157	1.066	1	1.157	1.066	1
$\phi_{T_0}$	(Fig.15)	1.1039	1.1039	1.1039	1.1039	1.1039	1.1039	1.1039	1.1039	1.1039	1.1039	1.1039	1.1039
$\phi_B$	(Fig.16)	1.359	1.359	1.359	0.791	0.791	0.791	1.359	1.359	1.359	0.791	0.791	0.791
$\phi_{II}$	(Eq.66)	2.83	2.61	2.45	1.65	1.52	1.42	100.00	100.00	98.83	66.56	61.32	57.53
$\phi_I$	(exact)	2.70	2.57	2.47	1.70	1.52	1.40	100.00	97.54	94.29	67.55	61.20	56.70
$T_{II}$	(Eq.72) °C	10.57	9.74	9.08	1.93	-0.52	-2.47	10.57	9.70	9.08	1.93	-0.52	-2.47
$T_I$	(exact) °C	10.76	9.88	9.15	1.57	-0.79	-2.63	10.76	9.88	9.15	1.57	-0.79	-2.63
c	(error) %	-4.48	-2.73	-1.20	2.68	1.73	0.91	-4.48	-3.52	-1.20	2.68	1.71	0.91
$T_{II}^*$	(Eq.73) °C	10.70	9.88	9.23	2.15	-0.28	-2.22	15.00	15.00	14.93	10.63	9.00	7.58
$T_I$	(exact) °C	10.88	10.01	9.29	1.79	-0.55	-2.39	15.00	14.87	14.67	10.64	8.87	7.36
c	(error) %	-0.25	-2.54	-1.03	2.68	1.73	0.96	0.00	2.54	4.44	-0.07	0.82	1.25

$$\epsilon = (T_{II} - T_I) / \Delta T_I$$

第3章の計算例で用いた $\Pi = 5$ を得るには上式より $m = 16.7$ 本/hourとなる。したがって燻煙源の間隔を6m、燻煙時間を12時間とすると、1haの農地を第3章で例示しただけ保温するには約3,000本程度のタイヤの燃焼を必要とすることがわかる。この値は現実的ではなく、煙粒子の放射特性の改善、煙粒子の濃度分布の制御および大量の煙粒子を効率良く発生させる装置の開発などが必要である。

#### (b) 図による温度の推定例

煙粒子の濃度が既知であるとして光学距離 $\tau_0$ を与えた場合の、図による温度の推定例を表3に示す。ここで、添字Iは数値解析による値、添字IIは図による値であることを示している。なお、 $\tau_0$ が大きく、Bが小さい場合には $\Phi$ が1を越えることがあるが、これは主に $\epsilon_f$ の値に起因しており、系の簡略化に由来するものである。

## 5. あとがき

解析を容易にし、現象を明らかとするためいくつかの近似を用いたが、次にのべるいくつかの点が明らかとなったため、燻煙の実際への提言としてまてめておく。

- (1) 燻煙量はある値以下ではほとんど保温効果はなく、また高すぎてもその濃度に比例した効果は期待し得ない。したがって、作物の保温に必要な煙粒子濃度の最低量を推定し、その濃度程度に広域に煙を分配すべきである。また、煙は浮力によらずとも濃度拡散で鉛直

方向へより多く拡散する傾向がある。このため、鉛直方向への不必要な煙の拡散を防ぐことは有利である。

- (2) 煙の散逸を防ぐ意味から、防風柵などの設置が望まれる。
- (3) 日没直後の温度降下は燻煙を施せない場合にはかなり大きいので、燻煙作業は日没直後あるいはそれ以前から始めることが必要である。
- (4) 土壌の含水程度は夜間の地表面温度の変化に大きな影響を与える。したがって、地表面の温度低下を防ぐための土壌を湿められせおくことは有用である。
- (5) 燻煙による保温効率からみると日没時の温度による差異は少ない。しかし、土壌の熱物性値による差異は大きく、その見積りは重要である。
- (6) 濃度場と放射熱伝達場を結ぶ無次元数を導入した。この値が同一であれば系は同一の濃度場—温度場を持ち、燻煙作業中の条件の変化に対処するのに、有用な値となり、また燻煙の効果の理論的、実験的な整理に有用である。
- (7) 燻煙による保温効果を確かなものとするには、煙粒子の放射特性の改善とともに、煙粒子の濃度分布の制御、および大量の煙粒子を効率良く発生させる装置の開発が必要である。

農作物を霜害から守る一つの方法である燻煙について理論的な解析を行ない、検討を行ってきたが、燻煙のもつ熱量を考慮に入れないなど、燻煙の保温効果にとって条件を厳しくとったにもかかわらず、条件さえ整えれば燻煙による保温効果には捨てがたいものがあることがわかった。本研究が苦勞の多い寒地農業の一助となれば幸いである。なお、本研究は観点を変えると、放射性流体による熱遮蔽効果として工業的な利用にも適応できることを付記しておく。

本研究を進めるに当って、塩安肥料協会 国分欣一、道立十勝農業試験場 横井義雄、北海道大学 高橋英紀の各氏からご指導および資料の提供を受け、また、農業問題と伝熱の接点を水野玲子氏および本学卒業生 青山英樹、石田博一、小野寺正史、加藤博之の諸兄の調査解析から持ち得た。なお、本研究で必要とした費用の一部は昭和 55 年度北海道科学補助金を用いた。付記し各位に謝意を表す次第である。 (昭和 56 年 5 月 20 日受理)

#### 文 献

- 1) 新編農業気象ハンドブック編集委員会編、新編農業気象ハンドブック、(1977)、510、養賢堂。
- 2) 大後美保編、農林防災(防災科学技術シリーズ9)、(1965)、146、共立出版。
- 3) 公害防止の技術と法規編集委員会編、公害防止の技術と法規(大気編)、(昭53)、136、産業公害防止協会。
- 4) 才木・ほか3名、安全工学、9-2(1970)、102。
- 5) 山本義一、大気輻射学、(1954)、86、岩波書店。
- 6) Pai, S. I., Radiation Gas Dynamics, (1966), 47, Springer-Verlag.



# 円管内を水力輸送される粗い球群の浮遊 (大きさの異なる場合について)

山 岸 英 明・奥 田 教 海

## Suspension of Coarse Particles with Different Diameters, Hydraulically Transported in Pipes

Hideaki Yamagishi and Kyokai Okuda

### Abstract

The results of model tests for suspension mechanism of coarse particles in the hydraulic transport pipes are presented, continuing the authors' previous report in 1979.

The pipe used is made of methacryl plastic of 52 mm in diameter, and the tested particles are nylon spheres of 6, 8 and 10 mm in diameter.

The object of tests is on the effect of shear-lift of the pipe flow on suspension of the spheres with different diameters, since collisions of the spheres against the pipe wall will be similar when materials of spheres are the same.

The results obtained are as follows :

- (a) The more the diameter of spheres increases, the greater the effect of shear-lift of the flow arises.
- (b) Big spheres are suspended farther upwards than small spheres.

### I. ま え が き

比較的粗い球群が水平円管内を水力輸送される時の垂直方向の浮遊状態を、密度が同じで球径が異なる場合について実験的に調べた。筆者らは以前に同一の直径(6mm)で密度が異なる3種類の球群の浮遊流れについて報告したが<sup>(1)</sup>、本報告はそれに続くものである。球径が異なっても材質が同じなら円管内壁との反撥力に大きな差異がないと考えられるので、浮遊力に寄与する力として残りのシア・リフトが、球径の違いによって異なるかどうか明示されるように実験を計画した。そのために、内径52mmの水平アクリル管内に、直径6, 8, 10mmのナイロン球(比重:1.15)を別々に水で輸送し、その平均流速をコントロールすることによりそれぞれの浮遊係数を求めた。その結果、直径の大きい球ほど大きなシア・リフトが与えられて球径に関係なく同様の浮遊状態を示すことがわかった。

## II. 解 折

流体による乱流拡散の影響を無視できる直径が数  $mm$  程度の大きさの、球形粒子群の水力輸送の問題を取り扱うために、筆者らは球群の濃度変化を考えるのではなく、個々の球の輸送管内の存在確率を評価する方法を用いた。前報<sup>(1)</sup>において問題を簡単な場合より解析するため、球どおしの衝突の影響を無視できるという条件で、まず輸送管断面垂直方向の確率密度分布を調べ、それより浮遊係数を定義して、同一直径で比重の異なる3種類の球群に対して検討を行なった。その結果、浮遊力を与える力として、シア・リフトと管壁からの反撥の2つの力を仮定して、浮遊状態の定義を試みた。管断面垂直方向の球の確率密度を  $\phi(y)$  とすれば<sup>(1)</sup>

$$V \frac{d\phi}{dy} + D \frac{d^2\phi}{dy^2} = 0 \quad (1)$$

ここで浮遊係数  $D$  は次の定義で表わされる。 $y$  は管断面垂直方向座標である。

$$D = f_1(\epsilon_1, a, r_0, U) + f_2(\epsilon_2, a, V) \quad (2)$$

右辺1項目は浮揚係数 (*Shear lift coeff.*)、2項目は跳躍係数 (*Saltation coeff.*) である。前報<sup>(1)</sup>において  $f_1$ ,  $f_2$  の形を次のように仮定している。

$$D = \epsilon_1 r_0^2 U / a + \epsilon_2 a V \quad (3)$$

$z = y/a$  と変換して(3)式を(1)式に代入すれば

$$\phi(z) = \phi_0 \exp(-z/Do) \quad (4)$$

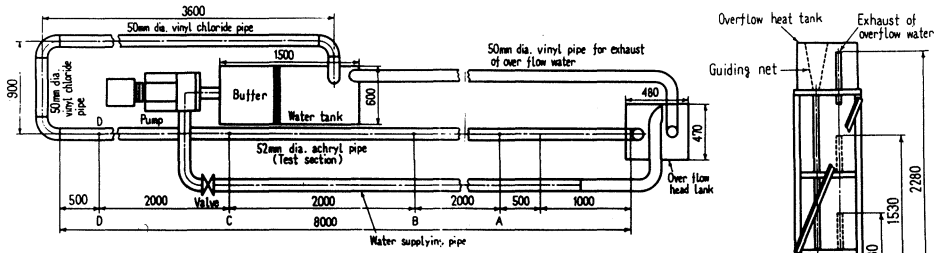
ただし  $\phi_0$ : 定数,  $l = r_0^2/a^2$  ( $r_0$ : 球の半径,  $a$ : 輸送管半径)

また,  $Do = \epsilon_1(l/\gamma) + \epsilon_2$  ( $\gamma = V/U$ ,  $V$ : 球の沈降速度,  $U$ : キャリアの平均流速) (5)

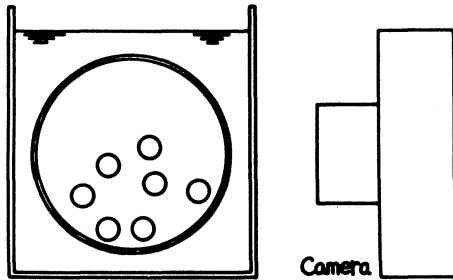
このようにして無次元浮揚係数  $\epsilon_1$  と無次元跳躍係数  $\epsilon_2$  の評価の問題になる。本報告では跳躍の影響が小さいナイロン球を用いてシア・リフトの効果を検討する。

## III. 実 験

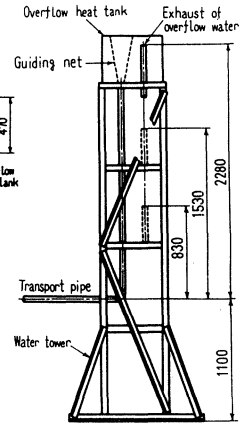
実験装置を図1に示す。テスト・セクションの全長は8mあり、観測部は図中D点で後方の曲部より0.5m上流にある。キャリア流体の流速のコントロールは、オーバー・フロー・ヘッドタンクの高さと、円管出口部の交換可能な絞り弁を変えることによって行なう。オーバー・フロー・ヘッドタンクの測面図を図2に示してある。球の供給はガイド用ネットから断続的に



[図 1]



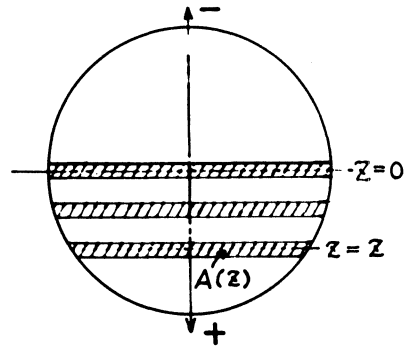
[図 3]



[図 2]

[表 1]

ナイロン球：比重1.15		
d = 6mm	d = 8mm	d = 10mm
V = 0.133m/s	V = 0.145m/s	V = 0.157m/s
e = 0.779	e = 0.797	e = 0.746



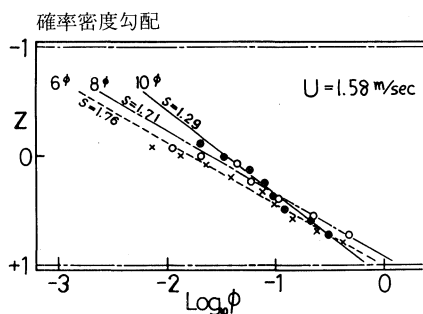
[図 4]

行なうようになっている。D点の観測部にモータ・ドライブ装着カメラをセットし、図3で示す位置より通過球群を撮影する。写真解析により管断面垂直方向の通過個数を調べ、次式で定義される確率密度分布  $\phi(z)$  を求める。

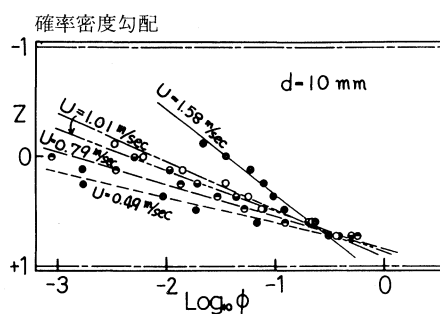
$$N = \int_{-a_0}^{a_0} n(z) dz = N \int_{-a_0}^{a_0} \phi(z) A(z) u(z) dz, \quad (a_0 = 1 - r_0/a) \quad (6)$$

ここで  $A(z)$  は図4で示される任意の層の面積である。Nは計数された球の総数、uは位置zにおけるスリット面(図4)内のキャリア平均流速である。使用した球群の直径・比重・反撥係数・沈降速度(水中)を表1にまとめてある。ただ反撥係数eは透明アクリル管と同じ材質の厚さ10mmの板上で実測した結果であり、球径によって多少差がある。キャリア平均流速Uは0.49, 0.79, 1.24, 1.58 m/secの4段階を選んだ。





〔図 5〕



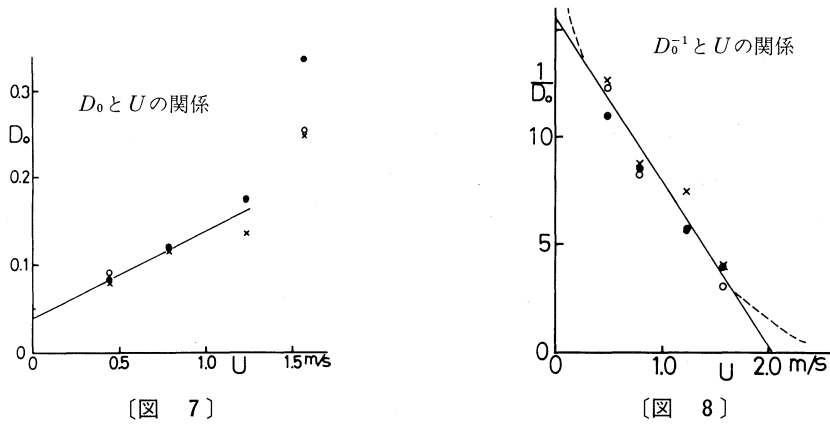
〔図 6〕

#### IV. 実験結果および検討

図5に球径の違いによる浮遊状態の相違を見るために  $U=1.58 \text{ m/sec}$  を例にとって示してある。バラツキが大きいけれど、どの直径の球群も他の径の球群より特にはっきり浮遊の程度が著しいとは言えず、この傾向は他の遅い流速の場合についても同様に見られる。浮遊係数  $D_0$  は図5に示される確率密度勾配( $s$ で示してある)であり、 $1/D_0 = s \times \ln 10$ により  $D_0$ を求める。キャリア速度の違いによる浮遊状況の変化を直径  $10 \text{ mm}$  の球群の場合について図6に示す。流速が増せば急激に浮遊力が増すことがわかる。本実験において、個々の  $D_0$ の評価のために計数された球は総数で  $2,000 \sim 2,500$  であるが、データの統計的なバラツキは十分に小さいとは言えない。しかしほぼ現象の特性が現われていると考えられる。

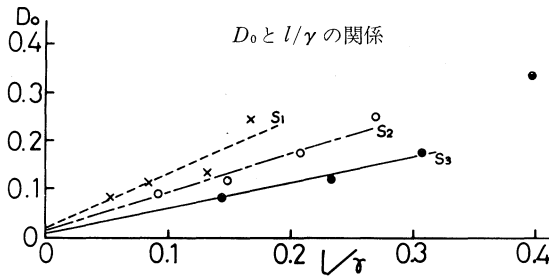
図7に浮遊係数  $D_0$ とキャリア平均流速  $U$  の関係を示す。最大速度の点を除けば、ほぼ直線的な傾向を示し、かつ球径による差異はあまり見られない。また図8に  $D_0$ の逆数と  $U$  の関係を示す。図から明らかなように、全領域で直線的な関係を示し、特に速度軸へ直線で外挿した切片の値は完全浮遊状態 ( $D_0 \rightarrow \infty$ ) を実現するキャリア速度と定義でき、図中よりこの値が約  $2 \text{ m/sec}$  とされる。実際には図中破線のように、軸近傍ではそれに漸近するように変化すると考えられる。従って上記の値は実効的な完全浮遊キャリア流速と言える。そして、この値が少なくとも  $6 \sim 10 \text{ mm}$  の球径では、ほとんど変わらないことが示されている。

図9に  $D_0$ と  $l/\gamma$  の関係を球の直径をパラメータにとって示してある。図中の直線は(5)式によってフィッティングしたが、 $l/\gamma$ が大きくなると直線から外れ、高次の項を考慮しなければならないことを示唆している。これはシア・リフトに対する仮定が簡単すぎるか、または球間の衝突の影響が流速の大きい領域で無視できなくなることを示すものと思われる。またサルテーションの影響については表1に示すように球径の違いによる差異が小さく、また予備実験においても、水中での跳躍は管底から  $1 \sim 2 \text{ mm}$  程度しか示さず非常に小さい。図9にその傾向が



[図 7]

[図 8]



[図 9]

良く表われている。最大流速の点を除いて直線近似を行なうと  $D_0$  軸上 0.05 以下で交わる。すなわち  $\varepsilon_2$  は 0.05 以下となる。この時の各球群の直線勾配は  $6 \text{ mm}^\phi : S_1 \approx 1.15$ ,  $8 \text{ mm}^\phi : S_2 \approx 0.80$ ,  $10 \text{ mm}^\phi : S_3 \approx 0.55$  と求まる。また高次成分を考慮して点群をより厳密にフィッティングしても (図に示していない)  $\varepsilon_2$  は 0.05 を越えない。

図 7 に示されているように、シア・リフトの大きさは半径の 3 乗で、球の重さが増大する分をキャンセルする形で増加して、結果として浮遊状態をあまり変化させないような結果となっている。このことから、シア・リフトは半径の 2 乗よりは 3 乗に比例するとした方がより妥当と思われるが、今後の検討課題としたい。また球と球の衝突の確率も球径の 3 乗に比例すると考えられ、衝突が無視できない場合の解析が望まれる。以上のように、本モデルにおいて 3 種類の球群に対してほぼ同じ値の  $\varepsilon_2$  と、それぞれ異なる近似的な  $\varepsilon_1$  の値が求まっている。これらの値より (3) 式の浮遊係数を定めることができる。

## V. あ と が き

これまでの結論として、比重が同じ場合は球の大きさが $6 \sim 10 \text{ mm}^{\phi}$ と変わっても、その浮遊状態を統一して(5)式の $D_0$ または(3)式の $D$ で表すことができること、完全浮遊キャリア流速が定義されること、およびシア・リフトの半径依存がどのような傾向をとるかが明らかになった。

なお本研究にあたり昭和54年度卒業の遠藤悟・佐藤禎久の協力があつたことを附記し深く謝意を表す。(昭和56年5月20日受理)

## 文 献

- (1) 山岸・奥田：日本機械学会論文集，45，(393) 644 (1979)

円管内における粒体の水力輸送  
第7報 流動様式と付加圧力損失内容の変化について

奥田 教海・山岸 英明

Hydraulic Transport of Solids in Pipes  
Part 7. Flow Patterns of Sphere-Water Mixture Flows and Various  
Factors of Additional Pressure Losses above Those of  
Clear Water only

Kyokai Okuda and Hideaki Yamagishi

**Abstract**

The analysis is presented, which is on variation of the factors for additional pressure losses in sphere-water mixture flow in pipes above those of clear water only.

The factors are as follows from the analysis :

- (a) Rolling Friction of the spheres on the pipe wall
- (b) Drag Variation of the spheres subject to fluctuating pipe flow
- (c) Mean Drag due to velocity differences between water and spheres in the pipe

Regarding a certain assumptions on the data of the three flow patterns, the results of the analysis are obtained as follows :

- (a) The rolling friction is largest in moving bed flow patterns, and larger in heterogeneous flow patterns than in nearly homogeneous flow patterns.
- (b) The more the concentration of spheres increases, the greater the effect of rolling friction arises in every flow patterns.

I. ま え が き

同題名の第6報<sup>1)</sup>で報告した実験の結果を更に検討し、観測された流動様式ごとの諸値を輸送管内の全圧力損失に関連させて考え、水の場合の圧力損失に上積みされる付加圧力損失が、粒子の転動摩擦、粒子の衝突による速度変動に基づく抗力、流体と粒子の平均速度差から求められる抗力などから構成されること、およびそれらが全圧力損失を占有する割合が流動様式ごとにどの様に変化するかということについて、実験値にある推定を加えて解析したので、それらについて報告する。この解析の基礎には、第5報<sup>2)</sup>で報告した粒子のランダム運動過程を考慮に入れている。上述の観測された諸値というのは、管内濃度、管内濃度比分布、水と粒子の速

度比, 粒子と管の直径比, 粒子フルード数, 粒子レイノルズ数などを指す。

## II. 実験装置と実験方法

詳細は第6報を参照されたい。図-1には実験装置全体の平面図を示す。①-④は観測点で、各点では図-2に示す管断面内の水平な層を粒子が通過する頻度を求め、その値より各層の濃度比分布を計算した。

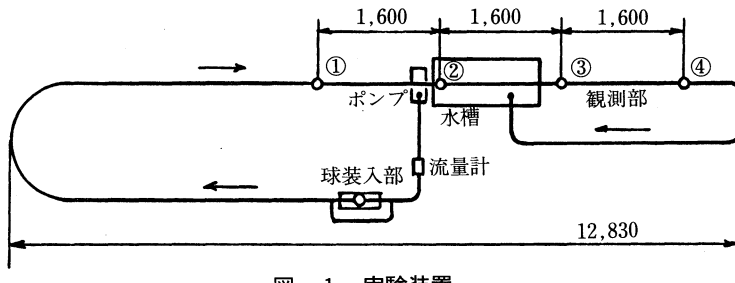


図-1 実験装置

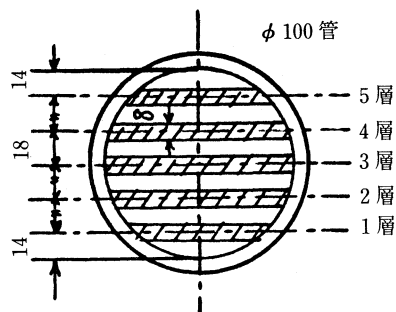


図-2 断面内側定位置

## III. 全圧力損失内容の解析

水力輸送の全圧力損失は、次式に示すような諸項から構成されるものとする。

$$(1. \text{全圧力損失項}) = (2. \text{粒子転動摩擦項}) + (3. \text{粒子速度変動抗力項}) \\ + (4. \text{全粒子抗力項}) + (5. \text{水のみでの圧力損失項}) \quad (1)$$

管内濃度が高い場合、管下部における粒子が相互に摩擦し、そのための圧力損失が考えられるが、後に述べる計算法に従えば、本報告の実験例では微小であることが解ったので省略する。観測された諸値と、他の研究者の実験式から、妥当な仮定を置いて式(1)の各項を数値的に見積り、更に(1)の2, 3, 4項については粒子のランダム運動過程を考慮して、それらの事象が確率的にある割合しか起らないと仮定して、確率的係数  $p_2, p_3, p_4$  をそれぞれ掛けることとした。

流動様式ごとの実験例を選び出し、式(1)を次のような計算式により数値化し、3個以上の測定方程式を立てて最小自乗法により  $p_2, p_3, p_4$  を求める。それらが求められたならば更めて2, 3, 4項の値を求め、1項内を占有する2, 3, 4, 5項の割合が計算される。次の式は一般化するために各項をそれぞれの実験の場合の粒子の重量で割って無次元化してある。

$$\frac{3}{2n} \cdot \left(\frac{D}{d}\right)^3 \cdot \frac{1}{\gamma_s} \cdot \left(\frac{dp}{dx}\right)_i = p_2 \cdot \frac{4}{3C} \cdot \left(\frac{d}{D}\right)^2 \left\{ \left(\frac{D}{d}-1\right) \frac{\theta}{2} + 1 \right\} \cdot \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s} \cdot \frac{f}{d} + p_3 \cdot \frac{3C_{Ds1}}{8nd} \cdot \frac{\gamma_w}{\gamma_s g} \cdot \sum_j n_j (u_j - u_{sj})^2 + p_4 \cdot \frac{3C_{Ds2}}{4d} \cdot \frac{\gamma_w}{\gamma_s g} \cdot (u - u_s)^2 + \frac{3}{2n} \cdot \left(\frac{D}{d}\right)^3 \cdot \frac{1}{\gamma_s} \cdot \left(\frac{dp}{dx}\right)_{iw} \quad (2)$$

記号  $C$  : 管内粒子濃度,  $C_{Ds1}$  : 流速が変動するときの粒子抗力係数,  $C_{Ds2}$  : 管内定常流の粒子抗力係数,  $C_v$  : 吐出粒子濃度,  $D$  : 管径,  $d$  : 粒子(球)直径,  $f$  : 転がり摩擦の腕(図-4),  $g$  : 重力の加速度,  $k$  : 係数,  $L$  : 管長,  $n$  : 管長  $L=D$  内の球数,  $n_j$  : 図-6の  $(D/6)$  区  $\times L$  の中の球数,  $p_2, p_3, p_4$  : それぞれ2, 3, 4項の確率的係数,  $dp/dx$  : 圧力損失,  $u$  : 管内平均流速,  $u_s$  : 平均粒子速度,  $u_j$  : 図-6の  $D/6$  区内の流速,  $u_{sj}$  : 同上内の粒子速度,  $\gamma$  : 比重,  $\theta$  : 図-5の粒子堆積角,  $\rho$  : 密度,

添字  $i$  : 全圧力勾配,  $iw$  : 水だけの圧力勾配,  $s$  : 粒子,  $w$  : 水。

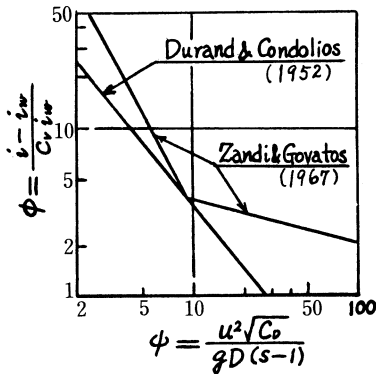


図-3. 付加圧損係数  $\phi$  と輸送条件係数  $\psi$

より、また  $i_w$  は Darcy-Weisbach の式より求める。 $\psi$  中の  $C_b$  については  $C_b=1.5$  とした。

(2) 粒子転動摩擦項 :

図-4 に示す転がり摩擦の考え方より

$$F = mgf / (d/2)$$

とすれば、粒子転動摩擦項は

$$k \cdot (\pi/6) \cdot d^3 n \cdot (\rho_s - \rho_w) g \cdot 2f/d$$

式(2)の各項の誘導は次の通りである。

(1) 全圧力損失項 :

$(\pi/4) D^2 L (dp/dx)_i$  である。ここで  $(dp/dx)_i$  は図-3の Durand and Condolios の値を修正した Zandi and Govatos の値<sup>3)</sup>より求める。 $\phi$  中の  $C_v$  は、

$$C_v = 1 / \left\{ \left( \frac{1}{C} - 1 \right) \frac{u}{u_s} + 1 \right\}$$

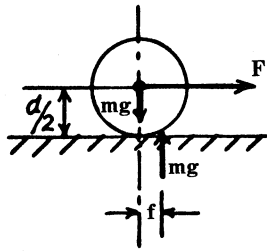


図-4. 転がり摩擦

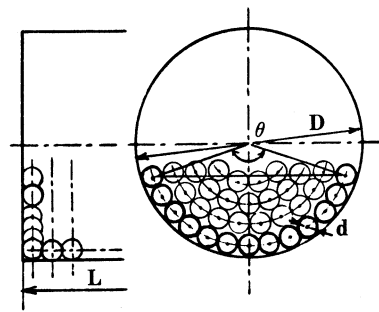


図-5. 管底に堆積している球群

となる。浮遊粒子が管底に堆積したとき管壁に接触する粒子数を図-5により計算し、 $L=D$  内の粒子数  $n = (3/2) \cdot C \cdot (D/d)^3$  を考慮すれば、浮遊状態で接触粒子数の  $n$  に対する割合は

$$k = p_2 \cdot \left(\frac{2}{3C}\right) \cdot \left(\frac{d}{D}\right)^2 \cdot \left\{ \left(\frac{D}{d} - 1\right) \frac{\theta}{2} + 1 \right\}$$

(3) 粒子速度変動抗力項：

図-6に示す  $D/6$  区ごとに流速と粒子速度を考える。流速は  $1/7$  乗則より求め、粒子速度は、平均速度比  $u_s/u$  の値より各区ごとに想定し、半数の粒子は衝突によりその速度の95%に減速されると仮定する。その速度とその区の流速の差より粒子速度変動抗力項を求めると、

$$p_3 \cdot C_{DS1} \cdot (\pi/4) d^2 \cdot (\rho_w/2) \cdot \sum_j \frac{1}{2} n_j \cdot (u_j - u_{sj})^2$$

となる。

(4) 全粒子抗力項：

前項の外に、全区の粒子に対して、流れと粒子の平均速度差に関する粒子の抗力を考えると、

$$p_4 \cdot C_{DS2} \cdot n(\pi/4) d^2 \cdot (\rho_w/2) \cdot (u - u_s)^2$$

となる。

(5) 水のみでの圧力損失項：

$$(\pi/4) D^2 L \cdot (dp/dx)_{iw}$$

である。

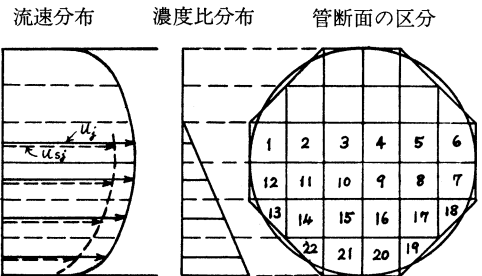


図-6. 粒子速度変動抗力項の計算

以上を式(1)の形にまとめ、両辺を  $n(\pi/6)d^3\gamma_s$  で割って無次元化すると、式(2)が得られる。 $C_{DS1}=2.0$ ,  $C_{DS2}=1.5$ ,  $f=d/4$  と仮定すれば、実験結果より、式(2)の各項の値が  $p_2$ ,  $p_3$ ,  $p_4$  を除き求められる。

IV. 計算結果

採り上げた実験例は、

〔1〕 低濃度管底流

( $C=1.5-4.8\%$ ) 18例

〔2〕 高濃度管底流

( $C=8.2-10.9\%$ ) 6例

〔3〕 低濃度部分流

( $C=2.1-7.7\%$ ) 12例

〔4〕 低濃度均一流

( $C=2.8-6.8\%$ ) 10例

〔5〕 高濃度均一流

( $C=12.5-14.2\%$ ) 4例

表-1 確率的係数

分類	$p_2$	$p_3$	$p_4$
[1]	0.558	0.	0
[2]	0.788	-0.063	0.086
[3]	0.470	0.033	-0.033
[4]	0.938	0.017	0
[5]	0.743	-0.084	0.113

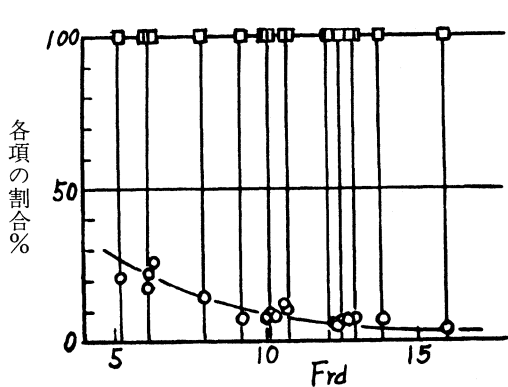


図-7. 低濃度管底流  $C=1.5-4.8\%$

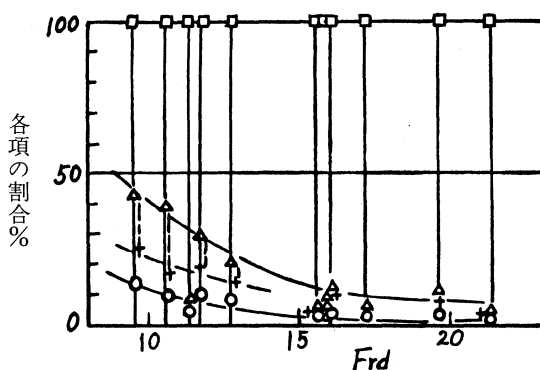
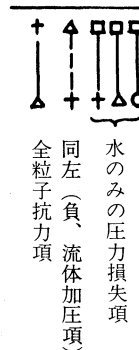
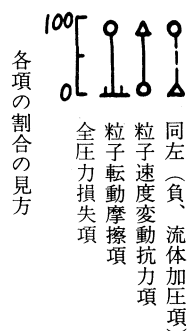


図-8 低濃度部分流,  $C=2.1-7.7\%$





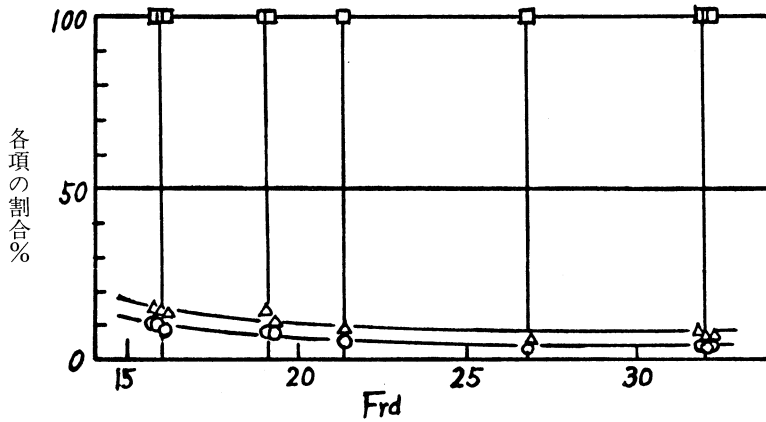


図-9 低濃度均一流,  $C=2.8-6.8\%$

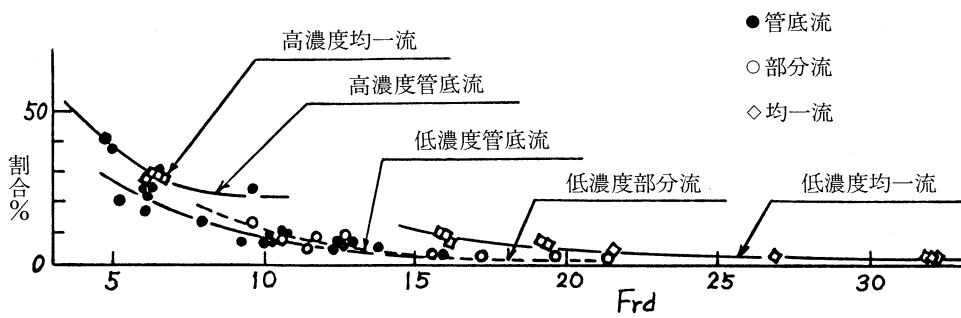


図-10 粒子転動摩擦項の割合

である。最小自乗法による計算の結果、確率的係数は表-1のように求められた。この  $p_2, p_3, p_4$  の値を用いて更めて各項の値を出した。各項の全圧力損失項内に占める割合を求め図示したものは、図7-図10である。

転動摩擦項の割合は、管底流、部分流、均一流へと遷移するに従い小さくなり(図10)、また管内濃度の高い場合は大きくなるのが解る。

また〔2〕,〔3〕,〔5〕の場合、3, 4項に負の値が出ていることは、粒子がランダム運動を行っていることを考慮すれば、粒子と流体との間に運動量の交換が行われているものと考えられるが、これについては、なお今後検討を要する。

## V. ま と め

粒子浮遊状態の観測から付加圧力損失の内容の変化を、いくつかの妥当な仮定をおくことにより、求めることができた。水力輸送管内の粒子流動機構を探る一知見としたい。

(昭和56年5月20日受理)

## 文 献

- 1) 奥田教海, 山岸英明: 室蘭工業大学研究報告, 9, (2) 535 (1977)
- 2) 奥田教海: 室蘭工業大学研究報告, 8, (3) 671 (1976)
- 3) Zandi, I.: Advances in Solid-Liquid Flow in Pipes and its Application, p.129 (Pergamon Press, 1971)



沿岸固定式波力エネルギー変換装置に関する研究  
第1報 サボニウス型波力水車について

奥田 教海・渡部 富治  
近藤 俣郎・谷野 賢二

Study for the Wave Energy Conversion System Fixed  
on the Seashore

Part 1. A Water Turbine of Savonius Type  
for Wave Power.

Kyokai Okuda, Tomiji Watabe, Hideo Kondo and Kenji Yano

Abstract

The authors present the results of model tests for the wave energy conversion system consisting of a Savonius type water turbine and describe in outline the test plant of the prototype in Murooran Harbour. Model test results are as follows :

- (a) The three blade Savonius rotor is more efficient than the two blade rotor.
- (b) The rotor with two guide vanes attached along the turbine channel converts more energy than that without guide vane.

Main specifications of the prototype water turbine in Murooran Harbour are as follows :

Water turbine :	diameter	1.6 m
	height	4.0 m
	weight	1.0 ton
	power output	2 kW
Turbine channel :	breadth	2.3 m
Caisson :	breadth	6.1 m
	height	7.0 m
	length	8.0 m
	location	-3.8 m (under water)

I. ま え が き

エネルギー危機が叫ばれるようになった昨今、新エネルギー開発が注目を浴びている。その一つに波浪エネルギーの開発利用があり、多くの考案がなされている<sup>1)</sup>。室蘭工業大学機械系学科の奥田、渡部は、同大学土木工学科 河海工学講座 近藤教授を主査とするプロジェクト研

究「沿岸固定式波力エネルギー変換装置に関する研究<sup>2)</sup>」に加わり、数年前より実験研究を行っている。波力エネルギー変換装置として従来提案されているものの多くは「沖合・浮体方式」(沖合に浮いている物体に近寄る波のエネルギーを利用する方式)<sup>3)</sup>であるが、ここで報告するのはそれと異なり防波施設を利用して波力エネルギーを有効に変換しようとする「沿岸固定式」で、その中の一つ、サボニウス型波力水車方式である。(沿岸固定式の他の型式、ペンジュラム方式については他の報告に譲る。)

## II. サボニウス型波力水車の特徴

この方式は、水平断面コの字型のケーソン内に入射波を導いたとき、そこに出来る重複波の節の位置で水粒子の往復水平運動が最も大きくなることを利用し、ほぼその位置に、流れ方向に無関係に一定方向に回転する立軸サボニウス型羽根車を置き、波力エネルギーを回転エネルギーに変換するものである。

(図-1)。

元来サボニウス型羽根車は機械的エネルギー変換効率は低い方であるが、波と装置の共鳴を巧に利用することができれば、定常的エネルギー変換装置としては有望と考えられる。

この方式では水車位置からケーソン後壁までの奥行  $D$  と入射波の波長  $L$  との比  $D/L$  によってエネルギー変換効率が変化するものであり、 $D/L=1/4$  附近で水粒子の水平運動が最も大きくなるとみなされている。

この報告では実験室内における模型実験

- (1) 水槽内定常流におけるサボニウス型羽根車の形態と導流板に関する実験、
- (2) 波動水槽における同様の実験

について主として述べ、その後に室蘭港における実機のテスト・プラント(昭和55年春設置)についても触れる。

## III. 水槽内定常流における実験

この実験は波動水槽における実験の予備実験として行ったもので、サボニウス型羽根車の形態(2枚羽根, 3枚羽根などの羽根数, 羽根曲面の曲率と配置, 羽根車の大きさの水路幅に対する適否など)および実験中の発想から

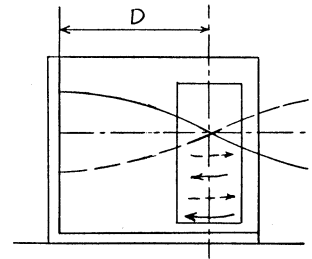


図-1 サボニウス型波力水車

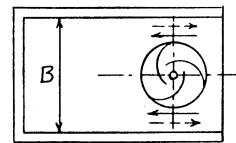


図-2 羽根車と導流板

導流板の有無，その大きさなどの影響を見たものである。実験装置の概要を図-2に示す。

水路幅  $B=180\text{ mm}$ ，羽根車直径  $2R_0=125\text{ mm}$ ，羽根車鉛直方向長さ  $L_0=390\text{ mm}$  として，羽根数 2, 3 枚， $R_1=70, 80, 90\text{ mm}$ ，導流板高さ比  $\varepsilon/B=0.5, 0.39, 0.33, 0.28, 0.24$  に変え，(図-2 参照。) 水槽流速を 3 段階に変化させて実験した結果，出力の最大は，

$$3\text{ 枚羽根, } R_1=90\text{ mm, } \varepsilon/B=0.33$$

のとき現れ，出力の最大値  $0.6\text{ W}$ ，導流板のない場合の出力の約 20% 増であった。

#### IV. 波動水槽における実験

上記の実験を基として，図-3に示す鋼板製 3 枚羽根ザボニウス型波力水車(直径  $125\text{ mm}$ ，高さ  $390\text{ mm}$ ) および導流板を用い，図-4に示す波動水槽内で実験を行った。

水車の“エネルギー取得率” $\eta$ を図-5に示す。ここで言う“エネルギー取得率”というのは沖波の有するエネルギーの中，水車がどれだけエネルギーを吸収するかを表わすものである。

(実際に水車羽根車直前において入射する波のエネルギーは，上の沖波のエネルギーよりは小さく，構造物や捨石基礎による反射，その他の損失を差引いたものとなる。このエネルギーに対する水車の効率を“エネルギー吸収効率”と定義し，前記のエネルギー取得率と区別する。)

図-5によれば導流板による整流効果は顕著であり，導流板のない場合に比べてエネルギー取得率は，最大 2.4 倍ほどに達する。導流板がない場合，エネルギー取得率は  $D/L$  によって大

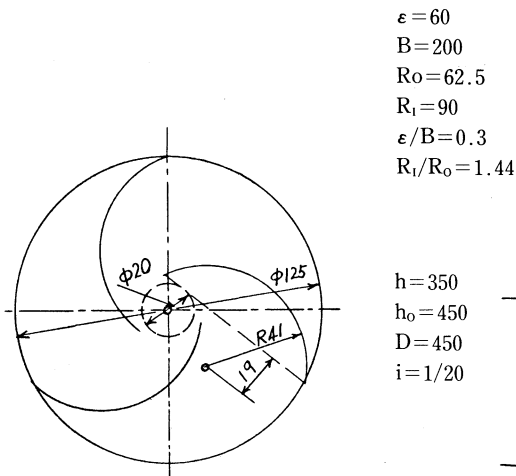


図-3 羽根車

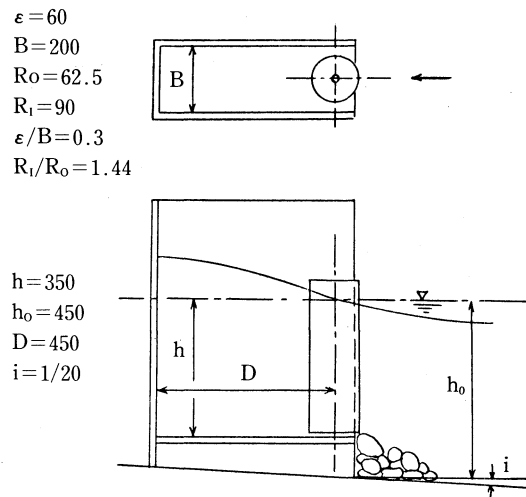


図-4 波動水槽実験装置

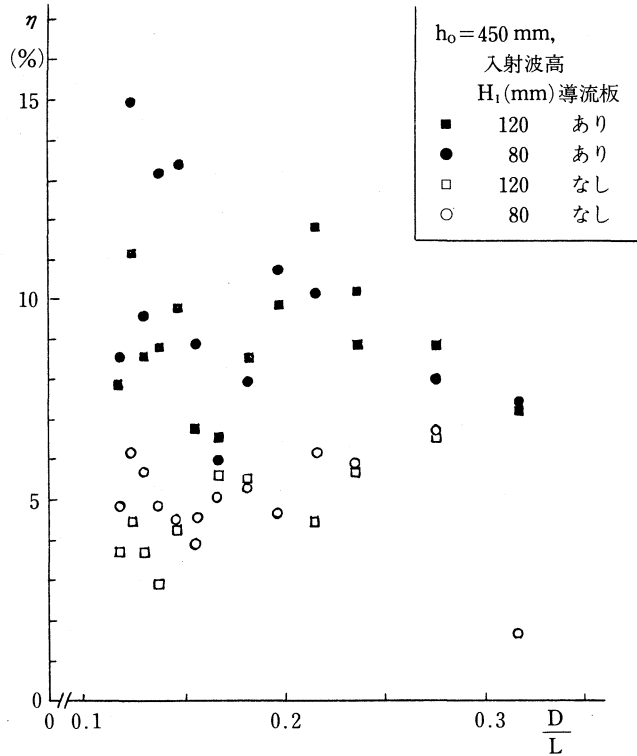


図-5 波力水車の最大エネルギー取得率

きくは変化せず、その値は約5%である。一方、導流板を付設すると  $D/L$  によって多頭型のピークが表われ、その最大値は15%に達する。

$D/L > 0.2$  のピークは重複波の節における水粒子水平運動最大の好条件として理解できるが、 $D/L < 0.2$  のピークについては説明がつかない。実験中、ケーソン後壁において、入射波の倍周波数成分が観測され、その影響とも考えられる。

この水車のエネルギー吸収仕事  $Wt$  をその最大値  $Wt_{max}$  で除した値、すなわち“水車出力の変化”と、水車の半径  $R_0$  における周速度を羽根車への接近流速で除した値、すなわち

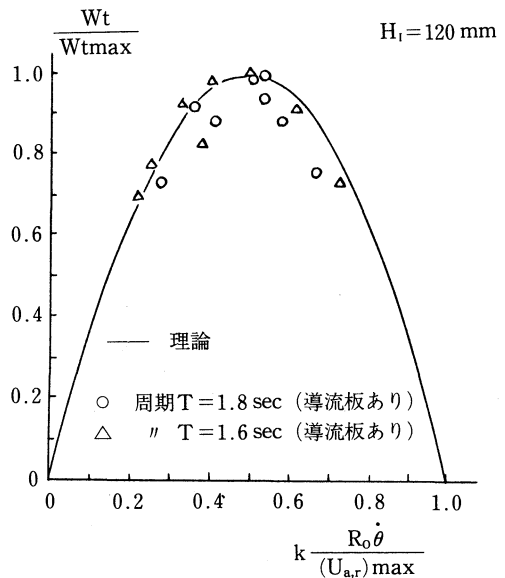


図-6 波力水車の特性曲線

“水車の周速度または回転数の変化”について理論値と実験結果をまとめ、この水車の特性曲線を示すと、図-6のようになる<sup>4)</sup>。この特性曲線の傾向は、一般の衝動ならびに反動水車の出力——回転数の特性曲線<sup>5)</sup>に類似していることは注目に値する。

### V. 室蘭港における実機テスト・プラント

図-7に示すものは、1980年3月、室蘭港北外防波堤沖、水深-4 m 附近に設置された波力エネルギー変換装置のテスト・プラントの全体図である。ケーソンに隔壁を設けて2室に分割し、一方にサボニウス型波力水車方式、他方に振り子式波力エネルギー変換装置を設置して、実際の不規則波による装置の特性を見ようとするものである。室蘭港における波高と周期の出現率などの資料<sup>6)</sup>により設計されたテスト・プラントの概要は、次の通りである。

ケーソン：重量 309 トン、高さ 7 m × 幅 6.1 m × 奥行 8 m、水車室幅 2.3 m、  
水 車：羽根車直径 1.6 m、長さ 4 m、重量約 1 トン、予想出力 1 ~ 2 kW、

ケーソン設置水深：-3.8 m。

この実験における相似則について検討する。この場合適用すべき相似則は、模型と実機において、慣性力と重力との比を一定に保つこと、すなわち、フルード数を一定にするフルードの相似則であると考えられる。

中央値について両者のフルード数を計算すると次のようになる。

模型：(羽根車直径  $d$ ) / (水車室幅  $B$ ) =  $125/200 = 0.625$ 、  
羽根車回転数  $n = 45 \text{ rpm}$ 、羽根車周速度  $u = \pi dn / 60 = \pi \times 0.125 \times 45 / 60 = 0.295 \text{ m/s}$ 、模型のフルード数  $(F_{rd})_m = u / \sqrt{gd} = 0.27$ 。

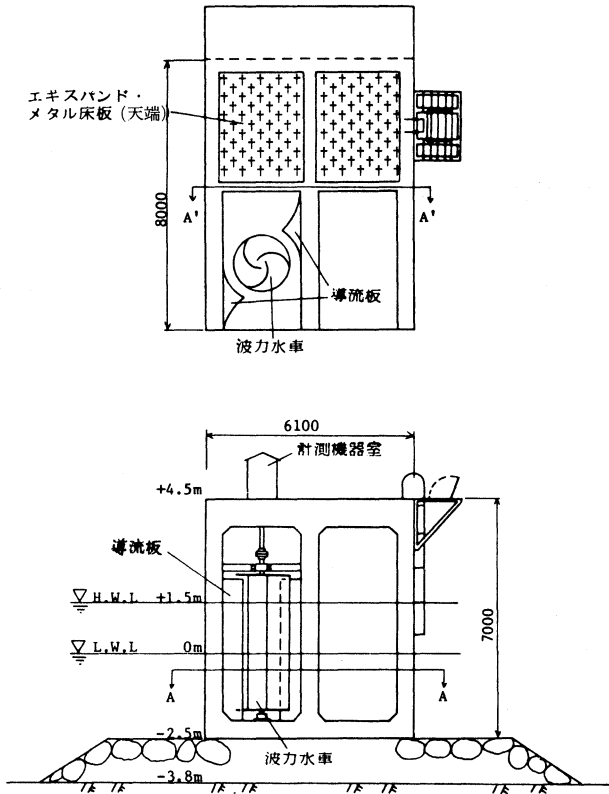


図-7 波力エネルギー変換装置



実機： $d/B=1,600/2,300=0.696$ ，水車への接近流速  $2\sim 3\text{ m/s}$  より考えて，周速度  $u$  は  $u=1.0\text{ m/s}$  と推定すれば，回転数は  $n=60 u/(\pi d)\doteq 12\text{ rpm}$ ，実機のフルード数  $(F_{rd})_p=u/\sqrt{gd}=0.25$ 。

模型と実機とにおいてフルード数がほぼ近い値なので，このテスト・プラントの計画は妥当であると考えられる。

## VI. む す び

1. サボニウス型立軸羽根車の模型実験の結果をまとめると，

- (1) 2枚羽根よりも3枚羽根の方が有利であり，導流板を付設すると更に性能は向上する。
- (2) この波力水車のエネルギー取得率は，(ケーソン奥行  $D$ )/(波長  $L$ ) に依存する。導流板のない場合は  $D/L$  による変化はさほど大きく表れず，エネルギー取得率  $\eta$  は，ほぼ5%であるが，導流板のある場合は  $D/L > 0.2$  のある値の重複波の節において  $\eta$  の明かなピークが表れる。また  $D/L < 0.2$  においては，それより更に大きな変動を伴う多動型ピークが現れる。
- (3) 羽根車周速度または回転数の変化と，水車出力の変化との関係を表わす特性曲線は，一般の衝動および反動水車の同種特性曲線に類似する

などが解った。

2. 模型実験を基として設計された室蘭港における実機テスト・プラントの概要についても言及した。

今後，模型と実機の両実験を通じ，不明な事項について更に検討を進める予定である。

なお，本研究は昭和54年度文部省科学研究費試験研究(2)の一部として行われたものである。(昭和56年5月20日受理)

## 文 献

- 1) 前田久明・ほか：海洋エネルギーの利用，第4回海洋工学シンポジウム，I-1，日本造船学会，(1979)。
- 2) 近藤俊郎(研究代表者)：昭和53・54年度文部省科学研究費・試験研究(2)研究成果報告書，防波施設と併用する固定式波力発電装置の研究(1980)。
- 3) 近藤俊郎：波浪エネルギーの利用，昭和54年度室蘭工業大学公開講座「エネルギー問題を考える」テキスト，(1979)。
- 4) 谷野賢二，近藤俊郎：土木学会北海道支部論文報告集，昭和54年度(1980)，p.125。
- 5) たとえば，村上光清，部谷尚道：流体機械，森北出版(1974)，p.74。
- 6) 室蘭港港湾管理者：室蘭港港湾計画資料(1974)。

# 水平円管群の垂直配列における自然対流熱伝達に関する実験的研究

戸 倉 郁 夫・齊 藤 凵  
岸 浪 紘 機・村 本 和 夫

## An Experimental Study on Free-Convective Heat Transfer of Horizontal Cylinders in Vertical Array

Ikkuo Tokura, Hakaru Saito, Koki Kishinami  
and Kazuo Muramoto

### Abstract

In this report, experiments on the free convection heat transfer from cylinder arrays of 2, 3 and 5 lines have been carried out to find the local and average heat transfer coefficients of each cylinder and average ones of the whole cylinder arrays respectively, and also to clarify the dependabilities of those coefficients upon both the flow fields around arrays and the geometric figures including diameter ( $d$ ), spacing ( $b$ ) and the number of cylinders.

The heat transfer coefficients on the surface adjacent to the stagnation points of a cylinder were decreased with decreasing spacing. The empirical formula was proposed to predict the average Nusselt number of 2-nd cylinder (upper one) in 2-cylinder system, which also to be applicable fairly well to that of the upper parts of cylinders in 3 and 5-cylinder systems when the spacing is large (greater than 5 times of diameter). Finally, from the discussion on the average Nusselt numbers for the whole cylinder arrays, the suitable spacing ratio( $b/d$ ) for a heat exchanger being good performance in heat transfer coefficient and compact in size was found to be about 5.

## 1. 緒 言

水平円管群の自然対流熱伝達は、熱交換器などに利用されており、強制対流と異なって、通風ファンを駆動するための動力が不用であるなどの省エネルギーの観点からも、将来においても利用されるであろう工学上重要な現象の一つであると考えられる。この問題に関する現在までの研究は、理論的な取扱いが困難なため、そのほとんどが実験的な研究である。理論的な研究としては、勝田、石原<sup>1)</sup>が比較的接近した2本の等温円管群に対して、Levy<sup>2)</sup>の積分法を用いた解析を行なった報告があるのみである。実験的な研究については、Eckertら<sup>3)</sup>が直径22.3 mmの等温円管(3本, 垂直およびちどり配列)を用いて、また等熱流束の条件ではLiebermanら<sup>4)</sup>が直径0.127 mmの細線(10本, 垂直および傾斜配列)、およびMarsters<sup>5)</sup>が直径6.35 mm

の円管（3本，5本および9本，垂直配列）を用いて，それぞれ実験を行ない，管の上下間隔が小さいと上流管からの高温の境界層の影響で下流管の伝熱量は減少するが，間隔を広げると逆に上流管からの浮力流れによる強制対流効果が下流管の熱伝達を促進させることを報告している。しかしながら，管群における各管の局所熱伝達率を測定した例は少なく（特に3本管以上），また，各管の平均ヌセルト数に対する定式化もあまりなされていないのが現状である。さらに，管群全体の平均ヌセルト数を表わす実験式についても，現在までに報告された例は見当らない。

本報告では，比較的大きな直径（28.5 mm）の管を用いて管表面温度一定の条件で行なった，2本，3本および5本管群の自然対流熱伝達の実験結果から，各管の局所のおよび平均的な熱伝達挙動について調べた。また，2本管群の2番管（下流管）の熱伝達を表わす実験式を導き，その式が，管隙間が大きな場合の3本および5本管群の下流各管の熱伝達の予測に有用であることを示した。さらに，加熱管からの浮力流れの軸上温度の測定を行ない，理論解<sup>6)</sup>との比較により，浮力流れの乱流遷移と下流管の熱伝達の関係について検討を行なった。また，管群全体の平均ヌセルト数を表わす実験式を求め，併せて，熱伝達の観点から適正管配列を見出すことを目的としたものである。

## 2. 実験装置および実験方法

実験は2つの実験装置を用いて行なった。1つは，主として局所熱伝達率を測定するために，マッハ・ツェンダー干渉計を用いた装置で，加熱管の構造は図1に示す。加熱管は銅製で，外径が22.2 mmと38 mm，長さ220 mm，厚さ1 mmである。加熱管の内部は，銅管の内径と同じ径の塩化ビニル棒に1 mmの溝をピッチ7 mmで旋状にほり，直径1 mmの被覆ニクロム線を巻いて電気加熱できるようになっている。また，端面からの熱損失を考慮して，両端付近のニクロム線の巻き数を多くしてある。加熱管の表面温度は，管表面3ヶ所に取付けた直径0.1 mmの銅・コンスタンタン熱電対によって測定した。局所および平均熱伝達率は，マッハ・ツェンダー干渉計による写真測定から算出した。管隙間が大きくなると，干渉縞が揺らぎ始めて写真撮影が困難となるので，この装置は管配列ピッチが小さな場合（1.1～3）について使用した。

もう一つの装置は，熱量法を用いて平均熱伝達率を求める装置であり，加熱管は主加熱管と補助加熱管から成っている（図2）。両者とも，外径28.5 mm，長さ600 mm，厚さ1 mmの銅管である。加熱管の構造は図2に示したごとく，内部の塩化ビニル棒にピッチ7 mmで旋状に被覆ニクロム線を巻いたものである。補助加熱管は所定の温度を維持するだけの管であり，温度補償は行なっていない。主加熱管は熱伝達測定用の管であり，管の中央部300 mmとその両

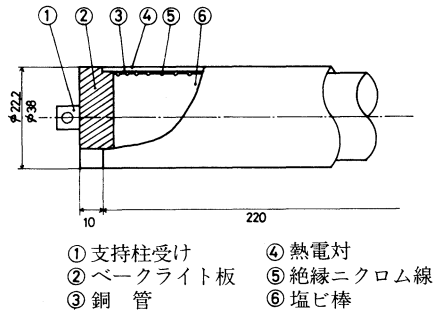


図 1. 加熱管の構造 (1)

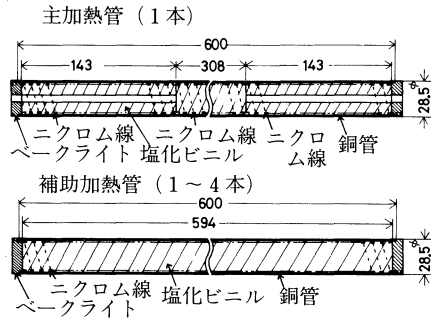


図 2. 加熱管の構造 (2)

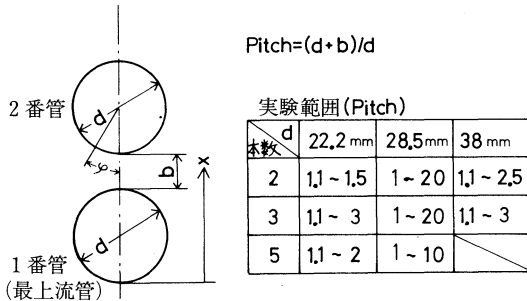


図 3. 座標系および管配列ピッチ

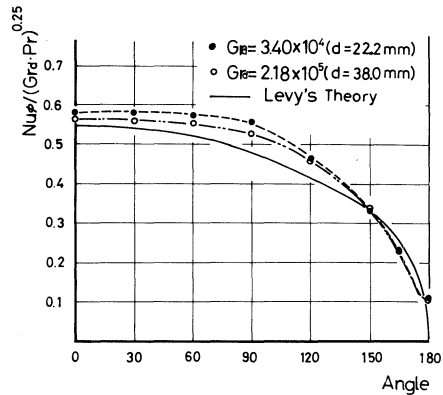


図 4. 単管の局所ヌセルト数

側 150 mmの三つ部分に分かれていて、それぞれ独立に電気加熱され、管表面温度を一様に保つことができるようになっている。中央部のヒータに供給した電力より、平均熱伝達率を算出した後、主加熱管と補助加熱管の位置を交替させる。この操作を繰り返すことによって、管群の全位置の平均熱伝達率を求めることができる。なお、実験は管表面温度一定の条件で行なった。管表面温度と室温との温度差は、各実験とも約 50℃であり、管直径を代表長さとしたグラスホフ数は  $Gr_a = 4 \times 10^4 \sim 4 \times 10^5$  である。図 3 に、使用した座標系、管配列ピッチの定義および実験範囲を示す。

### 3. 実験結果および考察

#### 3-1. 管群における各管の局所熱伝達

管群の各管の局所熱伝達は、管相互の干渉の影響で単一水平円管の局所熱伝達 (図 4) とは異なった挙動を示す。一例として、3 本管群の局所ヌセルト数が管配列ピッチによってどのよ

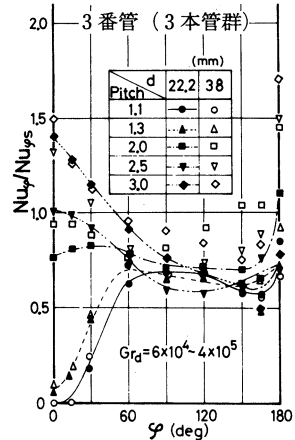
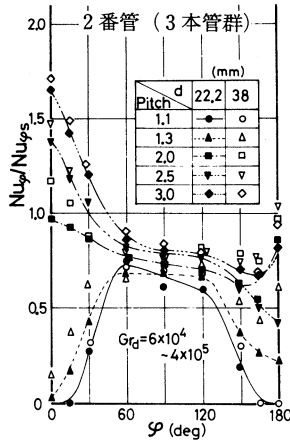
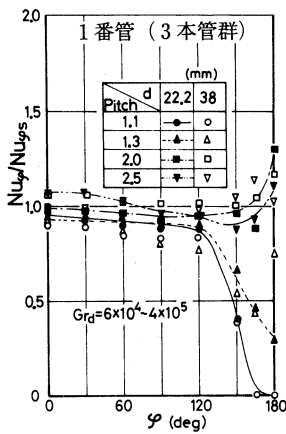


図5. 1番管の局所ヌセルト数 図6. 2番管の局所ヌセルト数 図7. 3番管の局所ヌセルト数

うに変化するかを示すために、単一水円管の局所ヌセルト数との比をとり、図5～図7に示してある。1番管（最上流管、図5）は、管群の中でも他の管の干渉を最も受けにくい管であるので、管配列ピッチがかなり小さな場合にφ=180°付近の熱伝達が低下しているほかは、単管の場合とそれほど大きな差異は見られない。しかし、2番管（図6）は、1番管および3番管の中間に位置するため、他管との干渉の影響が最も顕著に現われる。とくに、管配列ピッチが小さな場合には、φ=0°および180°付近の熱伝達の低下が著しい。これは、写真1に見られるように、管隙間が小さいために上流管からの浮力流れが管の隣接した領域に入り込むことができず、下流管を包み込むような形で流れ去るために、この領域が死水領域となり、その部分の熱伝達が著しく低下することによるものと考えられる。また、管配列ピッチが大きくなると、φ=0°付近の熱伝達が単一水平円管の場合の熱伝達を上まわるようになる。これは、管隙間が大きいと、1番管からの浮力流れが噴流となって2番管のφ=0°付近に衝突し、2番管に対して強制対流として作用するために、この部分の熱伝達が増加するものと考えられる（写真2）。なお、3番管（図7）のφ=0°近傍の熱伝達に関しても同様なことが言える。

3-2. 管群における各管の平均熱伝達

管群の各管の平均熱伝達を比較する場合に基準となる、単一水平円管の平均ヌセルト数とレイリ数の関係を図8に示した。本実験値は、McAdamsがまとめた実験値よりは小さく、また、Levyの積分法による解よりは大きな値となっていて、つぎの式で表わされる。

$$Nu_{ds} = 0.463 Ra_d^{1/4} \dots\dots\dots (1)$$

図9は、各管群における1番管の平均熱伝達を示したものであるが、管隙間がかなり小さな

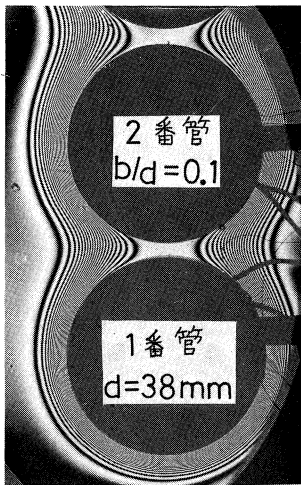


写真1. 干渉縞写真(1)

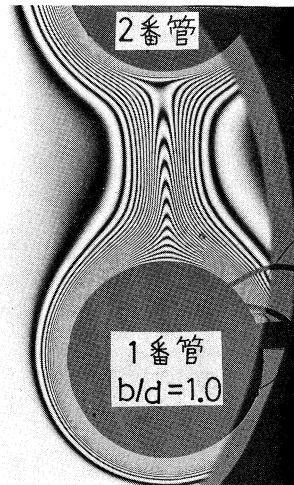


写真2. 干渉縞写真(2)

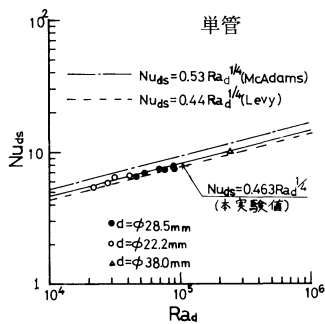


図8. 単管の平均ヌセルト数

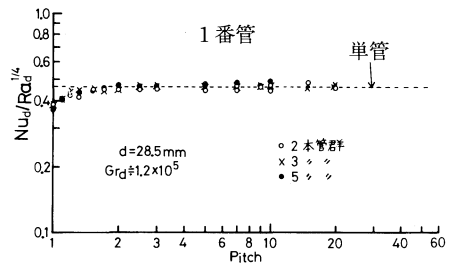


図9. 1番管の平均熱伝達

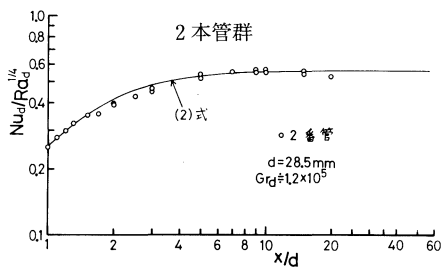


図10. 下流管の平均熱伝達 (2本管群)

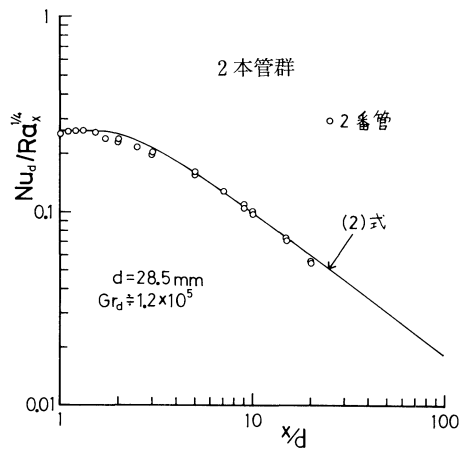


図11. 下流管の平均熱伝達 (2本管群)

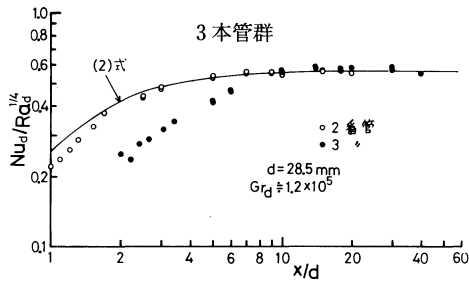


図 12. 下流管の平均熱伝達（3本管群）

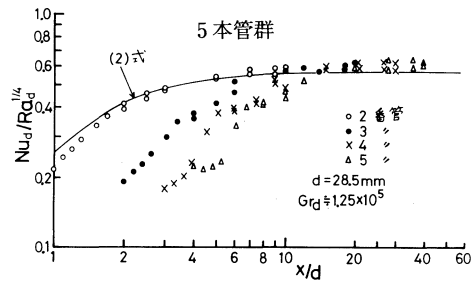


図 13. 下流管の平均熱伝達（5本管群）

場合を除いて下流管の影響を受けていず、単管の平均熱伝達に近い値を示している。これは、1番管が他の影響を最も受けにくい管であることから、予測される結果である。図10は、2本管群の2番管の平均熱伝達と管配列ピッチの関係を示したものである。この図より、管隙間が大きくなると、2番管の平均熱伝達は一定値(最大値)に漸近することがわかる。図11は、図10の実験値(2番管の平均熱伝達)を、 $x$ (1番管の下端から下流管下端までの距離)を用いたレイリ数を使用して整理し直したものである\*。以上の2つの図より、2本管群の2番管の平均ヌセルト数を表す実験式の導入を試みる。まず、図10より  $Nu_d/Ra_d^{1/4}=f(x/d)$  であることがわかる。この実験式は、以下の2つの条件を満足しなければならない。

- (1)  $x/d=1$  の場合  $Nu_d/Ra_x^{1/4}=C_1$  (図11より  $C_1=0.261$ )
- (2)  $x/d \rightarrow \infty$  の場合  $f=C_2$  (図10)

以上の、(1)および(2)を満足する最も簡単な式を考え、諸係数を定めれば、2本管群の2番管の熱伝達の実験式として

$$\frac{Nu_d}{Ra_d^{1/4}} = 0.261 \left( \frac{x}{d} \right)^{3/4} \left[ 1 - \exp \left\{ - \frac{2.22}{\left( \frac{x}{d} \right)^{3/4} - 1} \right\} \right] \quad \dots\dots (2)$$

が得られる。 $x/d \rightarrow \infty$  とすると(2)式は  $Nu_d/Ra_d^{1/4}=0.58$  となり、単管の本実験値(1)式より若干大きな値となる。しかしながら、図10の実線で示されるごとく、本実験の範囲内では、(2)式は実験値をほぼ近似していることがわかる。図12および図13は、それぞれ、3本および5本管群の下流各管の平均熱伝達と  $x/d$  の関係を示したものである。下流各管の平均熱伝達は、管隙間が大きくなると最大値に漸近してゆく傾向を示しており、その値は、2本管群の2番管が示す最大値とほぼ等しいことがわかる。これは、3本および5本管群の下流各管は、管隙間がある程度大きくなる(管配列ピッチが約5以上)と、熱伝達の観点からは、2本管群の2番管と考えるとよいことを意味している。この理由は、下流管は管隙間が大きくなると、

\* 2本管群の2番管の場合には、管配列ピッチ= $x/d$ となる。

その管のすぐ上流の管のみの影響を強く受けるようになり、さらに上流の管や、その管の下流管の影響は重要でなくなるために、結局、2本管群の2番管の熱伝達と同様の挙動を示すものと考えられる。換言すれば、管隙間が大きな場合、管群の下流管の熱伝達は、2本管群の2番管の熱伝達を知れば、ある程度予測が可能であると言えよう。

### 3-3. 単一水平円管からの浮力流れ

管群の下流各管は、上流管からの浮力流れの中に位置しているので、その浮力流れが、下流管の熱伝達に影響を与えているものと考えられる。それゆえ、上流管からの浮力流れそのものについて知ることは、下流管の熱伝達を予測するためにも重要である。静止流体中におかれた水平線熱源および点熱源からの浮力流れに関して、藤井<sup>6)</sup>は、境界層近似によって層流の場合に対する厳密な解を得ている。線熱源については、Brodowitzら<sup>7)</sup>、および Sparrowら<sup>8)</sup>が細線(直径0.075~1 mm)を使用して実験を行ない、理論解と一致する結果を得ている。本実験で使用した有限の大きさ(直径28.5 mm)の加熱管からの浮力流れに対して、藤井の線熱源からの浮力流れに対する解析結果を適用するのは、かなり無理があると思われるが、適当な比較対象が見当たらないので、参照することにしたい。藤井の理論解析によれば、加熱量  $Q$ 、線熱源からの高さ  $X$ 、浮力流れの軸上中心温度  $T_c$ 、およびその無次元温度  $h(0)$  との関係は

$$\left[ \frac{Q^{4/5}}{\Phi(T_c - T_\infty)} \right]^{5/3} = [h(0)]^{-5/3} \cdot X \quad \dots\dots (3)$$

と表わされる。ここで  $\Phi = (g\beta\nu^2\rho^4c_p^4)^{1/5}$  である。本実験結果と(3)式の比較検討を行なうために、単一水平円管からの浮力流れの軸上中心温度を、直径  $50\mu$  のクロメル・アルメル熱電対で測定した(写真3)。熱電対の出力を記録した一例を写真4に示す。加熱管の下端から熱電対までの距離が  $x$  に大きくなると、浮力流れの軸上中心温度は激しく変動する傾向を示しているが、中心温度が最も高い値を示すという理由から、 $T_c$  の値としては最高温度を採用した。

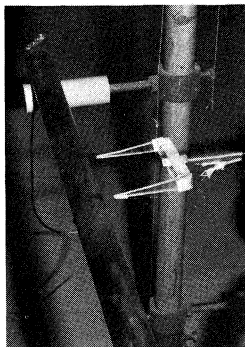


写真3. 軸上中心温度の測定

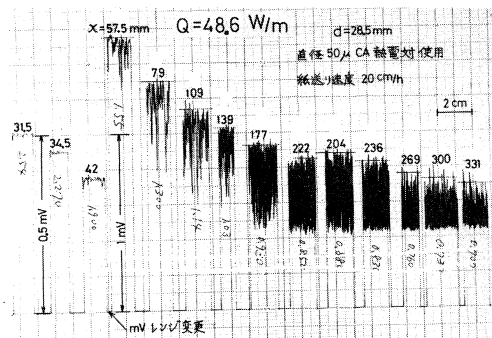


写真4. 軸上中心温度の記録



図 14 は、(3)式の左辺の実験値と  $x$  の関係を示したものである。この図より、 $60 \leq x \leq 150$  の範囲では、 $\left[ \frac{Q^{4/5}}{\Phi(T_c - T_\infty)} \right]^{5/3}$  と  $x$  は直線関係で表わされ、浮力流れが層流であることを示している。 $x > 150$  では、実験値がこの直線関係からはずれてゆくことから、浮力流れが乱流へと遷移していることを示しているものと考えられる。また、この直線が横軸と交わる点は  $x = 0$  (加熱管の下端) と一致してなく、この浮力流れの見掛け上の線熱源の位置は  $x = 15.3 \text{ mm}$  であり、加熱管の中心によりやや上部に位置することがわかる。

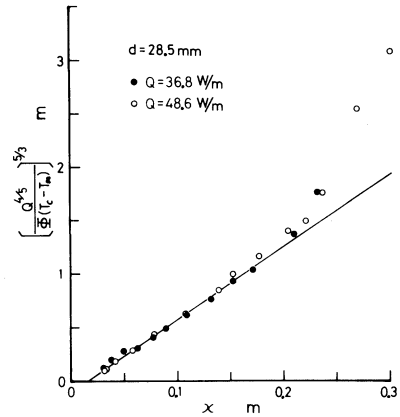


図 14. 浮力流れの軸上中心温度

この見掛け上の線熱源の位置から測定した距離を  $X$  とすると、乱流へ遷移すると考えられる位置は、 $Q = 36.8 \text{ W/m}$  の場合は  $X = 150 \text{ mm}$ 、および  $Q = 48.6 \text{ W/m}$  の場合には  $X = 120 \text{ mm}$  となり、修正グラスホフ数  $Gr^* = g\beta QX / (\rho C_p \nu^3)$  で表わすと、それぞれ  $Gr^* = 1 \times 10^9$ 、および  $Gr^* = 7 \times 10^8$  となる。これは、Sparrow らの実験における乱流遷移の値  $Gr^* = 5 \times 10^8$  に近い値である。また、図 14 の直線より  $h(0)$  の値を求めると  $0.317$  となり、空気 ( $Pr = 0.7$ ) に対する層流の理論値  $0.373$  より  $15\%$  小さいが、Sparrow らの実験値と使用した加熱管の直径が違うにも拘わらず、同一の値となった。このことから、ある  $x$  の範囲内では、本実験で使用した直径  $28.5 \text{ mm}$  の加熱管からの浮力流れを、線熱源からの浮力流れと近似しても良いと考えられる。本実験の浮力流れが乱流へ遷移する位置  $X = 120 \sim 150 \text{ mm}$  は、管配列ピッチで表わすと約  $5 \sim 6$  となる。図 12 および図 13 を見ると、管配列ピッチが約  $5$  で下流各管の熱伝達がほぼ一定値(最大値)に達しており、ピッチがそれ以上増加しても、各管の熱伝達はほとんど変化しないことがわかる。それゆえ、上流管からの浮力流れの乱流遷移が、下流管の熱伝達の増大に、ある程度寄与しているものと考えられる。Sparrow らの実験によると、線熱源からの浮力流れが、完全に発達した乱流となるのは  $Gr^* \geq 5 \times 10^9$  で、本実験条件では  $x \geq 270 \text{ mm}$ 、管配列ピッチが約  $10$  以上である。 $x$  がさらに大きくなってゆくと、乱流の混合作用は空気の粘性によるエネルギー散逸によって弱くなってゆき、管群の下流各管の熱伝達は減少していき、 $x = \infty$  の極限においては、単一水平円管の熱伝達に等しくなるものと考えられる。

### 3-4. 管群全体の熱伝達

管群全体の熱伝達を評価するために、各管の熱伝達の合計を管群の本数で割り、管一本当り

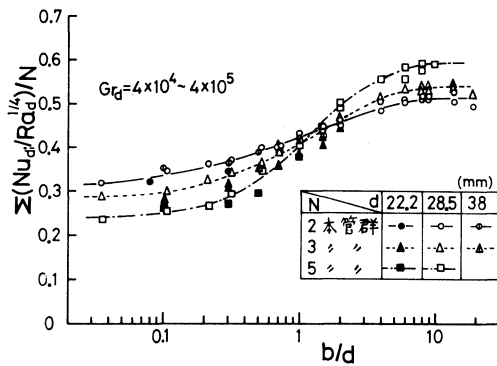


図 15. 管群全体の熱伝達

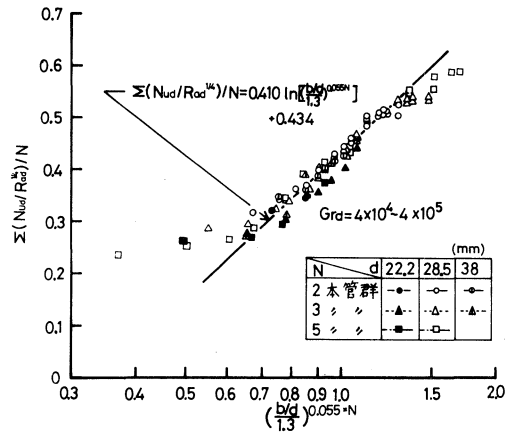


図 16. 管群全体の熱伝達

の熱伝達に換算して示したものが図 15 である。この図から、 $b/d < 3$  では管群の熱伝達の低下が著しく、 $b/d > 10$  でも熱伝達の増加が期待できず配管により大きなスペースが必要となることがわかる。それゆえ、本実験で使用した程度の管直径では、 $b/d \approx 5$  程度の管配列が熱伝達の観点から適当であると考えられる。また、図 16 は横軸に新しい変数  $[(b/d)/1.3]^{0.055N}$  をとり、図 15 を整理しなおしたものであるが、2本、3本および5本管群の実験値が、一本の曲線でまとめられることがわかる。この図より、 $[(b/d)/1.3]^{0.055N}$  の値が約 0.7 から 1.2 の範囲では、管群全体の平均ヌセルト数に対する実験式として、

$$\Sigma(Nu_d/Ra_d^{1/4})/N = 0.410 \ln \left\{ \left[ (b/d)/1.3 \right]^{0.055N} \right\} + 0.434 \quad \dots\dots (4)$$

が成立することがわかる。

#### 4. 結 言

2本、3本および5本管群の自然対流熱伝達実験を、管表面温度一定の条件で行ない、以下の結論を得た。

- (1) 管群における各管の相互干渉の影響は、管の隣接した領域で最も著しく現われる。下流管の  $\phi = 0^\circ$  (上流よどみ点) 付近の熱伝達は、管隙間が小さい場合には阻害されて小さな値をとり、大きな場合には促進されて単一水平円管の熱伝達を上まわるようになる。
- (2) 1番管(最上流管)の熱伝達は、管隙間がかなり小さな場合を除いて他の管の影響を受けていず、管配列ピッチが2以上では、管群本数に関係なく、ほぼ単一水平円管の熱伝達と

等しい値を示す。

- (3) 管群における下流各管の平均ヌセルト数は、1番管の下端から下流各管の下端まで距離  $x$  にも依存している。 $x$  が大きくなると、下流各管の平均ヌセルト数は一定値(最大値)に漸近する傾向がみられる。下流各管の平均ヌセルト数が一定となるのは、管群の管配列ピッチが約5以上の場合であり、単管からの浮力流れの軸上中心温度の測定結果と、藤井の理論解析との比較を参照とすると、上流管からの浮力流れが層流から乱流に遷移する位置とほぼ一致しているものと考えられる。
- (4) 2本管群の2番管の平均ヌセルト数を表わす実験式として(2)式を得た。3本および5本管群の下流各管の熱伝達は、 $x$  が大きな場合には(2)式から予測できる。
- (5) 管群全体の熱伝達についての検討から、熱伝達の値が大きく、管隙間がそれ程大きくない管配列として、 $b/d \approx 5$  程度が適当であると思われる。
- (6) 管群全体の平均ヌセルト数は、実験式(4)式で表わされることがわかった。

おわりに、本実験を行なうに当って協力いただいた、当時の本学学生諸氏に対して、感謝の意を表します。

(昭和56年5月20日受理)

#### 使用記号

$Gr_d$ ; グラスホフ数	[-]	$b$ ; 管隙間	[m]
$Gr^*$ ; 修正グラスホフ数	[-]	$C_p$ ; 比熱	[J/(kg · K)]
$N$ ; 管群の管本数	[-]	$d$ ; 管直径	[m]
$Nu$ ; ヌセルト数	[-]	$g$ ; 重力加速度	[m/s <sup>2</sup> ]
$Pr$ ; プラントル数	[-]	$h(0)$ ; 無次元軸上中心温度	[-]
$Q$ ; 熱量	[W/m]	$x$ ; 1番管の下端からの距離	[m]
$Ra$ ; レイリ数	[-]	$\beta$ ; 体膨張係数	[K <sup>-1</sup> ]
$T_c$ ; 浮力流れの軸上中心温度	[°C]	$\nu$ ; 動粘度	[m <sup>2</sup> /s]
$T_\infty$ ; 周囲温度	[°C]	$\rho$ ; 密度	[kg/m <sup>3</sup> ]
$X$ ; 見掛けの線熱源からの距離	[m]	$\phi$ ; 角度	[deg]

#### 参考文献

- 1) 勝田勝太郎, 石原 勲: 第15回日本伝熱シンポジウム講演論文集 1978, 208
- 2) Levy, S.: J. Applied Mechanics 22, 515 (1955)
- 3) Eckert, E. R. G. and Soehngen, E.: Tech. Rept. No.5747, U.S.A.F. Air Material Command, Dayton, Ohio (1948)
- 4) Lieberman, J. and Gebhart, B.; Int. J. Heat Mass Transfer 12, 1385 (1969)
- 5) Marsters, G. F.: Int. J. Heat Mass Transfer 15, 921 (1972)
- 6) Fujii, T.: Int. J. Heat Mass Transfer 6, 597(1963)
- 7) Brodowicz, K. and Kierkus, W.T.: Int. J. Heat Mass Transfer 9, 81 (1966)
- 8) Forstrom, R. J. and Sparrow, E. M.: Int. J. Heat Mass Transfer 10, 321 (1967)
- 9) 戸倉郁夫, 斉藤 図 他2名: 日本機械学会講演論文集 No.800-13, 1980, 134

# 空気層を利用した断熱法の実験的研究

村 本 和 夫・岸 浪 紘 機  
斉 藤 暁・戸 倉 郁 夫

## Application of Enclosed Air Layers to Thermal Insulation

Kazuo Muramoto, Koki Kishinami, Hakaru Saito  
and Ikuo Tokura

### Abstract

Thermal insulation effect has been studied for an air layer enclosed by surfaces with different temperatures by measuring the temperature field in the layer and visualizing the flow pattern in it. The effects of numbers and locations of partition plates inserted to divide the layer were also tested as well as the influence of emissivities of the surfaces upon the insulation. The ratio of overall heat transfer coefficient of the enclosed air layer to that of the glass-fiber layer was approximately 0.3 to 0.6 in the case of inserting one partition plate in the layer, and 0.4 to 0.6 in the case of two partition plates. Especially when the overall heat transfer coefficients through the air layer decreased by one-third in the former case inserting one partition plate and even by half in the latter in comparison with values obtained without partitioning.

## 1 緒 言

垂直密閉空気層の伝熱機構は自然対流熱伝達だけでなく、ふく射伝熱も関与する複合伝熱機構であり、これまでも多くの研究報告がなされている<sup>1)2)3)</sup>。これらは、いずれも高温壁と低温壁の距離を変化させた、いわゆるアスペクト比などの寸法効果を考慮した場合の熱伝達について報告されているものが多い。

本報告は、垂直密閉空間内の流体である空気が繊維質保温材や発泡ポリエチレンとほぼ同じ熱伝導率をもつことに注目し、空気層を簡易で安価な一断熱法として利用しようとするものである。

垂直密閉空気層を通過する熱流を小さくするためには、自然対流の制御、およびふく射伝熱量を低減することが必要となる。

著者らは、高温壁と低温壁をもつ垂直密閉空気層内に、アルミニウム板などの準鏡面仕切板を設置し、その位置や枚数を変化させて、乱流域にある空気層を層流化して、対流熱抵抗の増

大を企り，さらに準鏡面仕切板によりふく射伝熱の低減など，断熱的効果の向上を目的として実験的に究明した結果を報告するものである。

## 2 実験装置および実験方法

**実験装置** 図2-1は実験装置概略を示したものである。(a)は実験装置本本を示し，(b)は実験装置本体の一部分を詳細に示したものである。

本装置のヒータは上下方向に5分割され，左右に3分割されている。そして，中央を主ヒータ，左右を補償用ヒータとした高温壁，上下方向に4分割された低温壁からなる。装置本体は二つの対向した低温壁の中央に高温壁を設置し，熱流は左右対称に流れるようにしてある。

アスペクト比は両空間とも  $L/D=8.9$ ， ( $D=103\text{ mm}$ ，  $L=920\text{ mm}$ ) の密閉空気層であり，高温壁および低温壁の表面に黒色塗料を塗布してある。また，それ以外の内部はふく射の影響を少なくするため，アルミ箔を張った。装置本体は *Water Box* を除いて外部の影響や内部からの熱損失を防ぐよう断熱材で覆ってある。

密閉空気層内を仕切る仕切板は，厚さ  $1\text{ mm}$  のアルミニウム板を使用した。主ヒーターおよ

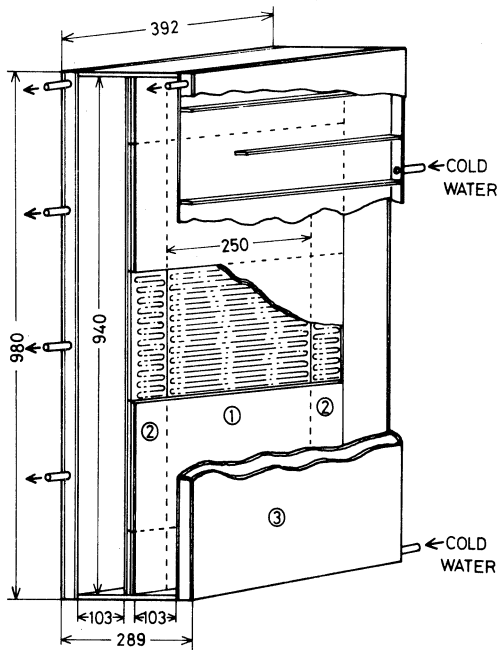
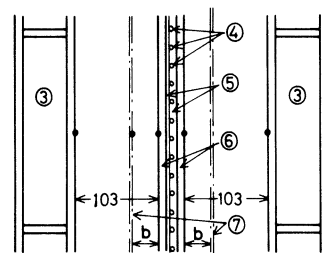


図2-1 (a) 実験装置本体



- ① MAIN HEATER
- ② GUARD HEATER
- ③ WATER BOX
- ④ SHEATHED NICHROME WIRE
- ⑤ COPPER PLATE
- ⑥ BAKELITE PLATE
- ⑦ PARTITION PLATE
- THERMOCOUPLE (CC)

図2-1 (b) 装置詳細図

び補償用ヒータには直径1 mmの絶縁ニクロウム線を用いて、ピッチ10 mmの溝を切った厚さ2 mmの銅板に埋め込み、厚さ1 mmの銅板を重ね両面对称に加熱されるようにしてある。

各部の温度測定には0.1 mmの銅-コンスタンタン熱電対を使用した。実験に使用した流体は空気を用い、低温壁は水道水で冷却してある。

**実験方法** 本実験はヒータ部(高温壁)と冷却板(低温壁)表面に黒色塗料を塗布した場合(以下 *BLACK* という)と、それらの両面にアルミ箔を張った場合(以下 *WHITE* という)とに分け、各々に仕切板を設けない場合( $n=0$ )、1枚の仕切板を設けた場合、2枚を設けた場合( $n=1$ ,  $n=2$ )とに分けて実験を行った。仕切板を設けない場合は温度差を $\Delta T=10\sim 60^{\circ}\text{C}$ まで変化させた。仕切板を設けた場合は、上記の温度差の他に、高温壁と仕切板との距離、すなわち密閉空気層のアスペクト比を変化させて行なった。実験に使用した仕切板は厚さ1 mm、縦940 mm、横375 mmのアルミニウム板を使用した。最後に、通常用いられている断熱材との熱通過率を比較するため、空気層内にグラスウール断熱材を充填した。使用したグラスウール *JIS A 9505* で密度 $18\text{ kg/m}^3$ である。

実験の操作は、上下方向に5分割された各々の主ヒータ、および補償用ヒータに可変圧力を介して電流を流し、高温壁表面の温度分布が均一になるよう入力を調節する。

低温壁の低温保持用冷却水の流量調節は水道水をオーバーフロータンクを介して定圧差で行った。

なお、本実験の定常状態に達するまでの時間は約4~12時間要した。

### 3 実験結果および考察

#### 3-1 仕切板の温度分布

図3-1は仕切板の温度分布を示したものである。(a)の *BLACK* と (b)の *WHITE* を比較すると温度分布はほぼ同じ傾向を示している。両図とも高温壁の温度は0.5~2.0%の温度差を生じているが、両壁面ともほぼ等温に近い状態になっている。しかし、図で示されるように仕切板の温度分布は上部と下部において温度差が生じている。

これは、高温壁と仕切板によって形成された空気層(以下 *Cell H* という)において、高温壁面で加熱された空気の密度は、壁面より比較的遠くにある空気の密度よりも小さい。この密度の差により浮力が生じ、加熱された空気は上方に移動する。これによって仕切板の上部は暖められ、空気は仕切板に沿って下降しながら冷やされていく、一方、仕切板と低温壁で形成される空気層(以下 *Cell C* という)の空気は冷却板で冷やされ下降し、仕切板下部を冷やし、仕切

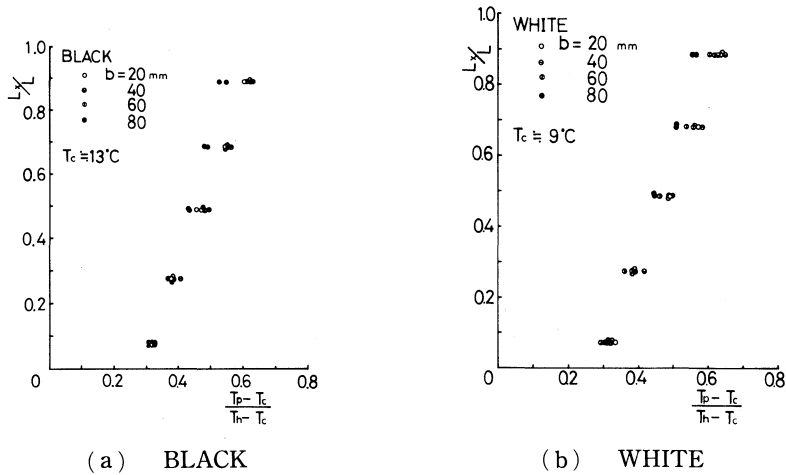


図 3-1 仕切板温度分布

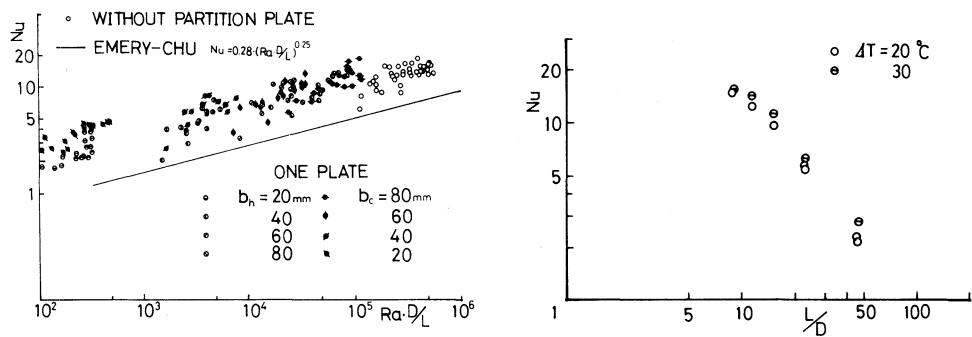
板に沿って上昇する。

この二層の空気は仕切板をはさんで向流になっており、熱交換が行なわれているものと思われる。その結果、図 2-1 で示すような温度分布が生じたものと考えられる。

また、仕切板の位置に対する温度分布は  $b=20\sim 60\text{mm}$  では同じ分布を示しているが、 $b=80\text{mm}$  では仕切板上部において他の場合と異なり、高温壁との温度差が小さくなっている。これは Cell C の間隔が狭いため、空気の流れが他に比べて緩慢になり、その結果、仕切板の温度差は小さくなるものと考えられる。

### 3-2 ヌセルト数

図 3-2 (a) は BLACK と WHITE における各層のヌセルト数  $Nu$  と  $Ra \cdot D/L$  の関係を示したものである。ただし、 $Ra$  はレイリー数。 $D/L$  を乗したのは各層のアスペクト比が  $L/D =$



(a)  $Nu$  数と  $Ra \cdot D/L$

(b)  $Nu$  数と  $L/D$

図 3-2

8.9, 11.5, 15.3, 23.0, 46.0, と異なるので  $D/L$  の要因を考慮したものである。

図3-2 (a) の実線は *Emry-Chu* 等の密閉空気層内の自然対流の実験式<sup>1)</sup>

$$Nu = 0.28 Ra^{1/4} (L/D)^{-1/4}$$

である。

仕切板を設けない場合、すなわち、高温壁と低温壁が等温である時、本実験で得られた  $Nu$  数は *Emry-Chu* 等の実験式より2倍程大きくなっている。従来、多くの実験式が示されている<sup>4)</sup>がいずれも *Emry-Chu* 等より大きな値を示している。

また、仕切板を設けた場合、すなわち、片側に非等温壁をもつような時の各層の  $Nu$  数は両壁が等温である場合とほぼ同じ傾向を示している。したがって、本実験の温度範囲の非等温壁をもつ密閉空気層の  $Nu$  数は仕切板の温度を単純に平均することにより予測することが出来る。

図3-2 (b) は仕切板によって分割された高温壁側の空気層 *Cell H* のアスペクト比  $L/D$  と  $Nu$  数の関係を示したものである。図から明らかなように、アスペクト比が大きくなる程、すなわち、仕切板が高温壁側に近くなる程  $Nu$  数は減少する傾向を示している。

これは、空気層の隙間が狭くなるつれて、伝熱形態が *Laminar flow convection* から *Asymptotic Conduction* と遷移していくためと考えられ、アスペクト比が密閉空気層内の熱伝達に大きな影響を与える要因となっていることがわかる。また、アスペクト比は同じであって

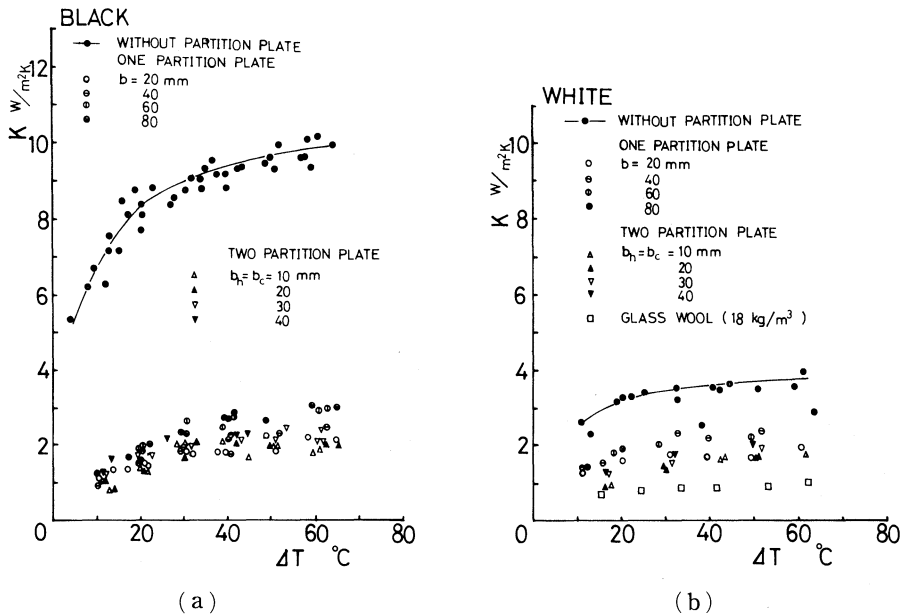


図3-3 熱通過率と温度差



も温度差が小さくなると  $Nu$  数も小さくなる傾向がみられる。これより、温度差が小さい程、熱抵抗が大きくなることがわかる。

### 3-3 熱通過率

図3-3は *BLACK* と *WHITE* について仕切板を設けない場合、仕切板が1枚、2枚の場合、そして、仕切板の位置を変化させたときの熱通過率  $K$  を示したものである。ただし、高温壁と低温壁の温度差は  $10^{\circ}\text{C} \sim 60^{\circ}\text{C}$  である。

#### 3-3-1. 仕切板を設けない場合の熱通過率の比較

図3-3 (a) の場合、熱通過率は両壁の温度差  $\Delta T = 20^{\circ}\text{C}$  より大きい範囲で増加する傾向が見られ、 $\Delta T = 20^{\circ}\text{C}$  以下で急激に減少している。これは両壁の温度差が小さいため、空気層内の対流とふく射が低減するためと考えられる。また、温度差が  $20^{\circ}\text{C}$  以上ではふく射の影響が対流より大きくなるものと考えられる。これは (a) と (b) の傾きより想定することが出来る。

(b) の場合も温度差が増加するにつれて熱通過率はわずかであるが増えている。しかし、(a) に比較するとその傾きはわずかであり、ふく射の影響を考慮することにより、温度差が大きくなっても熱通過率は大巾に増大することがないことが判る。

また、(a) と (b) を比較すると、(a) の熱通過率は (b) の  $\frac{1}{3}$  程度に減少している。これは、*BLACK* と *WHITE* のふく射率の違いによる、ふく射熱量の差異によって生じたものである。これはふく射率が知られているならば容易に予測することが出来る。

### 3-4 熱 量

図3-4は *BLACK* と *WHITE* の全熱量  $Q_{all}$  と対流による熱量  $Q_{conv}$  を示す。*BLACK* の場合、全熱量の60~70%がふく射伝熱量であり、30~40%が対流によるものである。一方、*WHITE* ではふく射伝熱量はほとんど無視され(全熱量の3~5%)ることがわかる。

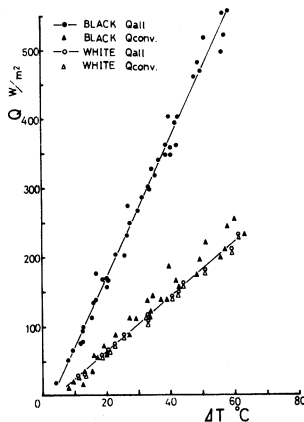


図3-4 熱 量

#### 3-5 仕切板の枚数による熱通過率の比較

図3-5は、*BLACK* と *WHITE* における仕切板の枚数に対する熱通過率の値を示したものである。仕切板の位置や両壁の温度差による図の混雑をさけるため、 $K$  の値の範囲のみを示す。仕切板を設けた場合、 $K$  の範囲は *BLACK* と *WHITE* はほぼ同じか、わずかに *WHITE* の方が小さい。これは高温壁および低温壁のふく射率の差によるものと考え

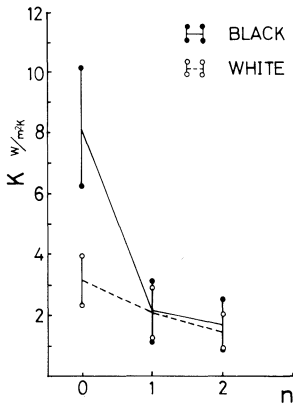


図3-5 仕切板の数と熱通過率

られる。*BLACK* の場合、 $n=0$  で  $K$  は  $6.2\sim 10.2$  ( $W/m^2K$ ) であり、 $n=1$  で  $1/4$  までが減少し  $n=2$  で  $1/5$  までが減少する。*WHITE* の場合、 $n=0$  で  $K$  は  $2.3\sim 4.0$  ( $W/m^2K$ ) で  $n=1$  で  $2/3$  程減少し、 $n=2$  で  $1/2$  まで減少する。また、*BLACK* で  $n=0$  の場合と比較すると、 $n=1$  で  $1/4$  程度、 $n=2$  で  $1/6$  程度となり、仕切板を設けることにより、空気層が層流化され熱抵抗が増大したためと考える。

3-6 仕切板の位置による熱通過率の比較

図3-6は高温壁からの仕切板の距離に対する熱通過率を示したものである。

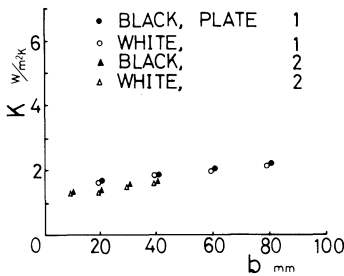


図3-6 仕切板位置と熱通過率

仕切板2枚のときは高温壁と低温壁からの距離を等しく対称になるように設置した。

熱通過率  $K$  は仕切板が1枚の場合、 $b=20\text{ mm}$  で最も低く、高温壁からの距離が大きくなるにつれて増加する傾向を示している。

仕切板2枚の場合、 $b_h=b_c=10\text{ mm}$  で最も低く、1枚の場合と同様に増加する傾向がみられる。これは仕切板により分割された各層の自然対流状態の違いによるものと考えられる。

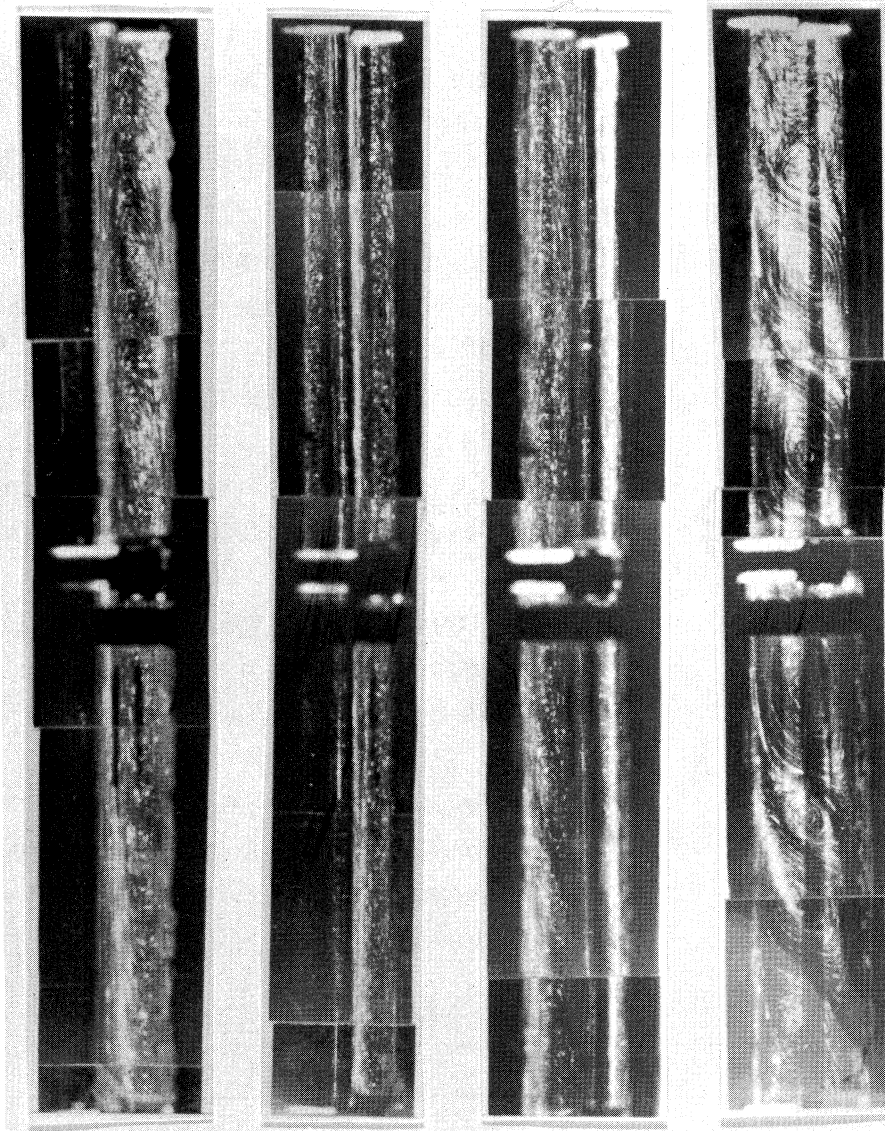
表-3は *BLACK* の高温壁と低温壁の温度差  $\Delta T=30^\circ\text{C}$  における *Cell H* と *Cell C* の  $Ra$  数を示したものである。

*Cell H* は高温壁と仕切板によって形成される空気層であ

表-3 Cell H と Cell C の  $Ra$  数

(BLACK,  $\Delta T=30^\circ\text{C}$ )

b (mm)	Cell.H		Cell.C	
	$Ra_h$	L/D	$Ra_c$	L/D
20	$1.05 \times 10^4$	46.0	$7.36 \times 10^5$	11.5
40	$7.90 \times 10^4$	23.0	$3.31 \times 10^5$	15.3
60	$2.71 \times 10^5$	15.3	$9.13 \times 10^4$	23.0
80	$6.94 \times 10^5$	11.5	$10.5 \times 10^4$	46.0



(a)  $T_h \doteq 28^\circ\text{C}$ ,  
 $T_c \doteq 11^\circ\text{C}$ ,  
 $L/b_h = 43$ ,  
 $R_{ah} \doteq 8 \times 10^3$

(b)  $T_h = 31^\circ\text{C}$ ,  
 $T_c \doteq 12^\circ\text{C}$ ,  
 $L/b_h = 24$ ,  
 $R_{ah} \doteq 4 \times 10^4$

(c)  $T_h = 31^\circ\text{C}$ ,  
 $T_c = 12^\circ\text{C}$ ,  
 $L/b_h = 17$ ,  
 $R_{ah} \doteq 1 \times 10^5$

(d)  $T_h \doteq 31^\circ\text{C}$ ,  
 $T_c \doteq 12^\circ\text{C}$ ,  
 $L/D = 12$ ,  
 $R_a = 12 \times 10^6$

写真-3 密閉層内の流れ状態

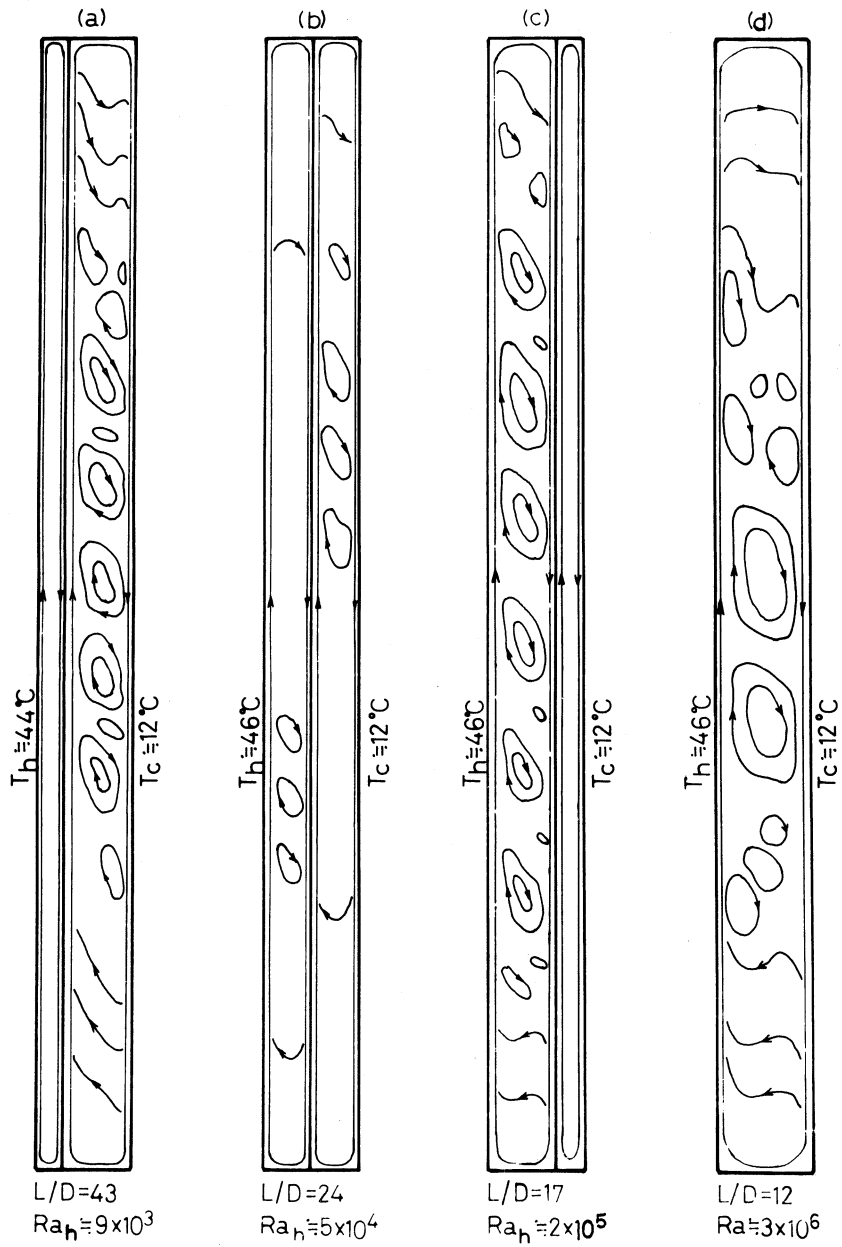


図 3-7 密閉層流体の対流挙動

り、低温壁に相当する仕切板は図3-1で示した様に非等温になっている。また *Cell C* は仕切板と低温壁によって形成される空気層であり、仕切板が高温壁に相当し、上述と同じ様に非等温状態になっている。

$b=20\text{ mm}$  と  $b=80\text{ mm}$ ,  $b=40\text{ mm}$  と  $b=60\text{ mm}$  における各空気層は互いに対称になっており、 $Ra$  数の値もほぼ等しく、対流状態はほぼ同じであると思われる。*Cell H* では  $b=20\text{ mm}$  で層流となり、熱抵抗は *Cell C* よりも大きく、 $b$  が大きくなるにつれて層流から乱流へ遷移して、熱抵抗は小さくなっていく。一方、*Cell C* では  $b=20\text{ mm}$  で層流から乱流の遷移域にあり、熱抵抗は *Cell H* より小さく、 $b$  が大きくなるにつれて層流化され熱抵抗は大きくなり全体の熱抵抗はこれら二層の相殺によって決まるものと思われる。

$b=20\text{ mm}$  と  $b=80\text{ mm}$  とを比較すると、互いに対称であるので全体の熱通過率はほぼ同じになると予想されるが、本実験では  $b=80\text{ mm}$  の方が大きくなっている。これは低温壁が非等温である *Cell C* において、アスペクト比、 $Ra$  数が同じであっても、流れ状態に微妙な相違が生じ、熱通過率に差が出るものと思われる。

### 3-7 流れの可視化

写真-3は *Cell H* と *Cell C* の対流状態を確認するために、トランスオイルを用いて流れの状態を写したものである。また、図3-7は写真の流れをトレースしたものである。

図3-7の  $Ra$  数は空気層の場合と同じであり、空気の対流状態も類似した流れであるものと思われる。(d)は仕切板を設置しない場合である。 $Ra$  数は  $3 \times 10^6$  であり、乱流に近い状態である。この中に仕切板を設置すると、(a)は空気層の  $b=20\text{ mm}$ , (b)は  $b=40, 60\text{ mm}$ , (c)は  $b=80\text{ mm}$  に相当する。

(a), (c)を比較すると、(a)の *Cell H*, (c)の *Cell C* は明らかに層流状態であり、対流熱抵抗は非常に大きいものと思われ。一方、(a)の *Cell C* と (c)の *Cell H* では層内に“うず”が生じ、層流から乱流への遷移域にあると思われる。(a)の *Cell C* では中央部に5個程の“うず”が発生し、その結果として、その部分の熱伝達は良くなる。また、(c)の *Cell H* では6個の“うず”が発生し、その範囲も(a)より広く、“うず”の速度も幾分速い事を観察している。これらの微妙な相違が熱伝達に影響を与え、全体の熱通過率は(c)の方が大きくなるものと考えられる。

高温壁から低温壁への熱通過率は非等温の仕切板の影響により、分割された各空気層の流れ状態に微妙な相違が生じることが解った。また高温壁からの仕切板の距離  $b$  が大きくなるにつれて空気層の側面、上下面の面積が大きくなり、二次元熱伝導流れによる熱損失の影響も加わり、図3-6の様な傾向を示すものと思われる。

## 4 結 言

高温壁とそれに対向する低温壁をもつ垂直密閉空気層内に準鏡面仕切板（アルミニウム板）を設置することにより，どの程度の断熱効果が得られるか実験的に求めた結果，以下のことが得られた。

- (1) 熱通過率は仕切板を1枚設置すると仕切板を設置しない場合に比較して，*BLACK* で  $\frac{1}{4}$ 程度，2枚設置すると， $\frac{1}{5}$ 程度まで減少する。また，*WHITE* の場合は  $\frac{2}{3}$ 程度，2枚で  $\frac{1}{3}$ 程度まで減少する。
- (2) 仕切板の位置による熱通過率は仕切板1枚の場合，高温壁からの距離  $b = 20 \text{ mm}$  で最も低く，仕切板2枚の場合，高温壁と低温壁からの距離  $b_h = b_c = 10 \text{ mm}$  で最も低い値となる。
- (3) グラスウールと比較した場合，仕切板1枚でグラスウール断熱の30～60%，2枚で40～80%の断熱効果に達する。

以上のことから，ふく射率の小さい両壁や仕切板を設けることによって，ふく射伝熱を除くことができる。また，仕切板を設置すると対流抵抗をも増大させることが出来る。したがってこれらは従来の断熱法と併用することによって簡易な断熱法として実際面に応用出来るものと考ええる。

本実験に御協力を頂いた本学54年度卒業生，南部博晴君，梅木哲二君，また55年度卒業生，佐孝陽一君，金谷康夫君に感謝の意を表します。 (昭和56年5月20日受理)

## 文 献

- 1) Emery, A. and Chu, Frans. ASME, Ser. C, 87-1 (1965-2)
- 2) Nagendra, H. R. and Tirunarayanan, M. A, Nucl. Engng. and. Des 15 (1971)
- 3) 村本，斉藤，岸浪，戸倉，日本機械学会第241回関西支部講演論文集 No.804-8
- 4) 日本機械学会，伝熱工学資料，改訂第3版



# 固有ベクトル解法による直流機整流解析

松田敏彦・鈴木好夫

## An Analysis of D-C Machine Commutation by the Eigenvector Method

Toshihiko Matsuda and Yoshio Suzuki

### Abstract

This paper presents a method of analysis of commutation phenomena in d-c machines.

It emphasizes a improved computational procedure through the use of the linearized commutation equation and the numerical solution by the eigenvector method.

In this method, eigenvalues, modes of the solution and exciting strength of the modes in a commutating period are evaluated and these values give us the informations on the commutation quality.

### 1. まえがき

直流機の整流現象は、直流機の性能を直接左右するものであり、設計上最重要問題の一つとなっている。直流機は制御性にすぐれているために、この整流問題の研究は現在なお実用的に価値が高いといわれている<sup>(1)</sup>。整流研究は古くから行なわれているが、近年になって電算機を活用して複雑な整流方程式を解くことが可能となり<sup>(2)~(4)</sup>、設計段階の整流特性の定量的評価が可能となってきた。その際の問題点は、整流方程式が多元性・非線形性・特異性を有し、ブラシ接触抵抗の時変性によりスティフな微分方程式であり、解計算が容易でないという点にある。そのため実用的には、ブラシ接触電圧特性の直線近似、整流コイル間の相互誘導の無視などの単純化が採られることが多いようである。

本報告は、整流コイル相互誘導を完全に考慮し、ブラシ接触電圧特性については動特性のみを直線近似する標準形整流方程式を導出し、この整流方程式の一解法としてブラシ接触抵抗変化を階段状変化で近似し、固有ベクトル法を適用する数値解法を提案している。

さらに、この計算に付随して得られる短絡電流解のモードとその励振振幅により整流特性を考察する試みも行っている。



## 2. 整流方程式とその線形化

簡単のため図-1の整流回路を考え、方程式線形化の要点を示す。整流方程式は、(1)式にかかれる。

$$L \frac{di}{dt} + v_1 + v_2 + e_c = 0 \tag{1}$$

ここに、 $L$ ：整流コイル実効インダクタンス、 $i$ ：整流コイル短絡電流、 $e_c$ ：整流起電力、 $v_1$ 、 $v_2$ はブラシと整流子間の接触電圧降下である。

直流機運転状態において、ブラシ接触面に流れる電流は、直流にのこぎり波状のパルス電流を重畳したものであることが知られている。この脈流によるブラシ接触電圧降下は、図-2の如く得られ、その特性表現式は、次式に表わされる。

$$v = kG^{-\frac{n-m}{mn}} g^{\frac{1}{m}} \tag{2}$$

ここで、 $g = G + g_p$ ：脈流電流密度、 $G$ ：直流分電流密度、 $g_p$ ：パルス電流密度、 $k$ 、 $n$ ：ブラシ接触電圧静特性から求まる定数、 $m$ ：ブラシ接触電圧動特性から求まる定数である。定数  $k$  は、ブラシ全面接触抵抗  $R_b$  に対応する定数で、

$$R_b = \left( \frac{k}{A^{1/n}} \right) (2I_F)^{-\frac{n-m}{mn}} \tag{3}$$

なる関係をもつ。ここで、 $A$  はブラシ全接触面積であり、 $I_F$  は定格電機子回路電流である。このブラシ接触電圧特性を適用して、図-1の整流回路に対する(1)式の  $v_1$ 、 $v_2$  を求めると次式となる。

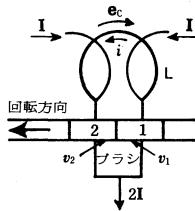


図-1 整流中のコイルの形成する回路

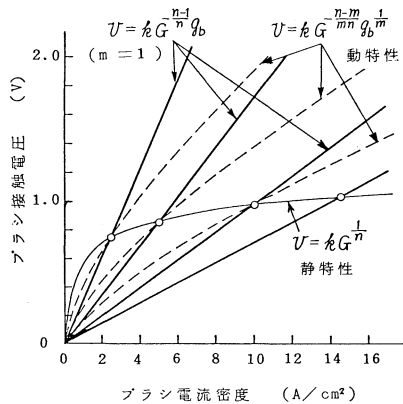


図-2 ブラシ接触電圧特性とブラシ動特性の線形近似

$$v_1 = (2I_F)^{1-\frac{1}{m}} R_b \left( \frac{I}{I_F} \right)^{-\frac{n-m}{mn}} \left( \frac{i-I}{t/T} \right)^{\frac{1}{m}} \quad (4)$$

$$v_2 = (2I_F)^{1-\frac{1}{m}} R_b \left( \frac{I}{I_F} \right)^{-\frac{n-m}{mn}} \left( \frac{i+I}{1-t/T} \right)^{\frac{1}{m}} \quad (5)$$

ここで、 $I$ ：電機子並列回路電流、 $T$ ：整流周期である。式(4)、(5)が従来の式と異なる点は、ブラシ接触抵抗  $R_b$  が電機子電流変化により  $(I/I_F)^{-(n-m)/mn}$  に従って変化する形にあらわされたことである。式(4)、(5)のブラシ特性式を適用した整流方程式は、数値計算簡単化のため、 $m=1$  とおいて線形近似を行っても、電機子電流変化による整流特性の変化を表し、線形近似によって主要特性を欠落することはない。

この  $m=1$  とおく直線近似を行った場合のブラシ接触電圧特性曲線は、図-2 に示されている。この場合、ブラシ接触電圧静特性の非線形性は保持され、これが電機子電流の変化効果、整流子温度の高低効果などを表現する。

次に整流コイル数が任意の場合について整流方程式を標準形の状態方程式に定式化する。図-3 は、整流コイル数  $N$  を任意とした重ね巻機の一磁極対部を取り出した整流回路で、単重重ね巻で磁極対当りの整流子片数が奇数の場合を対象としている。

図-3 にみられるように、短絡電流回路は電源、抵抗およびインダクタンス素子からなり、整流子片間容量などすべての漂遊容量は無視して取り扱われる。従って静電容量素子は回路網中に含まれないが、一般的意味で  $C$ -基準木を取り回路網グラフを描くと図-4 を得る。太線は木枝路を、細線は補木枝路を表す。木枝路は電圧源および抵抗素子のみからなり、補木枝路は電流源およびインダクタンス素子のみからなるのでカットセット行列の主要部は次式となる。

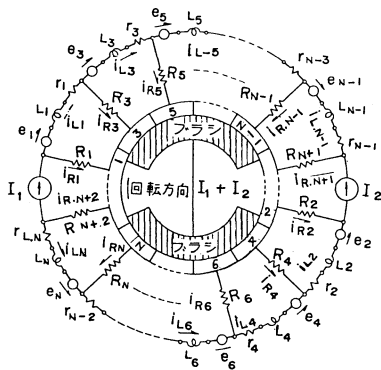


図-3 一般整流回路網

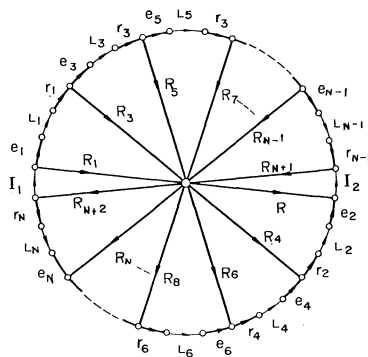


図-4 整流回路のグラフ

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \mathbf{F}_{VL} & \mathbf{O} \\ \mathbf{F}_{GL} & \mathbf{F}_{GI} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{F}_{VL} & \mathbf{O} \\ \mathbf{F}_{RL} & \mathbf{F}_{RI} \\ \mathbf{F}_{rL} & \mathbf{O} \end{bmatrix} \quad (6)$$

ここに  $\mathbf{F}_{GL} = (\mathbf{F}_{RL}, \mathbf{F}_{rL})^T$  は、ブラシー整流子片間接触抵抗  $R_j$  ( $j = 1, 2, \dots, N+2$ ) と短絡コイルインダクタンス  $L_j$  ( $j = 1, 2, \dots, N$ ) との接続関係を表わす行列である。また  $\mathbf{F}_{GI} = (\mathbf{F}_{RI}, \mathbf{O})^T$  は、 $R_j$  および  $r_j$  と電流源（非整流中電機子コイル）との接続関係を表わす。式 (6) からキルヒホッフの電流則および電圧則方程式は、次式となる。

$$\mathbf{Q}\mathbf{i}_b(t) = \begin{bmatrix} \mathbf{1} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{F}_{VL} & \mathbf{O} \\ \mathbf{0} & \mathbf{1} & \mathbf{0} & \mathbf{F}_{RL} & \mathbf{F}_{RI} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{1} & \mathbf{F}_{rL} & \mathbf{O} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{i}_v(t) \\ \mathbf{i}_r(t) \\ \mathbf{i}_r(t) \\ \mathbf{i}_L(t) \\ \mathbf{i}_i(t) \end{bmatrix} = \mathbf{O} \quad (7)$$

$$\mathbf{B}\mathbf{v}_b(t) = \begin{bmatrix} -\mathbf{F}_{VL}^T & -\mathbf{F}_{RL}^T & -\mathbf{F}_{rL}^T & \mathbf{1} & \mathbf{0} \\ \mathbf{O} & -\mathbf{F}_{RI}^T & \mathbf{O} & \mathbf{0} & \mathbf{1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{v}_v(t) \\ \mathbf{v}_r(t) \\ \mathbf{v}_r(t) \\ \mathbf{v}_L(t) \\ \mathbf{v}_i(t) \end{bmatrix} = \mathbf{O} \quad (8)$$

ここに、 $\mathbf{i}_r(t)$ ：整流子片電流ベクトル、 $\mathbf{i}_L(t) = \mathbf{i}_r(t)$ ：短絡コイル電流ベクトル、 $\mathbf{v}_r(t)$ ：ブラシー整流子片間接触電圧ベクトル、 $\mathbf{v}_r(t)$ ：短絡コイル抵抗電圧ベクトルである。またインダクタンス枝路電圧ベクトルを  $\mathbf{v}_L(t)$ 、電流ベクトルを  $\mathbf{i}_L(t)$  とし、整流回路構造が変化しない小区間内で整流回路インダクタンス行列  $\mathbf{L}$  は定行列であると仮定して、枝路電圧電流関係式は次式となる。

$$\mathbf{v}_L(t) = \mathbf{L}_L \frac{d}{dt} \mathbf{i}_L(t) \quad (9)$$

以上の関係式から不要変数を消去し、式 (8) と式 (9) から

$$\mathbf{v}_L(t) = \mathbf{L}_L \frac{d}{dt} \mathbf{i}_L(t) = \mathbf{F}_{VL}^T \mathbf{v}_v(t) + \mathbf{F}_{RL}^T \mathbf{v}_r(t) + \mathbf{F}_{rL}^T \mathbf{v}_r(t) \quad (10)$$

をうる。(10) 式で、ブラシー整流子片間接触電圧ベクトル  $\mathbf{V}_R(t)$  は、

$$\mathbf{v}_R(t) = (2I_F)^{1-\frac{1}{m}} R_b \left( \frac{I}{I_F} \right)^{-\frac{n-m}{mn}} [\mathbf{R}_R \{-\mathbf{F}_{RL} \mathbf{i}(t) - \mathbf{F}_{RI} \mathbf{i}_i\}]^{\frac{1}{m}} \quad (11)$$

と表わされる。(11) 式を (10) 式に代入して次式を得る。なお、 $[\cdot]^{1/m}$  は各行列要素の  $1/m$  乗を表わすものとする。(11) 式を (10) 式に代入して次式を得る。

$$\mathbf{L}_L \frac{di}{dt} = \mathbf{F}_{VL}^T \mathbf{v}(t) + (2I_F)^{1-\frac{1}{m}} R_b \left( \frac{I}{I_F} \right)^{-\frac{n-m}{mn}} \mathbf{F}_{RL}^T [\mathbf{R}_R \{-\mathbf{F}_{RL} \mathbf{i}(t) - \mathbf{F}_{RI} \mathbf{i}\}]^{\frac{1}{m}} - \mathbf{F}_{rL}^T \mathbf{G}_r^{-1} \mathbf{F}_{rL} \mathbf{i}(t) \quad (12)$$

$$\mathbf{R}_r = \text{diag} \left[ \frac{r}{R_b}, \frac{r}{R_b}, \dots, \frac{r}{R_b} \right] \quad (13)$$

$$\mathbf{R}_R = \text{diag} \left[ \frac{\beta}{\tau}, \frac{\beta}{0.5 + \tau}, \beta, \dots, \beta, \frac{\beta}{0.5 - \delta - \tau}, \frac{\beta}{\delta - \tau} \right] \quad (14)$$

$$\mathbf{u} = [e_1, e_2, \dots, e_N, I, I]^T \quad (15)$$

式(12)を  $\mathbf{x} = \mathbf{i}/I_F$ ,  $\tau = t/T_c$ ,  $\rho = R_b T_c/L_e$ ,  $\mathbf{L}_N^{-1} = \mathbf{L}_e \mathbf{L}^{-1}$ ,  $\alpha = I/I_F$  とおいて正規化し、次式的一般化整流方程式を得る。

$$\frac{d\mathbf{x}}{d\tau} = \rho \mathbf{L}_N^{-1} \{ 2 \mathbf{F}_{VL}^T \boldsymbol{\phi} + 2^{1-\frac{1}{m}} \alpha^{-\frac{n-m}{mn}} \mathbf{F}_{RL}^T [\mathbf{R}_R (-\mathbf{F}_{RL} \mathbf{x} - \mathbf{F}_{RI} \boldsymbol{\alpha})]^{\frac{1}{m}} - \mathbf{F}_{rL}^T \mathbf{R}_r \mathbf{F}_{rL} \mathbf{x} \} \quad (16)$$

式(16)において  $m = 1$  とおいて、求める線形化整流方程式をうる。

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{x}}{d\tau} &= \rho \mathbf{L}_N^{-1} \{ 2 \mathbf{F}_{VL}^T \boldsymbol{\phi} + \alpha^{-\frac{n-1}{n}} \mathbf{F}_{RL}^T [\mathbf{R}_R (-\mathbf{F}_{RL} \mathbf{x} - \mathbf{F}_{RI} \boldsymbol{\alpha})] - \mathbf{F}_{rL}^T \mathbf{R}_r \mathbf{F}_{rL} \mathbf{x} \} \\ &= -\rho \mathbf{L}_N^{-1} [\mathbf{F}_{RL}^T, \mathbf{F}_{rL}^T] \left[ \begin{array}{c|c} \alpha^{-\frac{n-1}{n}} \mathbf{R}_R & \mathbf{O} \\ \hline \mathbf{O} & \mathbf{R}_r \end{array} \right] \begin{bmatrix} \mathbf{F}_{RL} \\ \mathbf{F}_{rL} \end{bmatrix} \mathbf{x} \\ &\quad + \rho \mathbf{L}_N^{-1} [2 \mathbf{F}_{VL}^T, -\alpha^{-\frac{n-1}{n}} \mathbf{F}_{RL}^T \mathbf{R}_R \mathbf{F}_{RI}] \mathbf{u} \end{aligned} \quad (17)$$

$$= \mathbf{A} \mathbf{x} + \mathbf{B} \mathbf{u} \quad (18)$$

$$\mathbf{A} = -\rho \mathbf{L}_N^{-1} [\mathbf{F}_{RL}^T, \mathbf{F}_{rL}^T] \left[ \begin{array}{c|c} \alpha^{-\frac{n-1}{n}} \mathbf{R}_R & \mathbf{O} \\ \hline \mathbf{O} & \mathbf{R}_r \end{array} \right] \begin{bmatrix} \mathbf{F}_{RL} \\ \mathbf{F}_{rL} \end{bmatrix} \quad (19)$$

$$\mathbf{B} = \rho \mathbf{L}_N^{-1} [2 \mathbf{F}_{VL}^T, -\alpha^{-\frac{n-1}{n}} \mathbf{F}_{RL}^T \mathbf{R}_R \mathbf{F}_{RI}] \quad (20)$$

ここで

$\mathbf{R}_R$  : ブラシー子片間接触抵抗に関する行列

$\mathbf{R}_r$  : 正規化コイル抵抗行列

$\mathbf{F}_{eL}$ ,  $\mathbf{F}_{RL}$ ,  $\mathbf{F}_{RI}$ ,  $\mathbf{F}_{rL}$  は、整流回路のカットセット行列である。

この整流方程式 (18) は筆者らが本報告により提案するもので、

- (i) ブラシの整流子片被覆数が任意の場合に適用しうる一般式であること、
  - (ii) 標準形の状態方程式に定式化されており、計算機による系統的処理に適すること、
  - (iii) 正負ブラシによる短絡コイル及びそれらの相互インダクタンス等に何ら制限がなく完全に考慮されていること、
  - (iv) ブラシ静特性の非線形性 (パラメータ  $n$ ) が保持されていること、
- などの特長を有する。

### 3. 固有ベクトル解法による数値解

零入力状態方程式  $\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{A}\mathbf{x}$  の一般解は、システム行列  $\mathbf{A}$  の固有値  $\lambda_k$  ( $k = 1, 2, \dots, N$ ) に対する固有ベクトル  $\mathbf{u}_k$  により次式で与えられる。

$$\mathbf{x} = \sum_{k=1}^N \beta_k e^{\lambda_k t} \mathbf{u}_k \quad (21)$$

ここに定数  $\beta_k$  は、初期条件  $\mathbf{x}_0$  と固有ベクトル  $\mathbf{u}_k$  に対する反基底ベクトル  $\mathbf{r}_k$  により次式で得られる。

$$\beta_k = \langle \mathbf{r}_k, \mathbf{x}_0 \rangle \quad (22)$$

従って  $\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{A}\mathbf{x}$  の解は、次式となる。

$$\mathbf{x} = \sum_{k=1}^N e^{\lambda_k t} \langle \mathbf{r}_k, \mathbf{x}_0 \rangle \mathbf{u}_k \quad (23)$$

ここで

$$\mathbf{x}_k = \beta_k e^{\lambda_k t} \mathbf{u}_k \quad \text{とおくと} \quad \mathbf{x} = \sum_{k=1}^N \mathbf{x}_k \quad (24)$$

とあらわされ、この  $\mathbf{x}_k$  は「システムのモード」といわれる<sup>(6)</sup>。

式 (23) を  $\mathbf{x} = e^{\mathbf{A}t} \mathbf{x}_0$  と等しいとおいて状態推移行列  $e^{\mathbf{A}t}$  は、

$$e^{\mathbf{A}t} = \sum_{k=1}^N e^{\lambda_k t} \mathbf{u}_k \langle \mathbf{r}_k \quad (25)$$

で与えられる。

ただし、 $\mathbf{u}_k$  は列ベクトルを、 $\langle \mathbf{r}_k$  は行ベクトルを表し、 $\mathbf{u}_k \langle \mathbf{r}_k$  は、ダイアドと呼ばれる行列である。式 (25) により、入力のある場合の標準形方程式  $\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{B}\mathbf{u}$  の解

$$\mathbf{x} = e^{\mathbf{A}t} \mathbf{x}_0 + \int_0^t e^{\mathbf{A}(t-\tau)} \mathbf{B}\mathbf{u} \, d\tau \quad (26)$$

に、式 (25) を代入して次式を得る。

$$\mathbf{x} = \sum_{k=1}^N e^{\lambda_k t} \mathbf{u}_k \langle \mathbf{r}_k, \mathbf{x}_0 \rangle + \sum_{k=1}^N \int_0^t e^{\lambda_k(t-\tau)} \mathbf{u}_k \langle \mathbf{r}_k, \mathbf{B} \mathbf{u} \rangle d\tau \quad (27)$$

以上の固有ベクトル解法を、整流方程式の数値解に適用する。式 (18) のシステム行列  $\mathbf{A}$  及び  $\mathbf{B}$  は、ブラシ整流子片間接触抵抗の時間変化により時変行列である。そこでブラシ接触抵抗変化を適当な時間キザミ幅の階段状変化で近似し<sup>(7)</sup>、以下の式により積分を行う。各時間キザミ内で  $\mathbf{A}$ 、 $\mathbf{B}$  は定行列であり、かつ  $\mathbf{A}$  は異なる実数固有値  $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_N$  を与えるので、解は次式となる。

$$\mathbf{x} = \sum_{j=1}^N \exp(\lambda_j \tau) \mathbf{P}_j \langle \mathbf{r}_j, \mathbf{x}_0 \rangle + \sum_{j=1}^N \int_0^{\tau} \exp\{\lambda_j(\tau-\theta)\} \mathbf{P}_j \langle \mathbf{r}_j, \mathbf{B} \mathbf{u} \rangle d\theta \quad (28)$$

ここで、 $\mathbf{P}_j$  :  $\lambda_j$  に対応する固有ベクトル、 $\mathbf{r}_j$  :  $\mathbf{P}_j$  に対する反基底ベクトル、 $\mathbf{x}_0$  :  $\mathbf{x}$  の初期値である。式 (28) の右辺第 2 項の積分を行い、キザミ幅を  $\Delta\tau$  とし、 $\tau_n = n \cdot \Delta\tau$  ( $n=1, 2, \dots, N$ )、 $\tau_n$  時点での  $\mathbf{x}$ 、 $\mathbf{B}$ 、 $\mathbf{P}_j$  などを各々  $\mathbf{x}_n$ 、 $\mathbf{B}_n$ 、 $\mathbf{P}_{jn}$  などとすると式 (28) は次式となる。

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_n = & \sum_{j=1}^N \exp(\lambda_{jn} \cdot \Delta\tau) \mathbf{P}_{jn} [\langle \mathbf{r}_{jn}, \mathbf{x}_{n-1} \rangle + \frac{1}{\lambda_{jn}} \langle \mathbf{r}_{jn}, \mathbf{B}_n \mathbf{u}_n \\ & \times \{1 - \exp(-\lambda_{jn} \cdot \Delta\tau)\}] \end{aligned} \quad (29)$$

式 (29) の逐次計算を行うことにより短絡電流曲線  $\mathbf{x}$  が求まる。すなわち解計算は、短絡電流が同一変化を繰り返す区間について実行する。その大区間の  $\mathbf{x}$  の初期値  $\mathbf{x}_0$  を仮定して計算を開始し、第  $n$  キザミ区間の初期値を  $\mathbf{x}_{n-1}$  とし、終期値  $\mathbf{x}$  が  $\mathbf{x}_0$  と一致しているか否かを比較し、この一致が得られるまで  $\mathbf{x}$  を  $\mathbf{x}_0$  として計算を反復する。

以上のべた固有ベクトル法による整流解析の特長は、次の通りである。

- (i) 式 (29) は積分された形に得られており、解計算の主要部はキザミ幅ごとの固有値計算であり、従って若干長い計算時間を要するが、計算の安定性にすぐれていること。
- (ii) 解計算に付随して、整流方程式の固有値、解を構成するモード、モードの励振振幅などが同時に計算されること。更に、これらの量の算定のみで整流の良否判定の可能性があること、などである。

#### 4. 数値計算例とその結果

本法による整流解析例の供試機として、表-1 に示す整流回路定数の仮想直流機を用いた。その直流機は、2 極重ね巻、整流子片数が奇数のもので、ブラシの整流子片被覆数  $\beta=1.8$  の場合の整流回路を図-5 に示す。その整流回路のカットセット行列主要部の小行列は、式 (30) の

表-1 仮想直流機の機械定数

定 数 名	数値																
電機子定格電流 $I_F$ (A)	15.0																
ブラシ接触抵抗 $R$ ( $\Omega$ )	0.03																
整流時間 $T$ (ms)	9																
整流コイルインダクタンス $L$ ( $\mu$ H) =	<table border="1"> <tbody> <tr> <td>10</td> <td>3</td> <td>6</td> <td>3</td> </tr> <tr> <td>3</td> <td>10</td> <td>3</td> <td>6</td> </tr> <tr> <td>6</td> <td>3</td> <td>10</td> <td>3</td> </tr> <tr> <td>3</td> <td>6</td> <td>3</td> <td>10</td> </tr> </tbody> </table>	10	3	6	3	3	10	3	6	6	3	10	3	3	6	3	10
10	3	6	3														
3	10	3	6														
6	3	10	3														
3	6	3	10														

$\mathbf{F}_{eL}$	$\mathbf{O}$	=	-1	0	0	0	0	0
$\mathbf{F}_{rL}$	$\mathbf{F}_{rI}$		0	-1	0	0	0	0
$\mathbf{F}_{rL}$	$\mathbf{O}$		0	0	-1	0	0	0
			0	0	0	-1	0	0
			1	0	0	0	-1	0
			0	1	0	0	0	-1
			-1	0	1	0	0	0
			0	-1	0	1	0	0
			0	0	-1	0	0	-1
			0	0	0	-1	-1	0
			-1	0	0	0	0	0
			0	-1	0	0	0	0
			0	0	-1	0	0	0
			0	0	0	-1	0	0

(30)

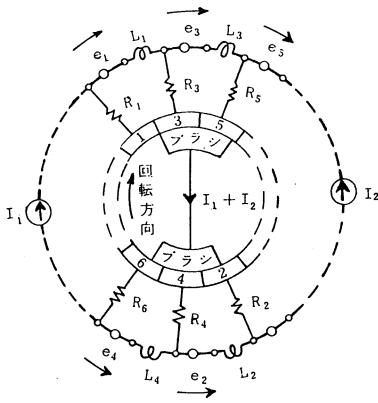


図-5 供試直流機の整流回路網

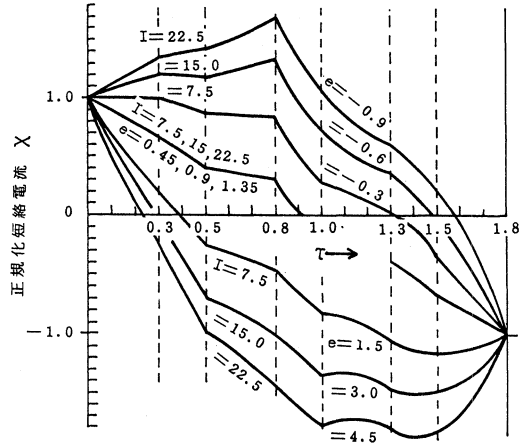


図-6 整流コイル短絡電流曲線

行列となる。

ブラシ接触状態行列では、特異小区間では

$$\mathbf{R}_R = \text{diag} \left[ \frac{\beta}{\tau}, \frac{\beta}{0.5 + \tau}, \beta, \beta, \frac{\beta}{0.5 + \delta - \tau}, \frac{\beta}{\delta - \tau} \right] \quad (31)$$

正則小区間では

$$\mathbf{R}_R = \text{diag} \left[ \frac{\beta}{\delta + \tau}, \frac{\beta}{0.5 + \delta + \tau}, \beta, \frac{\beta}{0.5 - \tau} \right] \quad (32)$$

以下、この供試機による計算例とその考察をのべる。図-6は各短絡電流曲線を  $i/I$  (PU) で描いたもので、電機子電流値による整流曲線の変化を比較したものである。この計算結果は、従来の整流方程式による結果と異なり、電機子電流増大による整流悪化特性が算出されている。

次に、式(29)の数値解により求められる固有値  $\lambda_i$ 、モード  $e^{\lambda_i \tau}$  及びその励振振幅などと整流特性との関係を考察する。

図-7は、固有値の時間変化を示したものである。固有値は  $\mathbf{A}$  行列の時変性のためにいずれも時間的に変化する、本例の同時短絡コイル数4の直流機の場合、変化の小さい固有値3個 ( $\lambda_1, \lambda_3, \lambda_4$ ) と大きく変化する固有値1個 ( $\lambda_2$ ) が得られる。ただしモード番号は任意に付したものである。

図-8は、整流回路のインダクタンス値と固有値の関係を示したもので、インダクタンス値が小さい程固有値の絶対値が大きくなるのが知られる。インダクタンス値が減少すると整流は直線整流に近づく故、整流回路条件について固有値を計算比較することにより、整流の良否の相対評価が可能と考えられる。なお短絡コイルが1個のみの整流回路について、整流は



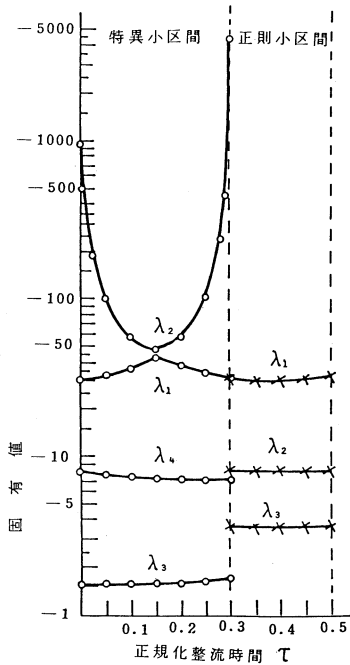


図-7 固有値の時間変化

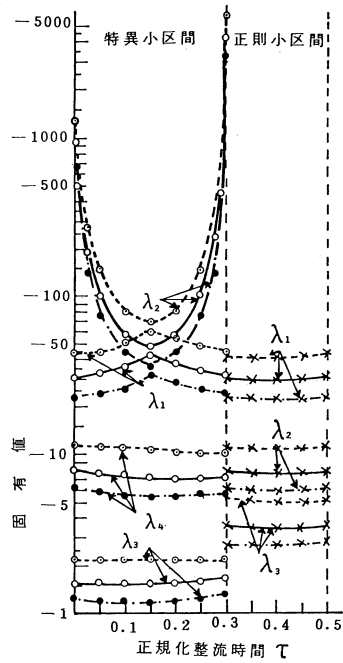


図-8 Lを変化した場合の固有値の時間変化  
(---○--- Lを2割減, ●, ● Lを2割増)

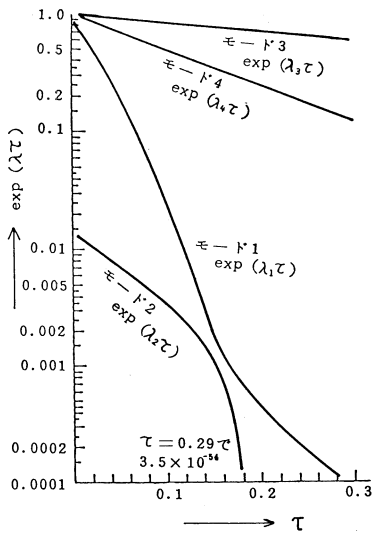


図-9 モードの時間変化

なる量が大きいほど容易であることが知られている。従って  $L$  の小さいことは、 $T$  あるいは  $R_b$  の大きいことと同じ効果を示すので、固有値の大小は  $b$  の大小と関係しており、整流の難易と関係することが知られる。

図-9は、モードの時間変化を示したもので、 $\tau$  の増加に伴い変化のゆるやかなモード3及び4と、極めて小さな値まで大きく変化するモード1及び2が得られている。このモードの変形は、整流回路定数を変えてもほとんど変わらない。

次に整流起電力を変化させた場合のモードの励振振幅の変形を示したのが、図-10、図-11、図-12である。図-10は  $e_c=0.9$  の直線整流の場合、図-11は  $e_c=3.0$  の過整流、図-12は  $e_c=-0.6$  の不足整流の

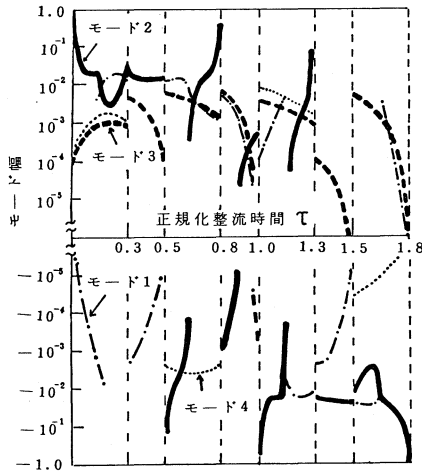


図-10 モードの励振振幅の変化  
( $e_c=0.9$ の直線整流の場合)

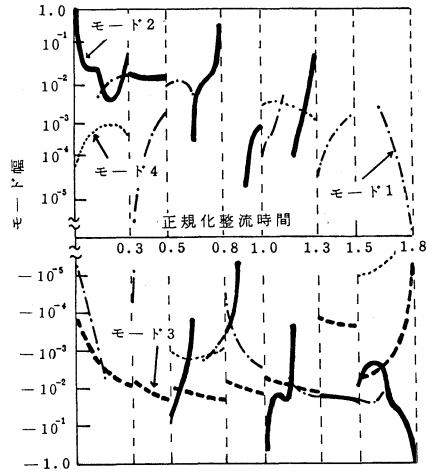


図-11 モードの励振振幅の変化  
( $e_c=3.0$ の過整流の場合)

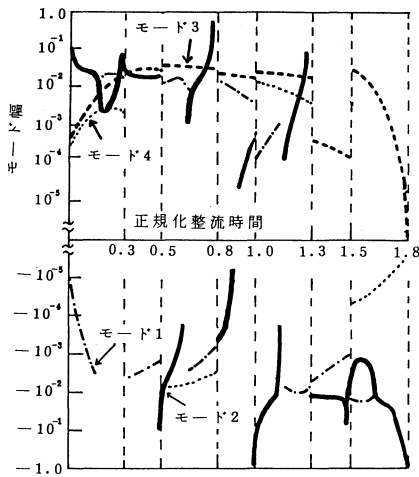


図-12 モードの励振振幅の変化  
( $e_c=-0.6$ の不足整流の場合)

場合のモードの励振振幅の変化形である。これらの図から、各モードの励振振幅変化の特徴として次のことが知られる。特異小区間（整流を開始および終了するコイルが存在する計算小区間）内で大きな変化をするモード2の励振振幅は、整流開始時 ( $\tau=0$ ) で+1, 整流終了時 ( $\tau=1.8$ ) で-1となる。これに対しモード1, 3, 4のそれらは極めて小さい値で始まり、 $\tau=1.8$ で0となる。以上により、モード2の変化が整流曲線の始めと終りの形状を規定するものと考えられる。次に最大固有値で整流周期中の変化が最も小さいモード3の励振振幅は、整流起電力値により大きく変わることが知られる。すなわち、 $e_c=0.9$  (直線整流) の場合はのこぎり波状に断続する波形であるが、 $e_c=3.0$

の過整流の場合は負値の凹形となり、 $e_c=-0.6$ の不足整流の場合は正值の凸形に変化する。これら整流方程式の解を構成するモードと整流曲線の関係を次のように要約できる。

- (i) 固有値がU字形に大きく変わるモード (モード2) の変化が、整流曲線の始めと終りの変化形を規定する。
- (ii) 固有値の最も大きいモード (モード3) の励振振幅の変化は、整流起電力に強く影響され整流曲線の過・不足変化に関連する。
- (iii) 他のモード (モード1及びモード4) は、その値も小さく整流曲線への寄与は小さい。

## 5. む す び

本報告は、多元性・非線形性・特異性を有する整流方程式の新しい線形表現法、および解計算の方法について述べたものである。まず電機子電流による整流特性変化を表現しうる線形化整流方程式を提案し、その標準形整流方程式の数値積分法として固有ベクトル解法の適用を示した。この方法は微少時間キザミ区間毎にブラシ接触抵抗を一定値に近似し、完全解を求めつつ計算を進める方法であり、ルンゲクッタ法等に比し若干長い計算時間を要するが安定性の良い解法であることが確かめられた。次に本解法においては、整流回路の固有値、解を構成するモード、そのモードの励振振幅が同時に算出されることに注目し、これらの諸量と整流特性との関係を考察し、固有値およびモード、励振振幅変化形の計算により整流特性を推定することが可能であることを示した。

終りに本報告は、現沖電気工業株式会社成田良孝氏の室蘭工業大学卒業論文、ならびに本研究室技官荻原進氏の協力に依るところが多い。ここに記して深く感謝の意を表します。

(昭和 56 年 5 月 20 日受理)

### 参考文献

- 1) 高月一, 坪谷兼治: 電気学会雑誌, 100, 3, (昭 55-3)
- 2) 松田敏彦: 電学論誌, 94-B, 10, 47, (昭 49-10)
- 3) 阪部茂一他: 三菱電機技報, 51, 10, (昭 52-10)
- 4) 茂木正二他: 日立評論, 61, 7 (昭 54-7)
- 5) 松田敏彦他: 電学論誌, 97-B, 6 (昭 52-6)
- 6) Zadeh, L. A., et al.: Linear System Theory; McGraw-Hill, New York (1963)
- 7) 森田登: 昭和 53 年電気学会全国大会講演論文集, No.513

# 充填層固液抽出における脈動効果

秋吉 亮・内田 晃悦・杉田 治八郎

## Effect of Pulsation on Solid-Liquid Extraction in Packed Bed

Makoto Akiyoshi, Koetsu Uchida and Jihachiro Sugita

### Abstract

In order to study the effect of pulsation on solid-liquid extraction, the extraction of benzoic acid-paraffin spheres was examined in packed bed by using water as solvent in the range  $3.12 < Re < 111$ ,  $0.16 < a < 1.08$  and  $0.133 < f < 0.800$ .

The results obtained were as follows :

- 1) The effect of solid-liquid extraction in pulse flow increased by about 1.5–2.0 times in comparison with that of steady flow.
- 2) The following correlations were observed between the mass transfer coefficient  $\bar{k}_L$ , the amplitude  $a$  and the frequency  $f$ .

$$\text{at } a \leq 0.33: \bar{k}_L \propto (a \cdot f)^{0.01}$$

$$\text{at } a \geq 0.52, \text{ Rep} \leq 32: \bar{k}_L \propto a^{0.61} \cdot f^{0.21}$$

$$\text{at } a \geq 0.52, \text{ Rep} > 32: \bar{k}_L \propto (a \cdot f)^0$$

- 3) It is considered that when the steady flow is accompanied by the pulsation, turbulence is caused by virtue of the pressure arised periodically out of the pulsation at the solid-liquid interface in pore of the sample sphere and so the gadient of concentration increases and the extraction proceeds.

## 1. 緒 言

定常流れに脈動、振動または超音波などが加えられて生ずる非定常流れ内の物質あるいは熱移動が、定常流のみの場合に比し、顕著に進行することが知られている。脈動流による研究はウラン燃料の再処理に関連した液液抽出に多く<sup>1,2,3,4)</sup>、実用化も行われているが、固液抽出に関するこの方面の研究はない。

本研究では、脈動流の抽出効果および脈動特性の物質移動におよぼす影響を調べるために、充填層を用いて安息香酸—パラフィン球状物からの安息香酸水抽出を行い、抽出率、物質移動  $j$  因子などで整理し、既報の定常流中における固液抽出の結果<sup>5)</sup>と比較検討し、また脈動流中へ一般の固液系物質移動の実験式の適応性を検討した。

## 2. 実験方法

### 2. 1 実験装置

実験装置の概略を図1に示す。充填塔は内径4.0 cm, 高さ43.0 cmの亚克力樹脂製のものを用いた。充填塔内に試料球300個を充填し, その上下を試料球とほぼ同径のガラス球を5 cmずつ充填し, 末端効果の除去と整流を行った。供給液として, 試料表面部への気泡の付着を防止するために, 脱気したイオン交換水を使用した。上下2基の恒温槽で30℃に保たれた液が, 必要に応じてヘッド差あるいは脈動定量ポンプにより, また両方を同時に使用し, 充填塔に上昇流で送入される。流動液の濃度は試料部の前後の流路に電極を挿入し電導度法により測定した。表1に実験条件を示した。

### 2. 2 試料

安息香酸(和光純薬工業製, 1級)とパラフィン(和光純薬工業製, 1級, m.p.=60~62℃)を重量比1:1で熔融混合し, 直径約0.6 cmの球状物に成型して使用した。

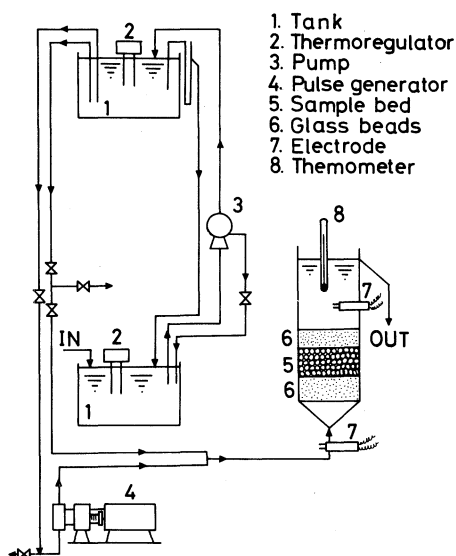


表1. 実験条件

$a$ [cm]	0.16 ~ 1.08
$f$ [sec <sup>-1</sup> ]	0.133 ~ 0.800
$d_p$ [cm]	0.603 ~ 0.612
$H$ [cm]	4.83 ~ 5.25
$\epsilon$ [-]	0.420 ~ 0.466
$\bar{u}_f$ [cm/sec]	0.0427 ~ 1.51
$\bar{u}_s$ [cm/sec]	0 ~ 1.04
$Re$ [-]	3.12 ~ 111
$Res$ [-]	0 ~ 76.6
$Rep$ [-]	3.12 ~ 44.4

図1 実験装置図

## 2. 3 実験値の整理法

### 2. 3. 1 空塔速度

脈動流中の時間平均流量  $\bar{q}_f$  は、脈動流中の定常流分の時間平均流量  $\bar{q}_s$  と脈動分の容積速度との和で示される。また脈動分の容積速度は脈動数  $f$  と容積振幅  $a_v$  の積で示され<sup>6)</sup>、 $a_v$  は塔内での脈動1周期当りの全変位をあらわす。したがって、 $\bar{q}_f$  は次式で示される。

$$\bar{q}_f = \bar{q}_s + a_v \cdot f \quad (1)$$

空塔速度を  $\bar{u}_f$ 、脈動流中の定常流分の流速を  $\bar{u}_s$ 、塔内線分振幅（以後、単に振幅と記す）を  $a$  とすると、式（1）は次式のように書きあらためられる。

$$\bar{u}_f = \bar{u}_s + a \cdot f \quad (2)$$

本実験で使用した空塔速度は式（2）で示される。

### 2. 3. 2 積算抽出率

実験で得られた安息香酸濃度の時間的变化図を用いて図積分法で算出した。

微小時間  $\Delta\theta_i$  における抽出液の平均濃度を  $c_i$  とすると、 $\Delta\theta_i$  での抽出量  $M_i$  は  $\bar{q}_f \cdot c_i \cdot \Delta\theta_i$  に等しく、積算抽出量  $M_k$  は  $\sum_{i=1}^k M_i$  で表わされるので、積算抽出率  $E$  は次式により算出できる。

$$E = M_k / M_o \times 100 \quad (3)$$

ここで  $M_o$  は実験開始時の試料中の全安息香酸量である。

### 2. 3. 3 接触表面後退距離

試料球を切断し、メチルレッド指示薬により安息香酸の分布状態を観察すると、安息香酸は放射状に分布していることが認められた。このことから抽出が進み試料表面部から安息香酸が抽出され、細孔を形成する。杉田<sup>7)</sup> は細孔の形状として円柱および円錐を仮定したが、本研究では円錐状細孔を採用し、抽出の進行に伴って細孔の試料表面から内部に固液接触界面が後退する距離  $x$  を求めた。

試料1個当りの抽出量  $M_s$  は次式で表わされる。

$$M_s = \left\{ \frac{\pi}{6} d_p^3 - \frac{\pi}{6} (d_p - 2x)^3 \right\} \cdot P \cdot \rho_{BA} \quad (4)$$

ここで  $d_p$  : 試料径,  $\rho_{BA}$  : 固体安息香酸密度,  $P$  : 細孔率である。式（4）を展開すると

$$x^3 - \frac{3}{2} d_p x^2 + \frac{3}{4} d_p^2 x - \frac{3M_s}{4\pi P \rho_{BA}} = 0 \quad (5)$$

この式から試行錯誤法で  $x$  を求めることができる。

#### 2. 3. 4 平均固液接触表面積

固液接触表面積は実験開始から終了まで徐々に変化するが、 $x$  は本実験範囲では非常に小さく<sup>9)</sup>、任意時間での接触表面積  $\bar{s}$  はその時の  $x$  の中間値  $x/2$  後退した時点の値を用いると

$$\bar{s} = \pi (d_p - x)^2 \cdot P \quad (6)$$

また充填層単位体積当りの平均固液接触表面積  $\bar{a}_p$  は次式で求まる。

$$\bar{a}_p = \frac{N \cdot \bar{s}}{A_c \cdot H} \quad (7)$$

ここで  $N$  : 充填試料個数,  $A_c$  : 充填層断面積,  $H$  : 充填層高である。

#### 2. 3. 5 物質移動係数および物質移動 $j_M$ 因子

従来充填層における物質移動に関する実験結果は、物質移動  $j_M$  因子,  $Sh$  数,  $Re$  数などの無次元項からなる簡単な式で整理されている。そこで本研究においても同様の整理を行い、物質移動係数  $\bar{k}_L$  には次式で示すものを用いた。

いま充填層の層高  $dH$  部分の物質移動を考えると、単位時間当りの物質移動量  $dN$  は、1) 推進力は粒子を取り囲む流体境膜部分の濃度勾配である、2) 固液接触界面における流体は飽和状態にある、3) 定常状態にある、の仮定のもとで

$$dN' = \bar{k}_L \cdot \bar{a}_p \cdot A_c \cdot dH (c_s - c) = \bar{u}_f \cdot A_c \cdot dC \quad (8)$$

で表示することができる。

この式を層入口 (添字 1) および層出口 (2) 間で積分すると、 $c_1 = 0$  故

$$\bar{k}_L = \frac{\bar{u}_f}{a_p \cdot H} \ln \frac{c_s}{c_s - c_2} \quad (9)$$

また物質移動  $j_M$  因子については Chilton-Colburn<sup>9)</sup> の定義した次式を用いた。

$$j_M = S'_i \cdot S_c^{2/3} = \frac{\bar{k}_L}{\bar{u}_f} \left( \frac{\mu}{\rho D} \right)^{2/3} = \frac{\bar{k}_L}{\bar{u}_f} \left( \frac{\nu}{D} \right)^{2/3} \quad (10)$$

ここで  $D$  : 拡散係数,  $\nu$  : 動粘度である。

### 2. 3. 6 レイノルズ数

本研究で使用したレイノルズ数は粒径基準とし、流速のとり方により3種を用いた。空塔速度  $\bar{u}_f$  を用いた時

$$Re = \frac{d_p \bar{u}_f \rho}{\mu} \quad (11)$$

脈動流中の定常流の速度  $\bar{u}_s$  を用いた時

$$Re_s = \frac{d_p \bar{u}_s \rho}{\mu} \quad (12)$$

脈動の線速度  $af$  を用いた時

$$Re_p = \frac{d_p af \rho}{\mu} \quad (13)$$

### 2. 3. 7 その他の数値

動粘度  $\nu$  は流動液濃度が非常に希薄であるため純水の値<sup>9)</sup> で近似し、飽和濃度  $c_s$  は文献値<sup>9)</sup> を用いた。安息香酸-水系の拡散係数  $D$  は Steinberger<sup>10)</sup> の  $(9.084 \pm 0.028) \times 10^{-6}$  cm/sec (25°C) の値を Wilke<sup>11)</sup> の方法で温度補正した数値を使用した。流動液濃度  $c_2$  については抽出開始から終了までの濃度の平均値を用いた。細孔率  $P$  は試料球に占める安息香酸の体積比より求め、 $P=0.419$  を使用した。

## 3. 結果と考察

### 3. 1 脈動の抽出率に与える影響

定常流、脈動および脈動流（定常流に脈動を付加させた流れを以後このように呼ぶ）の3種の異なった流れによる抽出を行い、抽出率と抽出時間の関係を図2に示す。図からわかるように、脈動の抽出におよぼす影響は大きく、定常流の場合より脈動の方が高い抽出率が得られ、脈動流ではさらに高い抽出率が得られた。抽出率曲線の傾きに注目すると、抽出初期では脈動流の傾きは非常に大きく、定常流ではそれより小さい。抽出が進むにつれて流れの影響が初期よりさらに大きくなり、定常流では抽出率曲線の傾きは非常にゆるやかになり、脈動、脈動流では定常流に比べて極めて大きい。このように抽出率に与える脈動の効果は大きいですが、これは脈動によって流れに瞬間的な圧力の変動が加えられ、固体試料中の抽剤と可溶性成分との界面を乱されるため定常流よりも物質移動が促進されると考えられる。抽出初期においてはその界面が試料球表面ごく近傍にあるため、流れによる差異は小さいが、抽出が進むにつれて固液界



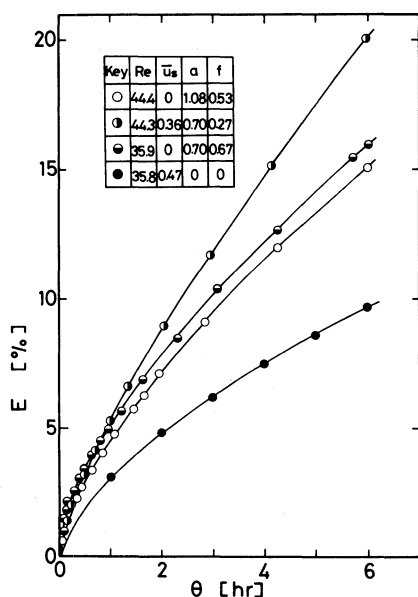


図2 抽出率曲線

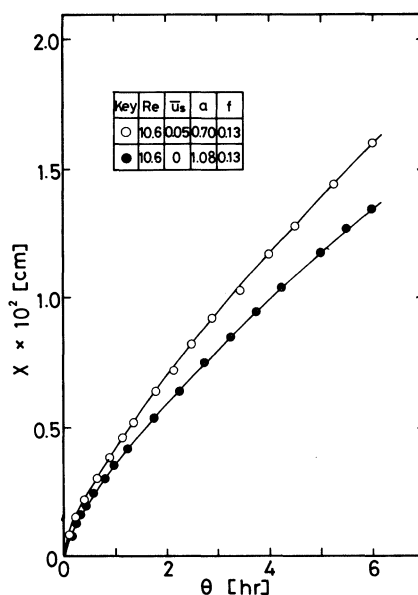


図3 抽出時間と後退距離の関係

面が試料中心へと後退するために定常流では細孔内で分子拡散低抗を大きく受けるので抽出率曲線はゆるやかになる。一方脈動流では脈動による変動圧力の効果が細孔内にも影響をおよぼし、分子拡散抵抗が小さくなるために定常流に比べて抽出が進むと考えられる。

### 3. 2 接触表面後退距離と固液接触表面積

注意の抽出時間までの抽出量から試料球細孔内の固液接触界面の後退距離を計算し、その結果を図3に示す。脈動流中の後退距離が脈動のみの場合より大きく、その距離はおよそ  $10^{-2}$  cm のオーダーであり、定常流<sup>5)</sup>の  $10^{-3}$  cm より大きかった。後退距離は非常に小さく、接触表面積を算出する際に2. 3. 4項の方法で近似できる。固液接触表面積と抽出時間の関係を図4に示す。接触表面が抽出時間と共に減少していくことがわかる。

### 3. 3 物質移動係数と空塔速度の関係

物質移動係数  $\bar{k}_L$  と空塔速度  $\bar{u}_f$  の関係を図5に示す。図より脈動流中の固液抽出の  $\bar{k}_L$  は  $\bar{u}_f$  にほとんど影響されないでほぼ一定となる。定常流<sup>5)</sup>では  $\bar{u}_f > 3 \times 10^{-3}$  cm/sec の時、脈動流の場合と同じく  $\bar{k}_L$  は  $\bar{u}_f$  に無関係であった。これについての検討をあとで詳述する。 $\bar{k}_L$  値は流れの種類に関係し、脈動脈では  $2.30 \times 10^{-4}$  cm/sec、定常流で  $1.0 \times 10^{-4}$  cm/sec となり、脈動流中では定常流中の2倍以上の値となり、脈動流は抽出に効果のあることを示している。

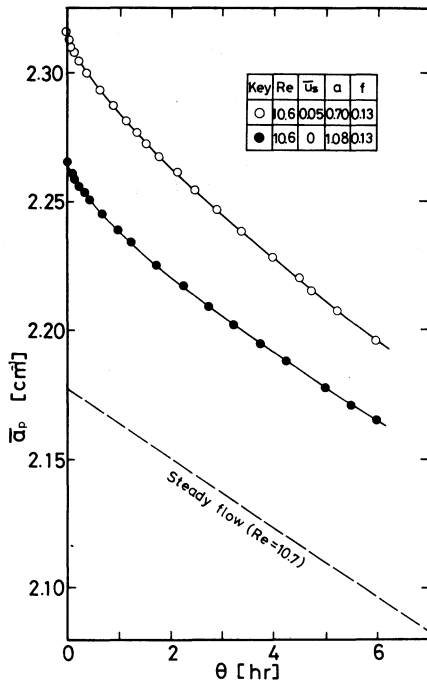


図4 固液接触表面積の時間的变化

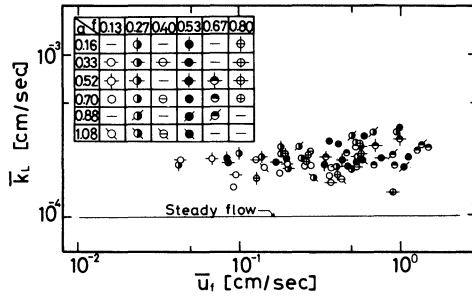


図5 空塔速度と物質移動係数の関係

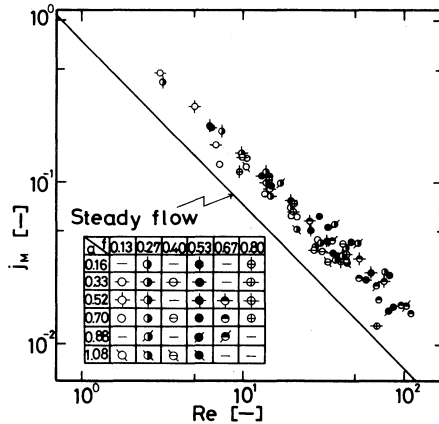


図6 物質移動 \$j\_M\$ 因子におよぼす \$Re\$ 数の影響

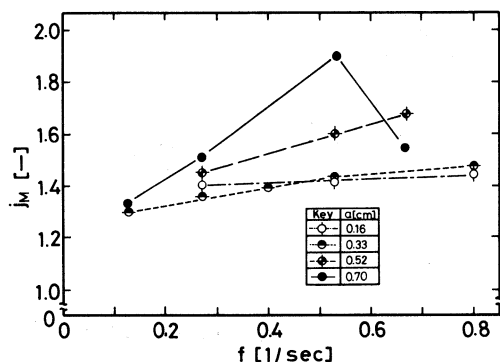
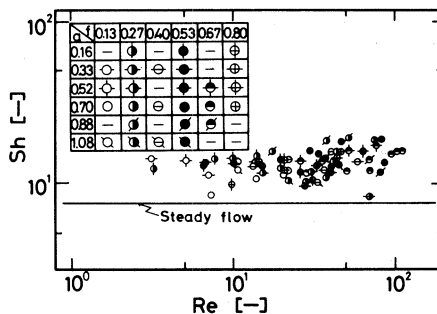
### 3・4 \$j\_M\$ 因子と \$Re\$ 数の関係

\$j\_M\$ 因子と \$Re\$ 数の関係を図6に示す。図から脈動流の \$j\_M\$ は定常流の場合と同じく \$Re^{-1.0}\$ に比例することがわかる。\$j\_M \propto Re^{-1.0}\$ と式(10)から

$$\bar{k}_L \propto \frac{D^{2/3} \cdot \bar{u}_r^0 \nu^{1/3}}{d_p} \tag{14}$$

が得られ、\$\bar{k}\_L\$ は \$\bar{u}\_r\$ に無関係となり、3.3項の結果と一致する。脈動流の \$j\_M\$ 値は定常流の1.5~2.5倍大きく、\$j\_M\$ 因子と \$Re\$ 数の関係からも脈動効果の大きいことが認められる。

つぎに脈動の効果振幅と脈動数の面から、それぞれの物質移動におよぼす影響を検討した。図6から一組の \$a\$ と \$f\$ より \$Re = 1\$ の時の \$j\_M\$ 値を求め、\$a\$ をパラメータにして \$j\_M\$ と \$f\$ の関係を図示すると図7になる。脈動数の増大に対して、極大を示す場合もあるが、\$j\_M\$ 値は増加する。また振幅の影響は一様でなく、脈動数の小さい時は \$j\_M\$ 値も小さく、大きくなると増大する。振幅が \$0.70 \text{ cm}\$ となると \$f \ge 0.533 \text{ sec}^{-1}\$ では減少した。

図7 物質移動 $j_M$  因子と脈動数の関係図8  $Sh$ 数と $Re$ 数の関係

### 3. 5 $Sh$ 数と $Re$ 数の関係

物質移動現象を扱う場合、常用される整理法である $Sh$ 数と $Re$ 数の相関を本研究に試みた。 $Sh$ 数としてつぎの式を用いた。

$$Sh = \bar{k}_L \cdot d_p / D \quad (15)$$

ここで $D$ は拡散係数である。その結果を図8に示す。図より $Sh$ 数は $Re$ 数にほぼ無関係に一定となって、定常流<sup>5)</sup>の結果と一致するが、その値は定常流より約2倍の大きさを示す。

### 3. 6 粒子径と塔径比による $j_M$ 因子の補正

環状路を用いた溶解実験<sup>12)</sup>から得た $j_M$ 因子と $Re$ 数の相関に対して、 $d_p$ と塔径 $D_E$ の比を考慮した補正項 $(d_p/D_E)^{-0.29}$ を用いて整理すると

$$j_M \propto Re^{-1.0} \cdot \left( \frac{d_p}{D_E} \right)^{-0.29} \quad (16)$$

を得た。

### 3. 7 既往の文献による整理

北浦<sup>13)</sup>は、一様な物質からなる単一球および充填粒子に対する振動を伴う場合の物質移動の整理を行い、城塚<sup>14)</sup>は充填層粒子を用いて脈動流中の物質移動の研究で、その効果について無次元項で整理している。ここではこれらの式の脈動流中の固液抽出への適用性について検討した。

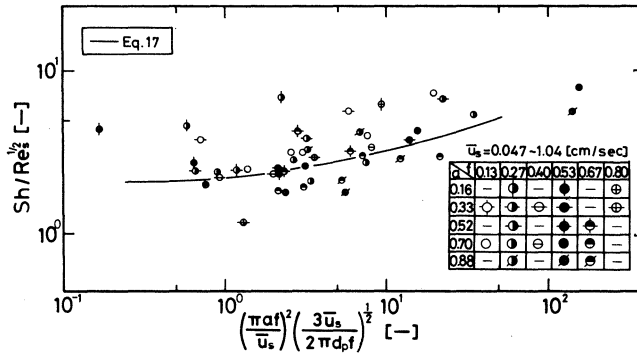


図9 脈動流中の固液抽出への式(17)の適応性の検討

### 3. 7. 1 北浦の式による整理

北浦<sup>13)</sup>は振動を伴う充填層の物質移動示数  $\Lambda = (\pi a f / \bar{u}_s)^2$  と無次元境界層厚み  $(3\bar{u}_s / 2\pi d_p f)^{1/2}$  の2つの無次元項で特徴づけられるとして、これらと  $Sh/Res^{1/2}$  との相関より次式を得た。

$$\frac{Sh}{Res^{1/2}} = \left[ (0.55 S_c^{1/3} \sqrt{1+f(\epsilon)})^3 + \{0.35 S_c^{1/3} \sqrt{1+f(\epsilon)}\}^3 \left( \frac{\pi a f}{\bar{u}_s} \right)^2 \sqrt{\frac{3\bar{u}_s}{2\pi d_p f}} \right]^{1/3} \tag{17}$$

ここで  $S_c$  はシュミット数,  $F(s) = \sqrt{1+f(\epsilon)} = \sqrt{1+17.9(1-\epsilon)^{2.45}}$ ,  $\epsilon$  は空間率である。

上式より定常流支配では

$$\frac{Sh}{Res^{1/2}} = 0.55 S_c^{1/3} \sqrt{1+f(\epsilon)} \tag{18}$$

振動流支配では

$$\frac{Sh}{Res^{1/2}} = 0.35 S_c^{1/3} \sqrt{1+f(\epsilon)} \left\{ \left( \frac{\pi a f}{\bar{u}_s} \right)^2 \sqrt{\frac{3\bar{u}_s}{2\pi d_p f}} \right\}^{1/3} \tag{19}$$

となる。

本研究の結果を  $Sh/Res^{1/2}$  と  $(\pi a f / \bar{u}_s)^2 (3\bar{u}_s / 2\pi d_p f)^{1/2}$  で図示すると図9になり、北浦の式を脈動流中の固液抽出には適用できないことがわかった。

### 3. 7. 2 城塚の式による整理

城塚<sup>14)</sup>は脈動による物質移動の促進と脈動特性の関連を明らかにするために、定常流に脈動を付加することによる  $\dot{j}_M$  値の増加率と、これに影響する物理量により次元解析を行い無次元式を得ているので、本研究に同様な解析を試みたが、よい相関は得られなかった。そこで  $\dot{j}_M$  値の増加率の代わりに  $\dot{j}_M$  値を用い、これに影響を与える物理量は脈動数  $f$ , 振幅  $a$ , 試料径  $d_p$ , 空

塔速度  $\bar{u}_f$  および動粘度  $\nu$  であると考え、次元解析を行い次式を得た。

$$j_M = C \left( \frac{af}{\bar{u}_f} \right)^\alpha \left( \frac{af d_p}{\nu} \right)^\beta \left( \frac{d_p}{a} \right)^\gamma \quad (20)$$

各指数を求めると次のようになる。

$a \leq 0.33$  の時

$$j_M = 1.55 \left( \frac{af}{\bar{u}_f} \right)^{1.05} \left( \frac{af d_p}{\nu} \right)^{-1.04} \left( \frac{d_p}{a} \right)^0 \quad (21)$$

$a \geq 0.52, Re_p \leq 32$  の時

$$j_M = 0.50 \left( \frac{af}{\bar{u}_f} \right)^{0.83} \left( \frac{af d_p}{\nu} \right)^{-0.63} \left( \frac{d_p}{a} \right)^{-0.41} \quad (22)$$

$a \geq 0.52, Re_p > 32$  の時

$$j_M = 0.75 \left( \frac{af}{\bar{u}_f} \right)^{0.83} \left( \frac{af d_p}{\nu} \right)^{-0.83} \left( \frac{d_p}{a} \right)^0 \quad (23)$$

式 (21), (22), (23) から脈動の抽出におよぼす影響を検討した。無次元式の第1項  $(af/\bar{u}_f)$  は脈動流と脈動の線速度の比で、その指数  $\alpha$  は正の値をとり、振幅と脈動数の積が大きいくほど  $j_M$  値は大きくなる。また  $\bar{u}_f = \bar{u}_s + af$  故  $(af/\bar{u}_f)^\alpha = (\bar{u}_s/af + 1)^{-\alpha}$  となり、 $\bar{u}_s/af$ ,  $\alpha$  が1より小なる場合ほど脈動効果が大きくなる。 $a \geq 0.52$  の時その効果が大きいと言える。第2項  $(afd_p/\nu)$  は定常流に加えられた脈動のみの  $Re$  数であり、いずれの場合も  $\beta < 0$  故  $Re_p$  数の増大にしたがって脈動効果が減少することを意味する。第3項  $(d_p/a)$  は試料径と脈動の振幅の比で  $a \geq 0.52, Re_p < 32$  の時脈動効果が出現する。

つぎに物質移動係数におよぼす空塔速度、脈動の脈動数と振幅の影響を検討すると、式(21)より

$$\bar{k}_L \propto \bar{u}_f^{-0.05} \cdot a^{0.01} \cdot f^{0.01} \quad (24)$$

となり、 $a \leq 0.33$  では  $\bar{u}_f$ ,  $a$ ,  $f$  は  $\bar{k}_L$  にほとんど影響を与えてないことがわかる。

式 (22) より

$$\bar{k}_L \propto \bar{u}_f^{0.17} \cdot a^{0.61} \cdot f^{0.21} \quad (25)$$

となり、 $a \geq 0.52, Re_p \leq 32$  の条件下では  $\bar{u}_f$ ,  $a$ ,  $f$  共に物質移動を左右するが、特に振幅の影響が大きい。式 (23) より

$$\bar{k}_L \propto \bar{u}_f^{0.17} \cdot a^0 \cdot f^0 \quad (26)$$

を得、 $a \geq 0.54, Re_p > 32$  の条件下では  $a$ ,  $f$  は影響しないが、 $\bar{u}_f$  の影響をわずかに受けることがわかる。3.3項で  $\bar{k}_L$  は  $\bar{u}_f$  にほとんど影響されないとしたが、条件によってはわずかに影響され

ることを示している。

### 3. 8 脈動の固液抽出への作用機構

脈動流を用いた固液抽出では、定常流のみで行うよりも抽出効果の大きいことがわかった。そこで脈動固液抽出への作用機構について考える。定常流での固液抽出では固液界面と試料球外液間の濃度勾配は(1)流速の遅い時、(2)流速の速い時とでは前者では小さく、後者は大きい。一方定常流と同一流速(同一  $R_e$  数)の脈動流では周期的に付加される脈動の有無により濃度勾配は異なり、(3)脈動の付加される前では定常流のみであり、(1)と同様に濃度勾配は小さく、(4)脈動の付加された時では大きく、(2)の場合よりも濃度勾配は大きいと考えられる。(4)の場合の瞬間的な線速度は大きく、これが特に濃度勾配を大きくすると考えられるが、この線速度に相当する定常流で検討したところ、抽出効果は脈動流よりも小さいことが報告されており<sup>15)</sup>、流動状態の急激な変動にもとづく乱れによるとされている。このことは本研究においても認められ、同一  $R_e$  数の脈動流と定常流の場合の抽出率を比較すると、脈動流中の抽出率は抽出が進んでも高い値を得ることができる。このことから脈動流で固液抽出を行うと、定常流では抽出が進むにつれて細孔内拡散抵抗を大きく受けるのに対し、脈動による流動状態の急激な変動により固液界面が乱れ、細孔内分子拡散抵抗が小さくなると考えられる。

そこで流動状態に急激な変動を与える脈動を振幅と脈動数の二つの要素に分離し、その寄与の程度を調べるとつぎのようになる。式(24)より  $a \leq 0.33$  では  $\bar{k}_L \propto (af)^{0.01}$ 、すなわち流動状態の変動の程度を示す  $af$  が物質移動に影響を与えないということは、この程度の変動では粒子間空隙部液をはじめ、細孔内部の固液界面部にその効果がおよばないことを意味している。既往の報告によると、固定層での流体—粒子間物質移動において、その境界層は1粒子直径とほぼ等しい距離で発達、崩壊すると言われている<sup>16)</sup>。本研究の試料球は  $d_p = 0.60$  cm で、振幅が  $0.33$  cm は  $d_p$  の半分以下であり、その変動が界面におよばなかったと考えられる。振幅が大きくなると ( $0.52$  cm 以上の時)、脈動の線速度  $af$  は試料球外液はもとより、細孔内固液界面部に対しても急激な変動による乱れがおよび、 $R_{ep}$  数が  $32$  以下では式(25)からわかるように脈動数よりも振幅が大きく寄与し、濃度勾配を大きくするために物質移動が増大すると考えられるが、 $R_{ep}$  数が  $32$  以上では粒子間の空隙部においては分離現象が起き、物質移動が減少したと考えられる。

## 4. 結 言

固液抽出における脈動の効果を調べるために、充填層を用いて、安息香酸—パラフィン球から安息香酸水抽出を  $R_e = 3.12 \sim 111$ ,  $a = 0.16 \sim 1.08$  cm,  $f = 0.133 \sim 0.800$  sec<sup>-1</sup> の条件で行い、

次の結果が得られた。

1) 脈動流中の固液抽出は定常流の場合よりも 1.5~2.0 倍の抽出効果がある。

2) 物質移動係数  $\bar{k}_L$  と脈動の振幅  $a$ , 脈動数  $f$  の間に次の関係がある。

$$a \leq 0.33 \text{ の時, } \bar{k}_L \propto (af)^{0.01}$$

$$a \geq 0.52, R_{ep} \leq 32 \text{ の時, } \bar{k}_L \propto a^{0.61} \cdot f^{0.21}$$

$$a \geq 0.52, R_{ep} > 32 \text{ の時, } \bar{k}_L \propto (a \cdot f)^0$$

3) 定常流に脈動を加えると, 試料球の細孔内固液界面が脈動の変動圧力により急激に乱れ, 濃度勾配が大きくなり, 抽出が進むと推論された。 (昭和 56 年 5 月 20 日受理)

### 使用記号

$A_c$ : 充填層断面積	[ $cm^2$ ]	$N$ : 充填粒子数	[—]
$a$ : 脈動の振幅	[ $cm$ ]	$P$ : 細孔率	[—]
$\bar{a}_p$ : 充填層単位体積当りの平均接触表面積	[ $cm^{-1}$ ]	$\bar{q}_f$ : 脈動流の時間平均流量	[ $cm^3/sec$ ]
$c$ : 液濃度	[ $g/cm^3$ ]	$\bar{q}_s$ : 脈動流中の定常流の時間平均流量	[ $cm^3/sec$ ]
$c_s$ : 飽和濃度	[ $g/cm^3$ ]	$Re$ : レイノルズ数	[—]
$D$ : 拡散係数	[ $cm^2/sec$ ]	$\bar{s}$ : 接触表面積	[ $cm^2$ ]
$D_e$ : 充填層径	[ $cm$ ]	$S_c$ : シュミット数	[—]
$d_p$ : 粒子径	[ $cm$ ]	$Sh$ : シャーウッド数	[—]
$E$ : 抽出率	[%]	$Sf$ : 修正スタントン数	[—]
$f$ : 脈動の脈動数	[ $sec^{-1}$ ]	$x$ : 固液接触表面後退距離	[ $cm$ ]
$H$ : 充填層高	[ $cm$ ]	$\bar{u}$ : 流速	[ $cm/sec$ ]
$j_M$ : 物質移動 $j$ 因子	[—]	$\epsilon$ : 空間率	[—]
$\bar{k}_L$ : 液相物質移動係数	[ $cm/sec$ ]	$\theta$ : 抽出時間	[ $sec$ ]
$M_k$ : 積算抽出量	[ $g$ ]	$\mu$ : 粘度	[ $g/cm \cdot sec$ ]
$M_o$ : 試料中の全安息香酸	[ $g$ ]	$\rho_{BA}$ : 安息香酸密度	[ $g/cm^3$ ]
$M_s$ : 試料 1 個当りの抽出量	[ $g$ ]	$\nu$ : 動粘度	[ $cm^2/sec$ ]

### 参 考 文 献

- 1) Coddling, J. W., Ind. Eng. Chem., 50, 145 (1958).
- 2) Sege, G. and Woodfield, F. W., Chem. Eng. Progr., 50, 396 (1954)
- 3) 城塚 正, 本田尚士, 安野武彦, 化学工学, 21, 645 (1957)
- 4) Woodfield, F. W. and Sege, G., Chem. Eng. Progr. Symposium Ser. No. 12, 50, 39 (1954)
- 5) 秋吉 亮, 白戸正美, 杉田治八郎, 室蘭工業大学研究報告 (理工編), 10, 225 (1980).
- 6) 化学工学協会編, 化学工学便覧 (丸善) (1976)
- 7) 杉田治八郎, 化学工学, 33, 994 (1969)
- 8) Chilton, T. H. and Colburn, A. P., Ind. Eng. Chem., 26, 1183 (1934)
- 9) 日本化学会編, 化学便覧 (1975)
- 10) Steinberger, R. L. and Treybal, R. F., A. I. Ch. E. Journal, 6, 227 (1960)
- 11) Wilke, C. R., Chem. Eng. Progr., 45, 218 (1949)
- 12) 秋吉 亮, 尾本行寛, 杉田治八郎, 室蘭工業大学研究報告 (理工編), 10, 235 (1980)
- 13) 北浦嘉之, 田中久弥, 上田義一, 小島紀夫, 化学工学, 33, 175 (1969)

- 14) 城塚 正, 本田尚士, 大庭敏郎, 化学工学, 22, 2 (1958)
- 15) 城塚 正, 本田尚士, 化学工学, 21, 287 (1957)
- 16) Carberry, J. J., A. I. Ch. E. Journal, 6, 460 (1960)





# 空気さく岩機の衝撃切削性能試験

水戸唯則・熊谷義光  
香川義郎・佐藤一彦

## Measurement of Drillability of Percussive Air Rock Drill

Tadanori Mito, Yoshimitsu Kumagai, Yoshio Kagawa,  
and Kazuhiko Sato

### Abstract

A measurement of the energy transfer from the piston to the drill steel and the stress wave transmission at the interface between the bit and rock was performed to determine the drillability of percussion drilling machine. Concerning the piston-drill steel system, the energy of stress wave  $E_s$  projected onto the drill steel was measured and compared with the kinetic energy of the piston  $E_k$  possessing just before impact. The experimental result revealed that  $E_s$  amounted to  $0.96E_k$  regardless of impact velocity over the range from 1.43 to 5.99 m/sec. On the other hand, the energy  $E_u$  consumed to breaking rock was determined from the relationship between the force applied to the bit and the penetration resulting from this force, then it was compared  $E_s$ . The value of  $E_u$  increased from 0.29 to  $0.36E_s$  with increase of pressure of inlet compressed air from 2.5 to  $5.0\text{kg/cm}^2\text{G}$ .

The less value of the efficiency of energy transfer at the bit-rock interface is due to the fact that the first two incident waves can contribute to breaking rock, but the successive stress waves can not be transmitted to rock because of departure at the interface before the arrival of the third incident wave.

### I 緒 言

さく岩機は土木工事や鉱山において、発破孔や支保ボルト孔の設定等に広く利用されている。最近の傾向としては油圧の普及が特筆され、大口径、長孔削孔では油圧さく岩機がほぼ定着をみせている。しかし、他方空気さく岩機も作業空間の狭い坑道や可燃性ガスの危険のある炭鉱等では現在でも広く利用されており、機器の改良や機器操作の制御等による削孔能率の向上が要望されている。

本研究は空気さく岩機の性能試験の一環として、さく岩機作動時の供給空気圧力、押付力(圧着力)がさく岩能率にあたる影響を実験的に解明するために行われたものである。

一般に空気さく岩機のさく岩効率は、供給された圧縮空気の動力に対する単位時間に岩盤削孔に消費されたエネルギーの比として定義される。さく岩機のエネルギー伝達は次の3つの過程に

分解することができる。すなわち、(1) 圧縮空気の動力によりピストンに運動させる。(2) ピストンの運動によりドリルスチールを打撃し、ドリルスチールに衝撃応力を付与する。(3) ドリルスチールの衝撃応力を岩盤に投射することにより、岩盤を衝撃破壊する。この3つの過程のエネルギー伝達効率のうち、(1)についてはさく岩機の機械効率および正味熱効率として求め、すでに測定結果を報告した。そこで本文では、(2)および(3)のエネルギー伝達効率に関して、それぞれの測定方法ならびに測定結果を報告し、あわせて供給空気の圧力とさく岩効率との関係について述べることにする。

## II ピストン-ピックスチール衝突系のエネルギー伝達

### 1 ピックスチールに生じる応力の理論解析

ピストンとピックスチールの衝突の際のエネルギー伝達を考察するために、最初に弾性波、1次元的伝播を仮定してピックスチールに生じる応力の理論解析を行なう<sup>(4)</sup>。

まず、解析するにあたり、ピストンとピックスチールの形状を実際のものとはあまりかけ離れない程度に単純化して考える。ここではピストンおよびピックスチールにあるゆるやかなテーパの部分は軸方向に沿った平均直径の中実丸棒として表わした。また、ドリルスチールの先端は実際には四角錐の形状を有しているが、先端を適当な長さに切断した形状を想定した。

ピストンとピックスチールは熱処理により実際にはやや材質を異にすると考えられるが、これも単純化して同じ材質として扱った。以上の仮定により、ピストンおよびピックスチールは表1および図1に示した変断面の中実丸棒として単純化した。ピックスチールの応力を解析する位置は、実験と比較する意味から衝撃面から124 mmのところとした。応力波の解析には特性曲線法を用いた。この方法では、衝撃端面で生成された応力波、およびそれが進行して不連続面

表-1 ピストンとピックスチールの形状

Diameter (cm)		Area (cm <sup>2</sup> )		Length (cm)	
D <sub>1</sub>	2.000	A <sub>1</sub>	3.142	l <sub>1</sub>	2.55
D <sub>2</sub>	2.600	A <sub>2</sub>	5.309	l <sub>2</sub>	8.00
D <sub>3</sub>	3.500	A <sub>3</sub>	9.621	l <sub>3</sub>	6.20
D <sub>4</sub>	4.050	A <sub>4</sub>	12.882	l <sub>4</sub>	1.40
D <sub>5</sub>	2.875	A <sub>5</sub>	6.492		
L <sub>1</sub> 11.30 (cm)			L <sub>2</sub> 46.30 (cm)		

に到達したときに生ずる反射波、透過波を図1に模式的に示したように、応力波が伝播する長手方向の距離と時間の座標面に綱羅し、注目する観測点に到達する応力波を順次重ね合わせることで、その点での応力の時間的変動を決定することができる。したがって、計算に必要なのは衝撃端に生成される初期応力（図1では  $\sigma_1$  および  $\sigma_2$  の記号で示した）および不連続面での反射係数  $\alpha$ 、透過係数  $\beta$  である。これらはそれぞれ次式で表わされる。

$$\sigma_1 = \frac{2A_2}{A_1 + A_2} \sigma_0, \quad \sigma_2 = \frac{2A_1}{A_1 + A_2} \sigma_0, \quad \sigma_0 = \frac{1}{2} E \frac{v}{c} \quad (1)$$

$$\alpha_{ij} = \frac{A_j - A_i}{A_j + A_i}, \quad \beta_{ij} = \frac{2A_i}{A_j + A_i} \quad (2)$$

$A_1$  = ピストン衝撃端の断面積,  $A_2$  = ピックスチール衝撃端の断面積

$\alpha_{ij}$  = 断面積が  $A_i$  の部分へ入射する応力波の  $A_j$

側への反射係数

$\beta_{ij}$  = 断面積が  $A_i$  の部分から  $A_j$  の部分へ入射する応力波の  $A_j$  側への透過係数

$E$  = ピストンおよびピックアップのヤング率

$c$  = ピストンおよびピックアップの弾性波速度

$v$  = ピストンの衝撃速度

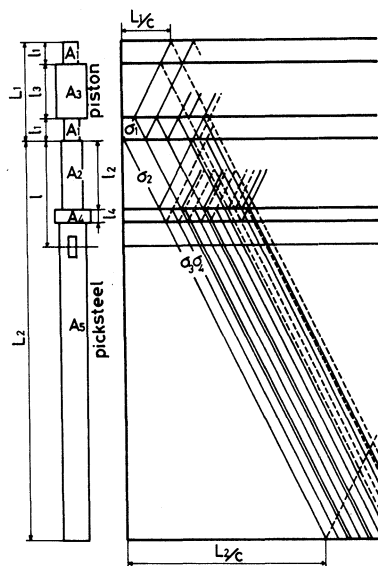


図-1 ピストンとピックアップにおける応力波の伝播状態

表-2 ピストンとピックアップの反射係数、透過係数

Reflection Coefficient		Transmission Coefficient	
$\alpha_{12}$	0.256	$\beta_{12}$	0.744
$\alpha_{21}$	-0.256	$\beta_{21}$	1.256
$\alpha_{13}$	0.508	$\beta_{13}$	0.292
$\alpha_{31}$	-0.508	$\beta_{31}$	1.508
$\alpha_{24}$	0.416	$\beta_{24}$	0.508
$\alpha_{42}$	-0.416	$\beta_{42}$	1.416
$\alpha_{45}$	-0.330	$\beta_{45}$	1.330
$\alpha_{54}$	0.330	$\beta_{54}$	0.674

表 1 に示した断面寸法を用いてすべての不連続面について計算した、反射係数および透過係数を表 2 に示す。

さて、図 1 ではピストンとピックスチールの応力波伝播状態を示しており、圧縮応力を実線、引張り応力を点線で表わしている。図中、 $\sigma_1$  および  $\sigma_2$  については (1) 式により容易に求めることができる。次に透過波に注目する。ピックスチールの衝撃面で発生する圧縮応力  $\sigma_2$  は弾性波速度  $c$  で端面方向へ進み、衝撃した時刻を  $t = 0$  とすれば  $t = l_2/c$  時間後に不連続面に到達し、そこで  $\alpha_{24}\sigma_2$  の応力が反射し、残り  $\beta_{24}\sigma_2$  が透過する。その後、次の不連続面で  $\alpha_{45}\beta_{24}\sigma_2$  の応力が引張り応力として反射し、残りの  $\sigma_3 = \beta_{45}\beta_{24}\sigma_2$  の応力が圧縮応力の形をとり透過する。透過波  $\sigma_4$  についても同様な手法により計算を進めることができ、これらを順次重ね合わせることで任意の時刻における応力を理論的に決定することができる。

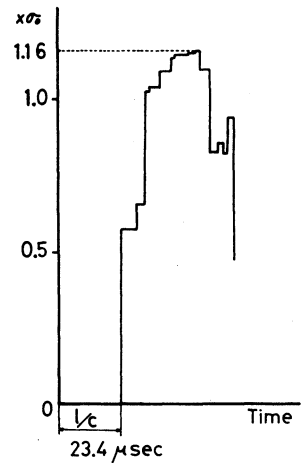


図-2 理論から得られるピックスチールに生じる応力の変化

図 2 には、ピックスチールの衝撃端より 124 mm のところの応力の時間に伴う変化状態を示したものであるが、この位置における最大応力値  $\sigma_{maxT}$  は  $\sigma_0$  の 1.16 倍である。また、ピストン衝撃速度  $v$  (m/sec) と  $\sigma_{maxT}$  (kg/cm<sup>2</sup>) の関係は  $\sigma_{maxT} = 247 v$  となった。ただし最大応力値以後の解析では計算が非常に煩雑になるため省略した。

## 2 ピストン落下試験によるエネルギー伝達

### 2.A 実験装置

ピストン衝撃速度とピックスチールに伝播した応力波の最大値ならびに応力波のエネルギーの関係を究明するためピストンを自由落下させ、ピックスチールに衝突させる実験を行なった。

実験装置の全体の構成を図 3 に示す。ピストンとピックスチールを完全に向心衝突させるために、ピストン落下通路にガイドパイプを用いた。ピストン衝撃速度は衝突面付近の 2 個のフォトトランジスタにより測定した。すなわち、ピストン衝撃速度はピストンが光をさそぎる時にフォトトランジスタから発生する電圧の時間差を読みとり、フォトトランジスタ間を通過するときの時間を求め、それとセンサー間の距

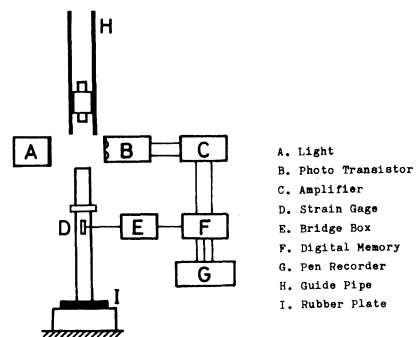


図-3 ピストン落錘試験の実験装置

離とで容易に求められた。また、ピックスチールに生じる応力波は衝突面から 124 mm の位置に貼ったひずみゲージで測定した。このひずみはブリッジボックスを経て電圧に変換されたデジタルメモリーに一時記憶され、ペンレコーダに再生される。なお、この位置で測定された応力は、ピストンとピックスチールの衝撃によって衝撃面から入射した応力波がピックスチール先端からの第 1 次反射波の影響をうけることなく記録される。

### 2. B 解析結果と検討

ピストン衝撃エネルギー  $E_k$  は次式で与えられる。

$$E_k = \frac{1}{2} \cdot \frac{W}{g} v^2 \tag{3}$$

ただし、 $W$  はピストン重量である。また、ピックスチールに生じる応力波のもつエネルギー  $E_s$  は次式で与えられる。

$$E_s = \frac{Ac}{E} \int_0^t \{\sigma(t)\}^2 dt \tag{4}$$

ただし、 $A$  : ピックスチールの横断面積、 $c$  : ピックスチールの弾性波速度

$E$  : ピックスチールのヤング率、 $\sigma$  : 応力、 $t$  : 波の継続時間

この波の全エネルギーは 2 つの部分からなり、半分が変形のひずみエネルギーで、残り半分が運動エネルギーである<sup>(2)</sup>。

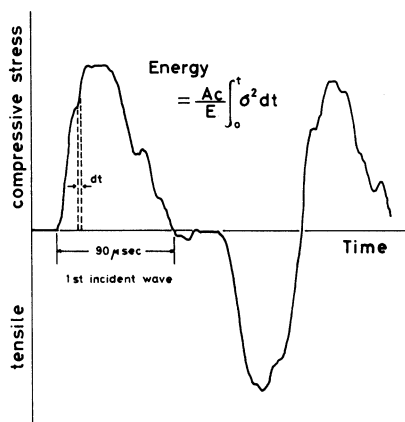


図-4 実験から得られたピックスチールに生じる応力波

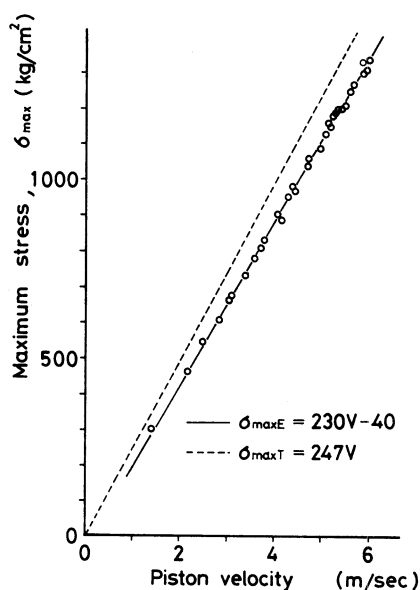


図-5 ピストン打撃速度とピックスチールに生じる最大応力の関係

実験で得られた波形を図4に示す。応力波のエネルギーは時間刻み  $dt$  を  $2\mu\text{sec}$  として、区分求積法にて圧縮から引張応力に転じるまでの  $90\mu\text{sec}$  間を積分して求めた。図5にはピストン衝撃速度 ( $m/sec$ ) と実測した最大応力値  $\sigma_{\text{maxE}}$  ( $kg/cm^2$ ) の関係を示す。前節で述べた予測値の  $\sigma_{\text{maxT}}$  も合わせて点線で示す。 $\sigma_{\text{maxE}}$  と  $v$  は理論的に一次関数の関係にあるが、これらのデータ最小二乗法を適用してその関係式を導くと

$$\sigma_{\text{maxE}} = 230v - 40$$

が得られる。これによりピックスチールに生じる応力の波高値を知るだけでピストン衝撃速度が求まることになる。実験値  $\sigma_{\text{maxE}}$  は理論値  $\sigma_{\text{maxT}}$  の平均 88.5% であった。この食い違いは反射係数、透過係数を決定する際、ピストンとピックスチールの形状を単純化したことに帰因するものと考えられる。図6はピストン衝撃速度  $v$  とピックスチールに伝った応力波のエネルギー  $E_s$  の関係を示す。これにも最小二乗法を用いて次式を得た。

$$E_s = 0.0288 v^{2.02} \quad (6)$$

この実験に用いたピストンの重量は  $0.609\text{ kg}$  などで(3)式よりピストン衝撃エネルギー  $E_k$  は  $E_k = 0.0311 v^2$  であり、 $E_s$  は  $E_k$  にきわめて近い値である。測定したピストン衝撃速度の範囲では  $E_s$  の  $E_k$  に対する比、つまり伝達率は 95.8% であった。この値は、ピストンのもつ運動エネルギーがほとんどピックスチールに伝達していることを示しており、他の報告事例<sup>(9)</sup>とも調和的である。

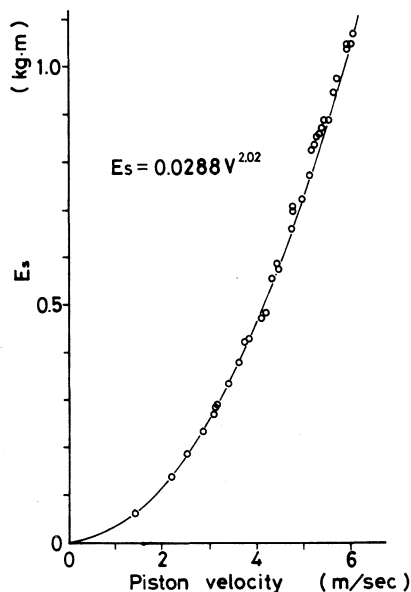


図-6 ピストン打撃速度とピックスチールに生じる応力波のエネルギーの関係

### III ピックスチール-岩盤衝突系のエネルギー伝達

#### 1 衝撃さく孔のエネルギー伝達<sup>(9)</sup>

一般的なさく岩機において、ピストンとドリルスチールの単一衝突でドリルスチール内に応力波が生じ、ドリルスチール先端の岩盤方向に向かう。この応力波を第1次入射波という。第1次入射波のもつエネルギーの一部分は岩盤に伝達され、また残りの部分は第1次反射波としてドリルスチール、ピストン方向に反射される。この第1次反射波はドリルスチールのシャンク部

で反射し、再び岩盤方向へ向かう第2次入射波となる。このように応力波はドリルスチール内を往復し、岩盤に接触しているドリルスチールの先端を通してエネルギーが伝達され岩盤を破壊するのである。

ドリルスチール断面で応力波の相互作用によって生じた瞬間の力と変位速度は、次式によって決定される。

$$F = (\sigma_i + \sigma_r) A + F_0 \tag{7}$$

$$\frac{du}{dt} = \frac{c}{E} (\sigma_i - \sigma_r) + V_0 \tag{8}$$

ただし、

$F$  : ドリルスチール先端と岩盤に働く力

$F_0$  : 応力波の到達前のドリルスチールと岩盤に働く力

$\sigma_i$  : 入射応力,  $\sigma_r$  : 反射応力,  $A$  : ドリルスチールの断面積

$c$  : ドリルスチールの弾性波速度,  $E$  : ドリルスチールのヤング率

$du/dt$  : 変位速度,  $V_0$  : 応力波到達前のドリルスチール先端の速度

以下、議論を進める上で次のような条件をつける。

- (i) ドリルスチール先端の挙動は剛体としてふるまい、ドリルスチールと岩盤の境界面での瞬間の力はドリルスチール先端に近い位置でのドリルスチール断面に働く。
- (ii)  $F_0, V_0$ の値は無視できるほど小さい。
- (iii) ドリルスチール先端と岩盤は第1次入射波が到達するとき密着している。

任意のドリルスチールと岩盤の組合わせにおいて、ドリルスチールと岩盤の接触境界面の状態はドリルスチールに加わる力 $F$ とドリルスチールの

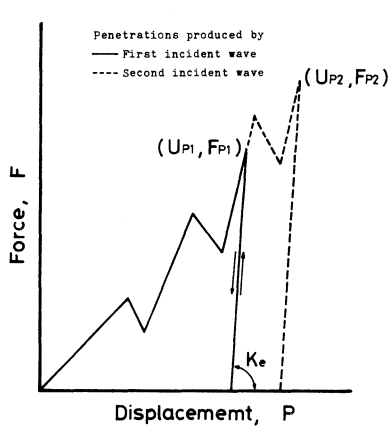


図-7 荷重-貫入量曲線

貫入量(変位) $P$ で適確に表わすことができる。概念的な荷重-貫入量曲線を図7に示す。第1次入射波によってドリルスチール先端の荷重が $0 \sim F_{P1}$ まで次第に増大し、除荷されると岩盤の弾性により最終貫入量は最大貫入量より小さくなる。再び第2次入射波によって荷重が加わると岩盤の弾性による傾き $k_e$ に沿って荷重と貫入量が増大し、図のような曲線になる。なお岩盤破碎に使われたエネルギー $E_u$ は $F-P$ 曲線に囲まれた面積で与えられている。この $E_u$ と前節で述べたピックスチールの応力波のエネルギー $E_s$ の比、 $E_u/E_s$ によりピックスチール-岩盤衝突系のエネルギー伝達効率が定義される。(7)式および



(8)式に注目すると、ピックスチールに伝播する応力波の入射波  $\sigma_i$  と反射波  $\sigma_r$  を分解検出できれば、荷重-貫入量曲線を決定することができ、それゆえ  $E_u$  が求められる。また応力波のエネルギー  $E_s$  も第1次入射波を分離検出できれば(4)式で計算することができる。それゆえ、応力波を検出する位置を適切に選定して  $\sigma_i$ 、 $\sigma_r$  が第1次および第2次以降について分離検出できればエネルギー伝達効率を測定することができるわけである。

## 2 実験装置

図8にさく岩機作動時の荷重-貫入量曲線, およびピックスチールに生ずる第1次応力波のエネルギーを測定するための実験装置の概略を示す。さく岩機は垂直に支持され, 作動中に横ずれすることなく, 上下移動できるものである。また上端のハンドルの部分に重錘を載せることにより, 任意の圧着力を加えることができる。上部から錘り台, さく岩機本体, ピックスチールおよびモルタルでこれらを垂直に配した。ピックスチールの全長は 606 mm でピストン衝撃端より 137 mm, 301 mm, 540 mm の位置に半導体ストレングージを 180°対向で一組ずつ接着し, 荷重計を構成した。説明の都合上, これらを上から順に *Gage1*, *Gage2*, *Gage3* と呼ぶことにする。ピストンとピックスチールの衝突で発生するひずみの記録方法は, ピストン落下試験と同様である。岩盤試料としては, 木枠で成型し十分に養生したセメントモルタルを代用した。この試料のモルタル下端からの反射波の影響を考慮して, この形状を 250 mm × 250 mm × 280 mm とした。また単軸圧縮強度は 582.9 kg/cm<sup>2</sup> である。なお, ピックスチールに生じる応力波の測定は圧着力約 20 kg, 供給圧力 2.5, 3.0, 3.5, 4.5, 5.0 kg/cm<sup>2</sup> G の条件で実験を行った。

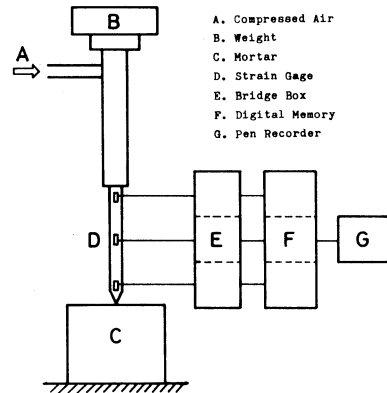


図-8 実験装置

3 解析結果と検討

### 3. A 入射波と反射波の解析

図9に *Gage 1*, *Gage 2*, *Gage 3* で測定された応力波形と入射波および反射波の立上りを, それぞれ実線および1点鎖線の直線で示した。入射波と反射波が干渉し合うため, ピックスチール中間の *Gage 2* から測定される応力波だけでは, 完全に分離した  $\sigma_i$ ,  $\sigma_r$  の応力波が得られない。したがって, *Gage 1*, *Gage 3* から得られる応力波を参考に入射波と反射波を分離する。ピストンとピックスチールの衝突で生じる第1次入射波は図の a ~ b 間で示す 90  $\mu$ sec の圧縮波からなり, ピックスチール-岩盤の接触境界面方向へ伝播されるが, ピックスチール先端部分

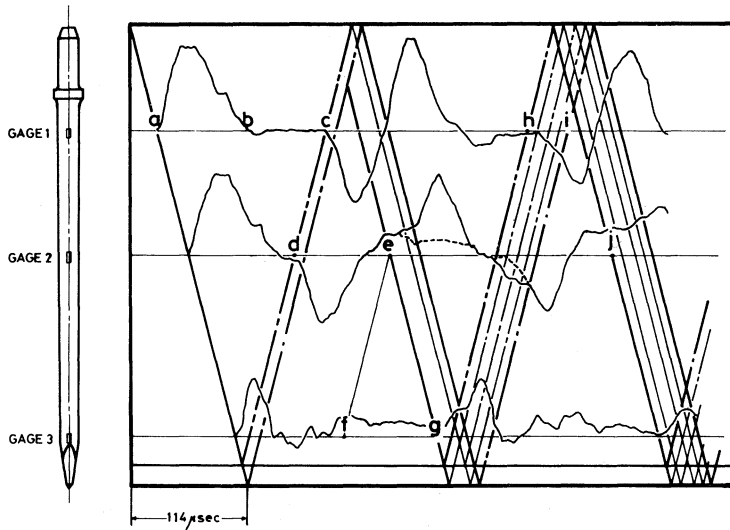


図-9 応力波の入射波と反射波の解析

が四角錐に整形され断面が変化するため、応力波の一部が四角錐の底部から連続的に反射される。また、ピックスチールと岩盤の接触境界面で反射し、最後にピックスチール先端で反射する。このように反射点は複数あるが、Gage 1で示される cで第1次反射波の顕著な立上がりが見られるので、これを逆算してピックスチールの先端より 28 mm のところを応力波の反射点とした。第1次反射波は Gage 2の第2次入射波の影響を受けない d~e間と、Gage 3の第1次入射波の影響を受けない f~g間を組合わせて得られた。この第1次反射波はピックスチールのシャンク部方向に向かい衝撃端で自由端の反射がなされ、第2次入射波としてピックスチール先端へ向かうのであるが、その際ピックスチールのカラー部での反射波が衝撃端からの入射波より早いということを考慮して、第2次入射波は eを基点に解析した。Gage 2の第2次入射波は点線で示す第1次反射波と合成されているので、実際の第2次入射波は点線の第1次反射波を減ずることで得られる。第2次反射波は、Gage 2において第2次入射波と合成されているので Gage 1で現われる h~i間の応力波を組合せて jまで解析した。j以降は応力波が複雑に干渉し合うので解析は jまで行なった。第3次入射波、反射波以降の応力波はピックスチールが岩盤から離れてピックスチールの先端が自由端としてふるまう波形になっていることから、ピックスチールと岩盤が接触しているのは第2次入射波が通過するまでと考えられる。したがって岩盤破碎に使われたエネルギーは第1次、第2次応力波を対象に解析した。また、応力波の伝播している間にある程度の減衰が生じるので、この点についても考慮して Gage 2の応力波を基準に解析を行なった。

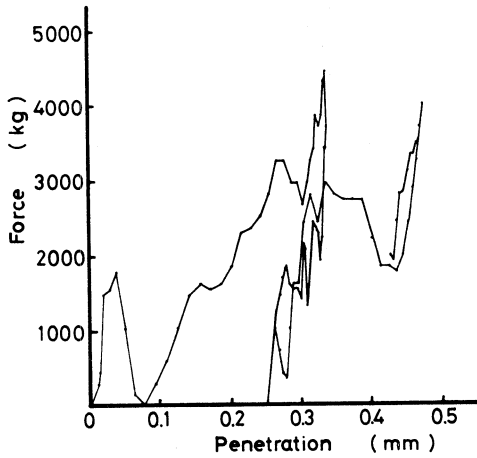


図-10 荷重-貫入量曲線  
(供給圧力 5 kg/cm<sup>2</sup>G)

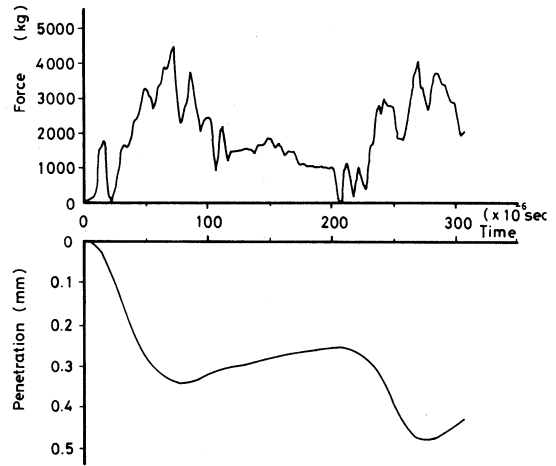


図-11 時間に伴う荷重と貫入量の変化

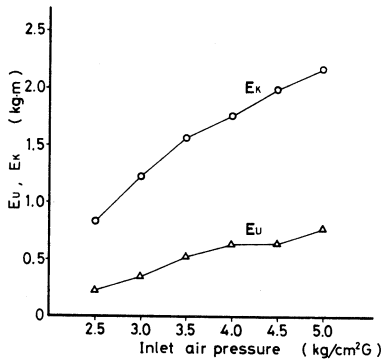


図-12 ピストン打撃エネルギー $E_k$   
モルタル破碎に使われたエネルギー $E_u$ の関係

### 3. B 岩盤破碎に使われたエネルギー

図 10 は供給圧力 5.0 kg/cm<sup>2</sup>G の F-P 曲線である。第 2 次応力波による F-P 曲線で荷重 0 まで解析できなかったため、第 1 次応力波による除荷曲線と同じ傾きをもつものとして岩盤破碎に使われたエネルギー  $E_u$  を算出した。図 11 に時間に伴う荷重と貫入量の変化を示すが、最大荷重が岩盤に加わるのは第 1 次応力波の通過するとき、また最大貫入するのは第 2 次応力波の通過時におこることがわかる。ピストン衝撃エネルギー  $E_k$  はほとんど 100% が第 1 次入射波としてピクスチール内を伝播することから、(3) 式と (6) 式を使って算出した。図 12 に各供給圧力におけるピストン衝撃エネルギー  $E_k$  と岩盤破碎に使われたエネルギー  $E_u$  の関係を示す。

さく岩機の効率を求めるために、過去に測定した圧縮空気動力  $N_a$ 、インジケータ線図から決定した図示馬力  $N_i$ 、ピストンの運動エネルギーと単位時間当りの打撃数との積により定義される正味馬力  $N_k$  を含めて、表 3 にエネルギー伝達と供給空気圧力の関係を総括した。ただし、表中 (d)、(e) の動力は  $N_i$  と同様、それぞれに対応するエネルギー、すなわち  $E_s$  および  $E_u$  と単位時間あたりの打撃数との積である。表 3 (h) 項より、実験を行なった範囲では、ピクスチールの応力波のエネルギーの平均 33.4% が岩盤破壊に使われることがわかる。また (i) 項より、総合効率、すなわち圧縮空気動力のうち岩盤破壊に使われるのは平均 6.6% という結果となった。

表-3 各種性能値

power (kg-m/sec)			pressure of compressed air (kg/cm <sup>2</sup> G)					
			2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0
(a)	power of supplied compressed air	$N_a$	1.21	1.51	1.82	2.13	2.44	2.76
(b)	rate of work done by compressed air	$N_i$		0.390		0.654		0.950
(c)	rate of kinetic energy of piston	$N_k$	0.186	0.290	0.395	0.457	0.532	0.592
(d)	rate of stress wave energy in picksteel	$N_s$	0.178	0.278	0.381	0.441	0.514	0.573
(e)	rate of work consumed for fracturing rock	$N_u$	0.053	0.084	0.132	0.161	0.170	0.208
(f)	efficiency (%)	$N_i/N_a$		38.7		30.7		34.4
(g)		$N_k/N_a$	15.3	19.2	21.7	21.5	21.8	21.5
(h)		$N_u/N_s$	29.8	30.1	34.7	36.6	32.9	36.3
(i)		$N_u/N_a$	4.4	5.6	7.3	7.6	6.9	7.5

#### IV 結 言

空気さく岩機の性能試験の一環として、衝撃切削性能の測定をおこなった。実験ではピストン-ピックスチール系および、ピックスチール-岩盤系でのエネルギー伝達効率を測定することに主眼をおいた。

ピストン-ピックスチール系のエネルギー伝達に関しては、ピストンを自由落下衝突させたときのピストン運動エネルギーとピックスチールに生じた応力波のエネルギーを比較検討し、あわせて応力波の理論解析の結果とも対比した。またピックスチール-岩盤系のエネルギー伝達に関しては、実際にさく岩機を作動させ、そのときのピックスチールの応力波のエネルギーと岩盤の荷重-貫入量曲線から定まる破碎エネルギーを比較した。その結果、

(1) ピストン-ピックスチール系のエネルギー伝達率は、ピストン運動速度が1.43-5.99 m/sec の範囲では平均95.8%の値を示した。また、ピストンの衝撃によってピックスチールに生じる応力波の最大値は衝撃速度に比例し、応力波のエネルギーは衝撃速度の2乗に比例する結果となった。この実測値のうち応力波の最大値は、衝突系の幾何学的形状を単純化しておこなった理論解析による予測値88.5%にとどまった。したがって、理論解析にあたってはモデル化を更に厳密におこなう必要がある。

(2) ピックスチール-岩盤系のエネルギー伝達率は、供給空気圧力が2.5-5.0 kg/cm<sup>2</sup>G の範囲では平均33.4%の値を示した。岩盤の衝撃切削に有効に消費されるエネルギーは、岩盤

の荷重-貫入量曲線と対比すると、ピックスチールから岩盤に投射される第1次および第2次の応力波により与えられていることが明らかになった。したがって、ピストン1打撃の時間中に後続する3次以降の応力は、ピックスチール先端と岩盤の境界面で分離が起るため、ピックスチール内を往復するにとどまり、岩盤の衝撃切削に寄与しない。

(3) 供給された圧縮空気動力のうち、最終的に岩盤の衝撃切削に単位時間あたり消費されるエネルギーは、通常の圧縮空気圧力の範囲では、7.6%である。このような低効率の1つの原因は圧縮空気動力によるピストン往復運動であり、この段階での効率は30.7%である。ついでピックスチールによる岩盤衝撃切削では、効率は36.6%である。

以上のように、空気さく岩機の衝撃切削性能を調査するにあたり、素過程に分解してそれぞれのエネルギー伝達効率を測定することができた。今後の課題としては、

(1) 今回は岩盤の荷重-貫入曲線をピックスチールの複数の測点で検出した応力波から計算によって間接的に測定したが、荷重と貫入量を直接検出し、チェックする必要がある。

(2) 今回、岩盤はセメントモルタルで代用したが、天然の岩盤について実験を行ない、岩種による衝撃切削性能の変化を解明する必要がある。

(3) 空気さく岩機の効率を向上させるためのピストンおよびピックスチールの幾何学的形状および寸法を、応力波の理論解析をつうじて見出す必要がある。

終わりに、本研究に協力いただいた本学卒業生の中野恒二君、山田泰造君に深く感謝の意を表します。

(昭和56年5月20日受理)

#### 参考文献

- 1) 松本浩之, 三室 弘, 松森保雄, 中原一郎: 日本機械学会論文集 29 (197) 49 (1963)
- 2) S.Timoshenko and J.N.Goodier: The theory elasticity 442 (1951)
- 3) W.A.Hustrulid and C. Fairhurst: Int. J. Rock Mech. Min. Sci 8 331 (1971)

# Predicting and Evaluating Draft in Summer Cooling

Hideki Kubota

## ABSTRACT

A scale for evaluating draft in summer cooling is derived in terms of the Predicted Percentage of Dissatisfied (PPD) by applying Fanger's Predicted Mean Vote (PMV) equation and by introducing a model of air distribution.

An analytical procedure to predict values of the maximum air velocity and also the lowest air temperature in an occupied zone is presented.

Based on these techniques, the optimum value of a product : (diameter of the outlet)  $\times$  (air velocity at the outlet) is suggested for high sidewall air-supply systems.

The values of PPD for drafts analytically obtained in this paper are correlated to the values of ADPI proposed by Miller et al., and it is observed that the minimum PPD corresponds to the maximum ADPI.

## INTRODUCTION

This paper presents a guide for optimum design for room air distribution in summer cooling in which the main problem to be solved will be dealing with local areas of discomfort caused by excessive air motion combined with lowered air temperature.

In 1938 Houghton et al.<sup>1)</sup> first presented the relationship between draft and the sensory responses from human subjects. However, this relationship is not always applicable for summer cooling, since the experiments in which this relationship was observed were conducted at a temperature level of 21°C for subjects with one clo insulation of clothing, while summer cooling temperatures are around 26°C and summer clothing is about 0.5clo or less.

Rydberg et al.<sup>2)</sup> derived an equation for draft temperature in 1949. As recommended by Miller<sup>3)</sup>, this scale now needs to be updated.

Miller et al.<sup>4)</sup> proposed a single number index, Air Diffusion Performance Index (ADPI), in 1964 which enables us to evaluate three dimensional room air distribution. Miller also expanded the definition of the ADPI by applying the new Effective Temperature in 1976<sup>5)</sup> and the Predicted Percentage of Dissatisfied (PPD) in 1975<sup>5)</sup> so that the new ADPI (designated as ADPI-2) is more closely related to modern comfort criteria. This method of using a single number index has made a very significant contribution and has helped make a lot of data available for practical use.

The present paper derives a scale for evaluating draft by applying fanger's Predicted Mean Vote (PMV) and the PPD techniques, and may provide another basis for the support of the ADPI-2 scale. To provide a clear basis for this scale, a model of room air distribution is established, after considering the most extreme conditions of the draft in the occupied zone which are expected to appear in the region where a discharged cooled air mass hits the subjects.

The analytical procedure described in this paper to predict both maximum air velocity

and air temperature difference in the occupied zone enables us to estimate both the optimum condition for the air being supplied and the size of the outlet.

Our present discussion deals with a high sidewall air-supply system, however, the principles described can be applied to other air-supply systems.

## PREDICTED PERCENTAGE OF DISSATISFIED(PPD)IN AN AIR JET

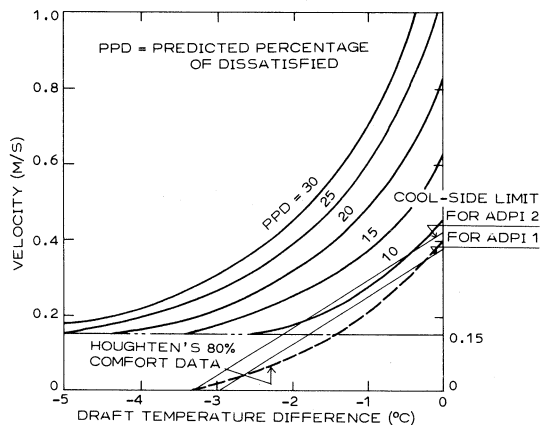
An actual system of air distribution is too complex for direct analysis but by simplifying assumptions an adequate model may be obtained.

Consider a system in which the following assumptions apply:

1. The occupied zone is divided into two regions : one is a still air region and the other a cool air jet region.
2. The still air region is maintained at 26.5°C dry-bulb, air velocity 0.15m/s and relative humidity 50% to satisfy the comfort requirements of normally clothed sedentary human subjects (0.5 clo, 1Met).
3. Mean radiant temperature is the same all over the room and equal to the temperature in the still air region.
4. In the jet region both air velocity and temperature are represented respectively by the highest and lowest values appearing in this region.

When the occupants take position in the cool jet region, they may feel to be cool. The degree of coolness can be estimated by using the equation for the Predicted Mean Vote (PMV) proposed by Fanger. The value of PMV can be used to estimate the Predicted Percentage of Dissatisfied (PPD).

**Fig.1** shows the combinations of air velocity and temperature difference between jet and still air for which the PPD remains constant. The analytical procedure for deriving this relationship is presented in Appendix A.



**Fig.1 Predicted Percentage of Dissatisfied for subjects in cool jet region**

It appears that the line representing the cool-side limit for ADPI-2 coincides with the curve for 10% of PPD. This result could support the basis for ADPI-2.

An approximate function for lines of constant PPD value derived by trial and error is as follows:

$$PPD = (6\sqrt{V_j - 0.15 + \Delta T_j})^2 \quad (\text{for } PPD < 30) \quad (1)$$

where  $V_j$  = air velocity in the jet region, m/s

$\Delta T_j$  = air temperature difference between jet and still air regions, °K.

The broken line in Fig.1 indicates Houghten's 80% comfort data.

### PREDICTION OF THE MAXIMUM VELOCITY AND AIR TEMPERATURE DIFFERENCE BETWEEN JET REGION AND STILL AIR REGION

The maximum air velocity and the lowest air temperature in the jet region are given respectively as centerline velocity and air temperature of air jet at a point where the centerline meets the upper boundary of the occupied zone (see Fig.2). By assuming that the drop of jet is not too great, the centerline air velocity at the upper boundary can be approximated by the following equation:

$$V_j = K_p D_o V_o / X_j \quad (2)$$

where  $V_j$  = Centerline velocity of the jet at the point where the centerline meets the upper boundary of the occupied zone, m/s

$K_p$  = constant

$D_o$  = diameter of the outlet, m

$V_o$  = air velocity at the outlet, m/s

$X_j$  = horizontal distance from the outlet to the point where the centerline meets the upper boundary of the occupied zone, m.

The drop of the cool air jet was given by Koestel<sup>7)</sup> as the equation:

$$\frac{Y}{D_o} = 0.42 \frac{g \beta \Delta T_o D_o}{K_p V_o^2} \left( \frac{X}{D_o} \right)^3 \quad (3)$$

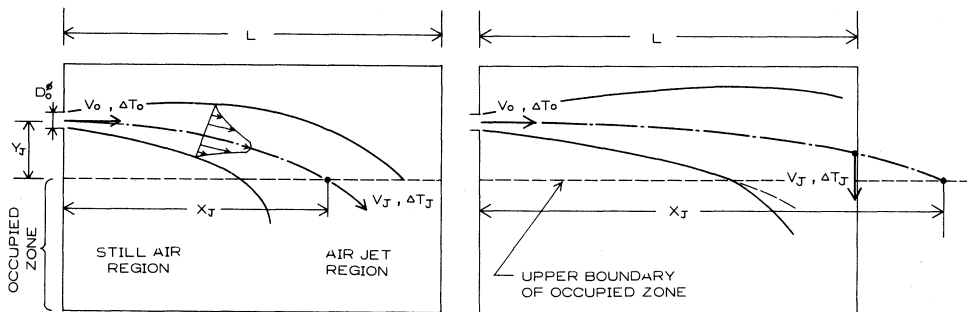


Fig.2 Schematic flow pattern in summer cooling



where  $Y$  = vertical distance from the center of the outlet to a point on the centerline of jet, m

$X$  = horizontal distance from the outlet to a point on the centerline of jet, m

$\Delta T_o$  = air temperature difference between outlet and still air, °K

$g$  = gravitational acceleration, m<sup>2</sup>/s

$\beta$  = volume coefficient of thermal expansion.

This equation can be rearranged into the following form :

$$\frac{D_o V_o}{X} = 0.0246 \left( \frac{q}{K_p Y} \right)^{1/3} \quad (4)$$

or

$$X = 40.7 \left( \frac{K_p Y}{q} \right)^{1/3} D_o V_o \quad (5)$$

where  $q$  = sensible heat load of room supplied from an outlet, W

$$= c\rho \frac{\pi}{4} D_o^2 V_o T_o \quad (6)$$

$c$  = heat capacity of air, J/K

$\rho$  = density of air, Kg/m<sup>3</sup>.

Substitute Eq.4 into Eq.2, we have,

$$V_j = 0.0246 K_p^{2/3} \left( \frac{q}{Y_j} \right)^{1/3} \quad (7)$$

where  $Y_j$  = vertical distance from the center of the outlet to the upper boundary of the occupied zone, m.

This result suggests that the maximum air velocity is independent of the conditions at the outlet :  $V_o$ ,  $\Delta T_o$  and  $D_o$ .

In a similar way, the lowest air temperature is given in the form of air temperature difference as follows:

$$\Delta T_j = 0.82 K_p D_o \Delta T_o / X_j \quad (8)$$

where  $\Delta T_j$  = maximum air temperature difference between jet and still air region, K.

Eliminating  $\Delta T_o$  from Eq.8 by applying Eq.5 and 6, we have,

$$\Delta T_j = 0.0365 K_p^{4/3} Y_j^{1/3} q^{2/3} / X_j^2 \quad (9)$$

or

$$\Delta T_j = 2.21 \times 10^{-6} K_p^{2/3} q^{4/3} / [Y_j^{1/3} (D_o V_o)^2]. \quad (10)$$

The maximum difference  $\Delta T_j$  appears to decrease with increasing  $D_o V_o$ .

From the results described above, the larger value of  $X_j$  (or  $D_o V_o$ ) will be recommended, since the value  $\Delta T_j$  decreases with increasing  $X_j$ , while the value of  $V_j$  does not vary with  $X_j$ . However, this recommendation is only applicable where the value of  $X_j$  is smaller than the distance to the wall perpendicular to the jet or mid-plane between opposite

outlets.

When the value of  $X_j$  exceeds room length parallel to the jet, supposing the opposite wall is not located, the jet comes into the occupied region after being disturbed by the opposite wall. In this case, the maximum air velocity and air temperature difference may appear near the opposite wall, and these values are approximated as follows:

$$V_j = 0.0246 K_P^{2/3} \left( \frac{q}{Y_j} \right)^{1/3} \left( \frac{X_j}{L} \right) \tag{11}$$

$$\Delta T_j = 0.0365 K_P^{4/3} Y_j^{1/3} q^{2/3} / (L X_j) \tag{12}$$

where  $L$  = distance from outlet to the nearest wall perpendicular to jet or mid-plane between opposite outlet, m

$X_j$  = in this case, an imaginary horizontal distance supposing the opposite wall is not located, m (see Fig.2).

As may be seen in the above equation, an increase in  $X_j$  (or  $D_o V_o$ ) raises  $V_j$  while reducing  $\Delta T_j$ . From the standpoint of PPD, it can be concluded that the value of PPD increases with  $X_j$  according to the results of the calculations being made for PPD applying the values to practical situations.

From the facts described above, we can conclude that the minimum value of PPD will be obtained when we make the value of  $X_j$  equal to the room length  $L$ .

This optimum condition is expressed as folltws.

$$(D_o V_o)_{opt} = 0.0246 \left( \frac{q}{K_P Y_j} \right)^{1/3} L \tag{13}$$

### COMPARISON WITH TEST DATA

In **Table 1**, the analytical values estimated by Eq.5, 7 and 10 are compared with the test data obtained by Nelson and Stewart<sup>9)</sup> on chilled air projected into a room from outlets of various dimensions with the same opening area. It gives good agreement between test and analytically estimated values.

**TABLE 1 Comparison between experimental data by Nelson & Stewart and analytical values derived in this paper**

Original Data				Predicted Values		
Outlet Dimension (M x M)	$X_j$ (M)	$V_j$ (M/S)	$\Delta T_j$ (deg °C)	$X_j$ (M)	$V_j$ (M/S)	$\Delta T_j$ (deg °C)
0.28 x 0.36	6	1.5	-2.4	} 6.3	} 1.5	} -2.7
0.40 x 0.20	6	1.25	-1.9			
0.48 x 0.18	6	1.25	-1.9			
0.71 x 0.13	6	1.5	-2.3			
0.91 x 0.10	6	1.75	-2.7			

$D_o = 0.324(M)$ ,  $V_o = 5.0(M/S)$ ,  $\Delta T_o = -11.1(deg°C)$ ,  $q = 5.8 \times 10^2(W)$ ,  $Y_j = 0.8(M)$ ,  $K_P = 6$

## COMPARISON WITH VALUES OF ADPI OBTAINED BY MILLER ET AL.

It is of considerable interest to correlate the analytical values of PPD with the ADPI experimental results obtained by Miller et al<sup>9</sup>. As indicated in Appendix B, based on flow patterns and data shown in his paper, the value of  $K_P$  is assumed to be about 3 and the drop of the cool air jet trajectory to be about 30% of the value calculated by Eq.3. This may be attributed to the effect of the ceiling surface: a kind of Coanda Effect. As we have little knowledge of this effect, we will tentatively apply the following expression as an equation for the drop of the cool air jet :

$$\frac{Y}{D_o} = 0.42 \frac{g\beta\Delta T_o D_o}{K_P V_o^2} \left(\frac{X}{D_o}\right)^3 A \quad (14)$$

where  $A$  = coefficient representing ceiling effect (=0.3).

This change of equation will lead to the following equations.

$$\begin{aligned} V_J &= 0.0246 K_P^{2/3} \left(\frac{Aq}{Y_J}\right)^{1/3} \\ &= 0.0397 q^{1/3} \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \Delta T_J &= 0.0365 K_P^{4/3} Y_J^{1/3} q^{2/3} / (A^{1/3} X_J^2) \\ &= 0.20 q^{2/3} / X_J^2 \end{aligned} \quad (16)$$

where  $K_P = 3$ ,  $A = 0.3$  and  $Y_J = 0.64m$ .

In Miller's paper, the values of ADPI were plotted as a function of the ratio  $T_{0.25}/L$ . The value of  $L$  (room length) was 6.1m (20ft). The symbol  $T_{0.25}$  describes "the throw" of the jet which is defined as the distance from the outlet to a point in the air stream where the maximum velocity occurring in the stream cross-section has been reduced to a selected terminal velocity of 0.25m/s. Based on this definition, the following relationship is given from Eq.1.

$$K_P D_o V_o = 0.25 T_{0.25} \quad (17)$$

Combining Eq.2, 15 and 17, we have,

$$X_J = \frac{0.25 T_{0.25}}{V_J} = \frac{0.25 T_{0.25}}{0.0397 q^{1/3}} = 6.3 q^{-1/3} T_{0.25} \quad (18)$$

Substituting Eq.18 into 16, the following is given for  $\Delta T_J$  :

$$\Delta T_J = 5.1 \times 10^{-3} q^{4/3} / T_{0.25}^2 \quad (19)$$

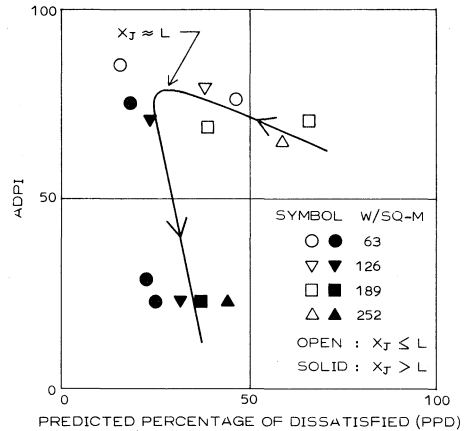
The value of  $T_{0.25}/L$  at  $X_J = L$ , where it is suggested the smallest value of PPD occurs, is given from Eq.18 as follows:

$$\frac{T_{0.25}}{L} = 0.16 q^{1/3} \quad (20)$$

**TABLE 2 Correlation between ADPI by Miller and analytically estimated values of PPD**

Original Data		Predicted Values				
Room Load (W/SQ-M)	Throw Tox/L	ADPI (%)	PPD (%)	V <sub>J</sub> (M/S)	ΔT <sub>J</sub> (deg°C)	
63	0.8	76	47	0.44	-3.1	
	1.6	85	16	-0.44	-0.78	
	1.8*	2.2	75	18	0.55	-0.52
	2.9	29	23	0.73	-0.40	
	3.5	23	25	0.88	-0.33	
126	0.8	40	> 70	0.56	-8.1	
	0.95	67	> 70	0.56	-5.7	
	1.6	79	39	0.56	-2.0	
	2.1*	2.2	71	24	0.56	-1.1
	3.5	23	32	0.88	-0.67	
189	1.6	72	65	0.63	-3.3	
	2.2	69	39	0.63	-1.8	
	2.4*	23	37	0.88	-0.97	
	3.5	23	44	0.88	-1.3	
252	1.6	67	> 70	0.70	-5.1	
	2.2	65	60	0.70	-2.7	
	2.6*	3.5	23	44	0.88	-1.3

\* : Values of T<sub>0.25</sub>/L at the point where the characteristic distance of air jet X<sub>J</sub> is equal to the characteristic room length L.



**Fig.3 Correlation between PPD and ADPI**

*In the case: X<sub>J</sub> > L*

The following equations give the expressins for V<sub>J</sub> and ΔT<sub>J</sub>.

$$V_J = \frac{K_P D_0 V_0}{L} = 0.25 \frac{T_{0.25}}{L} \tag{21}$$

$$\Delta T_J = 0.0365 \frac{K_P^{4/3} Y_J^{1/3} q^{2/3}}{A^{1/3} L X_J} = 8.4 \times 10^{-4} q / \left( \frac{T_{0.25}}{L} \right) \tag{22}$$

The values of V<sub>J</sub> and ΔT<sub>J</sub> corresponding to T<sub>0.25</sub>/L as tested by Miller have been calculated and are listed in **Table 2**.

**Fig.3** shows ADPI plotted as a function of the PPD value.

As may be seen from Fig.3 and Table 2, the maximum values of ADPI closely correspond to the minimum PPD and they appear to be centered around X<sub>J</sub>=L.

### CONCLUSION

1. A scale for evaluating draft in summer cooling was derived in terms of Predicted Percentage of Dissatisfied (PPD) by applying Fanger's Predicted Mean Vote (PMV) equation and by introducing a model of air distribution.
2. An analytical procedure to predict values of the maximum air velocity and the maximum air temperature difference between jet and still air regions in the occupied zone was presented for high sidewall air-supply systems.
3. A comparison between data obtained by Nelson et al. and the calculated values was made and showed good agreement.
4. The values of PPD, analytically obtained in this paper, were compared with the values

of ADPI obtained by Miller et al. and it was observed that the minimum PPD corresponded approximately to the maximum ADPI.

5. For minimizing the PPD caused by drafts, the horizontal distance  $X_j$ , from the outlet to a point where the air jet centerline meets the upper boundary of the occupied zone, was suggested to be equal to the distance from the outlet to the nearest wall perpendicular to the jet.

#### REFERENCES

1. Houghten, F.C., Gutberlet, C. and Wilkowski, E., "Draft Temperatures and Velocities in Relation to Skin Temperatures and Feeling of Warmth", *ASHVE TRANSACTIONS*, 44, 1938.
2. Rydberg, J. and Norback, P., "Air Distribution and Draft." *ASHVE TRANSACTION*, 55, 1949.
3. Miller, P.L., "Application Criteria for the Air Diffusion Performance Index (ADPI)," *ASHRAE TRANSACTION*, 82, 2, 1976.
4. Fanger, P.O., *Thermal Comfort*, McGraw-Hill, 1972.
5. Koestel, A., "Paths of Horizontally Projected Heated and Chilled Air Jet," *ASHVE TRANSACTION*, 61, 1955.
6. Nelson, D.W. and Stewart, D.J., "Air Distribution from Side Wall Outlets," *ASHVE TRANSACTION*, 44, 1938.
7. Miller, P.L. and Nash, R.T., "A Further Analysis of Room Air Distribution Performance", *ASHRAE TRANSACTION*, 77, 1971.

#### APPENDIX (A)

The following equation for Predicted Mean Vote proposed by Fanger was modified by introducing linear approximation for radiant heat exchange.

$$\begin{aligned} \text{PMV} = & (0.303e^{-0.036(M/A_{Du})} + 0.028) \left[ \frac{M}{A_{Du}} (1 - \eta) - \right. \\ & 3.05 \left[ 5.73 - 0.007 \frac{M}{A_{Du}} (1 - \eta) - P_j \right] - 0.42 \left[ \frac{M}{A_{Du}} (1 - \eta) - 58.1 \right] - \\ & 0.0173 \frac{M}{A_{Du}} (5.87 - P_j) - 0.0014 \frac{M}{A_{Du}} (34 - t_j) - \\ & \left. 3.95 f_{cl} (t_{cl} - t_{mrt}) - f_{cl} h_c (t_{cl} - t_j) \right] \end{aligned} \quad (\text{A} - 1)$$

where  $t_{cl}$  is determined by the equation

$$\begin{aligned} t_{cl} = & \left[ 35.7 - 0.0275 \frac{M}{A_{Du}} (1 - \eta) + 0.155 I_{cl} f_{cl} (3.95 t_{mrt} + h_c t_j) \right] \\ & / [1 + 0.155 I_{cl} f_{cl} (3.95 + h_c)] \end{aligned} \quad (\text{A} - 2)$$

and  $h_c$  by

$$h_c = 12.1 \sqrt{V} \quad (\text{A} - 3)$$

where  $M$  = metabolic rate,  $W/m^2$

$A_{Du}$  = DuBois area,  $m^2$

$P_j$  = partial pressure of water vapour in jet region,  $kPa$

$t_j$  = air temperature in jet region,  $^{\circ}C$

- $t_{cl}$  = mean temperature of outer surface of clothed body, °C
- $t_{mrt}$  = mean radiant temperature in jet region, °C
- $f_{cl}$  = ratio of the surface area of the clothed body to the surface area of the nude body, ND
- $h_c$  = convective heat transfer coefficient, W/(m<sup>2</sup>·K)
- $I_{cl}$  = thermal resistance from the skin to outer surface of the clothed body, clo
- $\eta$  = external mechanical efficiency of the body, ND

From the assumptions concerning air distribution, the conditions in the jet region are expressed as follows :

$$\begin{aligned} \text{mean radiant temperature} & \quad t_{mrt} = t_a = 26.5^\circ\text{C} \\ \text{air temperature} & \quad t_j = t_a + \Delta T_j \text{ }^\circ\text{C} \\ \text{vapor pressure} & \quad P_j = P_a + \Delta P_j \text{ kPa} \end{aligned} \tag{A - 4}$$

where suffix "a" implies the value for still air region.

When the sensible heat ratio (SHR) of the room concerned was given, the value of  $\Delta P_j$  can be expressed in the function of  $\Delta T_j$ .

$$\text{SHR} = c\Delta T_o / (c\Delta T_o + \lambda \Delta W_o) = 1 / [1 + \lambda W_o / (c\Delta T_o)] \tag{A - 5}$$

- where  $\Delta T_o$  = air temperature difference at the outlet, °K
- $\Delta W_o$  = humidity ratio difference at the outlet, g/Kg
- $\lambda$  = heat of vaporization of water, J/Kg.

In the jet stream, where the process of vapor diffusion is similar to that of heat diffusion, we have the following relations.

$$\frac{\Delta W_j}{\Delta T_j} = \frac{\Delta W_o}{\Delta T_o} \tag{A - 6}$$

Substituting Eq. A-6 into A-5, we have,

$$\Delta W_j = \frac{c}{\lambda} \left( \frac{1}{\text{SHR} - 1} - 1 \right) \Delta T_j. \tag{A - 7}$$

As the value of SHR for an office room is around 0.7, let SHR=0.7,

$$\Delta W_j = 0.17\Delta T_j. \tag{A - 8}$$

By conversion of units from g/Kg to kPa, the value of  $\Delta P_j$  is obtained :

$$\Delta P_j = 0.16\Delta W_j = 0.027\Delta T_j. \tag{A - 9}$$

Substituting Eq. A-2, A-4 and A-9 into Eq. A-1, and solving the Eq. A-1 for  $\Delta T_j$

**TABLE 3 PMV vs. PPD**

PMV	0	-0.49	-0.67	-0.83	-0.97	-1.08	-1.28
PPD (%)	5	10	15	20	25	30	40

	PMV
Neutral	0
Slightly Cool	-1
Cool	-2
Cold	-3

gives the following expressions :

$$\Delta T_J = [PMV - A_1(A_2 - A_3 + A_4 P_a + A_5 t_a - f_{cl}[A_9 + A_{10}(3.95 + h_c)t_a])]/A_{11} \quad (A-10)$$

where  $A_1 = 0.303e^{-0.036(M/A_{Du})} + 0.028$

$$A_2 = \frac{M}{A_{Du}}(1 - \eta) - 0.42\left[\frac{M}{A_{Du}}(1 - \eta) - 58.1\right]$$

$$A_3 = 3.05[5.73 - 0.007\frac{M}{A_{Du}}(1 - \eta) + 0.0173 \times 5.87\frac{M}{A_{Du}} + 0.0014 \times 34\frac{M}{A_{Du}}]$$

$$A_4 = 3.05 + 0.0173\frac{M}{A_{Du}} \quad A_5 = 0.0014\frac{M}{A_{Du}}$$

$$A_6 = 35.7 - 0.0275\frac{M}{A_{Du}}(1 - \eta) \quad A_7 = 0.155I_{cl}f_{cl}$$

$$A_8 = 1 + 0.155I_{cl}f_{cl}(3.95 + h_c) \quad A_9 = (3.95 + h_c)A_6/A_8$$

$$A_{10} = (3.95 + h_c)A_7/A_8 - 1 \quad A_{11} = A_1[0.027A_4 + A_5 - A_{10}f_{cl}h_c]$$

Using Eq. A-10, it is possible to calculate combinations of  $\Delta T_J$  and  $V_J$  that correspond to a certain value of PPD. The relationship between PPD and PMV is listed in **Table 3**.

## APPENDIX (B)

The value of  $K_P$  is assumed by using the following equation for isothermal free jets.

$$V_c = K_P D_o V_o / X \quad (B-1)$$

$$K_P = V_c X / (D_o V_o) \quad (B-2)$$

From the definition of the throw, when the value of  $X$  equals  $T_{0.25}$  the value of  $V_c$  is 0.25m/s, then we have,

$$K_P = 0.25T_{0.25} / (D_o V_o) \quad (B-3)$$

The diameter of the outlet and the air velocity at the outlet are as follow,

$$\frac{\pi}{4}D_o^2 = S = 0.0929 \text{ m}^2 \quad (24'' \times 6'') \quad (B-4)$$

$$D_o = \sqrt{\frac{4}{\pi} S} = 0.344 \text{ m} \quad (B-5)$$

$$V_o = G/S \quad (B-6)$$

where  $S$  = area of the outlet,  $\text{m}^2$

$G$  = air flow rate through the outlet,  $\text{m}^3/\text{s}$ .

Miller's paper shows the values of  $T_{0.25}/L$  for values of  $G$ .

Applying these values for the equations described above, we can get the value of  $K_P$  to be around 3.

The value of coefficient "A" representing the ceiling effect, is defined as follows :

$$A = \frac{Y/D_0}{0.42 \frac{g\beta\Delta T_0 D_0}{K_P V_0^2}} \quad (B - 7)$$

This equation can be rearranged in the following form in the same way as Eq.5.

$$A = (40.7)^3 \frac{K_P Y}{q} \left( \frac{D_0 V_0}{X} \right)^3 \quad (B - 8)$$

Miller displays the flow patterns for a room load of 20 Btuh/sq-ft ( 63W/sq-m) with changing flow rates. We can obtain two values of X for the drop of Y (=0.64m) ; about 1.7m for 0.6cfm/sq-ft and 2.8m for 1.0 cfm/sq-ft.

Based on these values, we can assume the value of A to be around 0.3.

(Received May 18, 1981)





# 教官学術研究発表集録

(昭和 55. 4. 1 ~ 56. 3. 31)

## 機 械 系

- |   |  |   |             |
|---|--|---|-------------|
| 内 藤 正 鄰<br>台丸谷 政 志<br>岸 田 恒 平<br>本 巨  | 縦衝撃に伴う塑性波の伝播   | 日本機械学会北海道<br>支部総会講演会  | 1981. 3. 16 |
| Kyokai<br>Okuda   | Experimental Study with Models for the Hydraulic Transport of Solids in Pipes, Part 3  | Theoretical and Applied Mechanics, Vol.28, p.493<br>Tokyo Univ. Press | 1980. 4.    |
| 奥 田 教 海<br>渡 部 富 治<br>近 藤 俣 郎<br>谷 野 賢 二  | 沿岸固定式波力エネルギー変換装置に関する研究<br>—— サボニウス型波力水車について ——   | 日本機械学会第 58<br>期全国大会講演論文<br>集No.800-14, p.282                          | 1980. 8.    |
| Kyokai<br>Okuda   | Mechanism of Suspension and Dispersion for Coarse Solid Particles in the Hydraulic Transport Pipe  | Proc. of "Hydro-transport 7", p.291<br>B.H.R.A.                       | 1980.11.    |
| 奥 田 教 海   | 流体輸送管路内流れと流体輸送装置について   | 化学装置, 23, (2)<br>p.72   | 1981. 1.    |
| 奥 田 教 海   | 風力エネルギー変換装置の地域的特性に関する研究<br>(エネルギー特別研究, 流体班)  | 文部省科学研究費エ<br>ネルギー特別研究,<br>昭和 55 年度研究成<br>果報告書, p.173                  | 1981. 2.    |
| 杉 山 弘   | 擬似衝撃波の振動現象に関する研究<br>(壁面静圧変動の測定)  | 日本機械学会・精機<br>学会北陸信越支部北<br>陸(金沢)地方講演<br>会講演論文集<br>No.807-4             | 1980. 9. 2  |
| 杉 山 弘   | 擬似衝撃波の振動現象に関する研究<br>(高速度シュリーレン写真による観察)   | 日本機械学会第 908<br>回講演会流体工学・<br>流体機械講演論文集<br>No.800-17                    | 1980.10.31  |
| Chuji Mizuno,<br>Masayoshi<br>Kobiyama,<br>Yutaka<br>Yoshida,<br>Kiyoshi<br>Enoki | The Suction Air Cooling Gas Turbine with Vapor Compression Refrigerator (2nd Report, the Optimum Point of Cycle and the Effect of Combination) | Bulletin of the<br>JSME, 23 (179) 711<br>(1980)                       |             |
| Chuji Mizuno,<br>Masayoshi<br>Kobiyama,<br>Yutaka<br>Yoshida,<br>Kiyoshi Enoki    | The Suction Air cooling Gas Turbine with Vapor Compression Refrigerator (3rd Report, On the Performance at the Partial Load)                   | Bulletin of the<br>JSME, 23, (179) 717<br>(1980)                      |             |

媚山政良	放射熱伝達の解析 (第3報, 放射の二次元的伝達を考慮した平行平板間放射—対流共存熱伝達の解析)	室蘭工業大学研究報告, (理工編), 10, (2) 269 (1980)	
媚山政良	放射熱伝達の解析 (第4報, 軸対称放射性の媒体の放射吸収係数の測定方法について)	室蘭工業大学研究報告, (理工編), 10, (2) 285 (1980)	
媚水山野政忠	煙煙による農地の保温効果	伝熱研究, 20, (76) 52 (1981)	
青山英樹 小野寺正史 水野忠治 媚山政良	加圧燃焼器内での定常火炎の燃焼特性に関する研究	日本機械学会北海道学生会第10回学生員卒業研究発表講演会講演前刷集	1981. 3.
谷園博隆 大出幸武 水野忠治	高温エネルギー利用複合サイクルの研究 (第2報, サイクル性能に及ぼす諸損失の影響)	第8回ガスタービン定期講演会講演論集	1980. 6.
石水田博一 媚山野山政一治良	火炎の熱伝達構造の解明に関する研究 (発熱量分布について)	日本機械学会北海道学生会第10回学生員卒業研究発表講演会講演前刷集	1981. 3.
齊当建一 丸山一男	プラスチックねじの強度に関する研究 (単軸引張りにおける挙動)	昭和56年度精機学会春季大会学術講演会論文集	1981. 3.27

軽量化, 耐食性向上, 電気絶縁性などの特徴を利用して, 最近プラスチックねじがかなり使用されているが, その強度に関する研究はほとんど見当たらない。

本研究はプラスチックねじの強度特性を明らかにし, 強度設計方式を確立することを目的としている。

そのような研究の第一段階としてここでは, 単軸引張りにおけるプラスチックねじの挙動を検討している。

齊藤 雄 冏 戸中倉 郁 一 井川 克 夫也	コンパクト・バーミキュラー鋳鉄の温度伝導率測定について	日本鋳物協会第97回全国講演大会	1980. 5.12
田中 雄 一 齊藤 克 夫也	コンパクト・バーミキュラー鋳鉄の温度伝導率と機械的性質	同 上	同 上
齊藤 雄 冏 戸中倉 郁 一 井川 克 夫也	コンパクトド・バーミキュラー黒鉛鋳鉄の温度伝導率測定について	日本鋳物協会誌, 鋳物, 53, (3) (1981)	1981. 3
岸良 紘 機 齊藤 郁 冏 戸倉 本 夫	任意曲面上の自然対流熱伝達—曲率一定内面壁と平面壁と曲率一定外面壁の三要素からなる一般化モデルについて—	第17回日本伝熱シンポジウム講演論文集	1980. 5
岸浪 紘 機 関信 弘	垂直等温度壁とそれに続く非加熱壁上の自然対流 (第6報)—非加熱壁上の熱伝導場とその壁面上の放射放熱を考慮した場合—	日本機械学会第58期全国大会講演論文集 No.800-13	1980. 8
岸浪 紘 機 関信 弘	垂直等温加熱壁とそれに続く非加熱壁上の自然対流—非加熱壁内の熱伝導とその壁面上の放射熱流を考慮した場合—	日本機械学会第90回講演会講演論文集 No.800-18	1980.11

村本和夫 斉藤 紘 岸 郁 戸倉 夫	空気層を利用した断熱法の研究	日本機械学会講演論文集 No.804-8	1980.11
岸 浪 紘 機	自動車に対する熱工学的見解に基づく省エネルギーの一考察	エネルギー・資源研究会誌「エネルギー・資源」	1981. 1
戸倉 郁 夫 斉藤 紘 夫 村本 和 夫	水平円管群の自然対流熱伝達 (続報) (垂直配列の場合)	日本機械学会講演論文集 No.800-13	1980. 8.23
戸倉 郁 夫 斉藤 紘 夫 村本 和 夫	自然対流下の着霜に関する実験 (主として, 霜の熱伝導率と密度の関係について)	日本機械学会北海道支部第22期総会講演会講演論文集 No.812-1	1981. 3.16
山石 英 明 熊田 亮 二 花岡 俊 裕	液体ナトリウム熱サイフォンの伝熱特性 (第2報)	日本機械学会第90回講演会論文集 No.800-18	1980.11
花岡 裕	エクセルギ評価によるヒートポンプの経済性	第15回空気調和・衛生工学会道支部学術講演会	1981. 3.18
Kazuo Maeno, Hakuro Oguchi	Study on N <sub>2</sub> /CO <sub>2</sub> Mixing Gasdynamic Laser by Means of Synchronized Operation of Two Shock Tubes. (Proc. of 3rd. Int. Symp. on Gas-Flow and Chemical Lasers.)	Journal de Physique, Colloque C9, supplément au n° 11, Tome 41, 1980, p.C9-209.	1980. 9. 8—12
Kazuo Maeno, Katsushi Funabiki, Hakuro Oguchi	Experimental and Analytical Study of CO <sub>2</sub> /N <sub>2</sub> Mixing Gasdynamic Laser.	ISAS Report (Univ. of Tokyo) No.5, p.175)	1981. 3
横内 弘 宇 小野 善 之	スナッキング研削に関する研究 (III) — 砥石が跳躍振動する場合の研削機構の解析	昭和55年度精機学会秋期大会学術講演会講演論文集	1980. 9.28
横内 弘 宇 小野 善 之 石黒 千 之	スナッキング研削に関する研究 (IV) — 周期打撃力により加振される砥石振動系の挙動について—	同 上	同 上
鉦 谷 志 横 弘 宇 菊 地 千 之	平面研削における砥粒摩耗面の追従観察	同 上	同 上
寺田 口 祐 司 菊 中 雄 一 地 千 之	球状黒鉛鑄鉄の被削性におよぼす基地組織の影響	鑄物協会第98回全国講演大会講演概要集	1980.11. 2
田中 雄 一 菊 川 千 之 井 克 也	フェライト, マルテンサイト微細混合組織, 球状黒鉛鑄鉄の被削性	鑄物 53, (1) (1981)	1981. 1
及川 正 弘 黒河 久 男 地 千 之	施削用自動プログラミングシステムの試作—加工技術上の諸決定—	機械学会北海道支部第21期総会講演論文集 No.802-1	1980. 3.18

東野郁夫 及川正弘 黒河地千 菊地千之	施削用自動プログラミングシステムの試作 — 干渉チェックに関する研究 —	昭和 55 年度精機学 会春季大会学術講演 論文集	1980. 3.28
疋田弘光	モデル適合系のフィードバック構成について	計測自動制御学会第 19 回学術講演会	1980. 8.22
疋田弘光	伝達関数で記述された未知入力オブザーバ, モデル 適合系の一解法	計測自動制御学会論 文集第 16 巻第 5 号	1980.10
疋田弘光	サーボ構造をもつモデル適合系の設計	計測自動制御学会第 3 回 Dynamical System Theory シンポジウム	1981. 1.29
疋田弘光	周波数領域における等価な補償について	計測自動制御学会第 13 回北海道支部学 術講演会	1981. 1.31
丸山裕義 疋田弘光	擬似対角化のための動的補償器の設計	計測自動制御学会第 13 回北海道支部学 術講演会	1981. 1.31
丸山裕義 疋田弘光	逆ナイキスト配列法を用いた多変数制御系のCAD	日本機械学会北海道 支部第 22 期総会講 演会	1981. 3.16
渡部富治 柳沢雄二 (北海道開発局)	ロータリ除雪車におけるH.S.T.の寒冷対策	油圧技術 1981. 1 月号	
<p>ロータリ除雪車には静油圧式走行ミッションが用いられ、冬期運転に備え、油圧機器、システム、作動油に 特別の配慮が必要とされる。 この場合の問題点と対策につき、最新の除雪車を具体例として設計、研究面から述べている。</p>			
塚原実 常本秀幸	ディーゼル機関のNOx低減に関する二、三の提案	内燃機関 19, (236)	1980. 5
Tadashi Murayama, Minoru Tsukahara	Influence of Fuel Properties on the Combustion in Diesel Engine Driven by the Emulsified Fuel	Symposium on Emulsified Com- bustion, U.S. Department of Transportation, Cambridge, MA.	1980. 5
塚原実 近久武 宮山美 村山登 正	補助噴射によるディーゼル機関のNOx低減に関す る研究	日本機械学会論文集 46, (407)	1980. 7
塚原実 他 7 名	北海道におけるディーゼル機関の研究 冷始動問 題, 吐煙, 炭化水素, 窒素酸化物	内燃機関 19, (235-240)	1980. 4~ 9
Minoru Tsukahara, Takemi Chikahisa, Noboru Miyamoto, Tadashi Murayama	A Study on the Reduction of NOx of Diesel Engine by the Use of an Auxiliary Injection Method	Bulletin of the JSME 24, (189)	1981, 3
吉田豊 西辻昭	レーザ光による炭じんの定量に関する基礎的研究 (第 5 報)	日本鉱業会昭 55 年 度春季大会講演要旨 集 2320, p.161	1980. 4. 1

吉門敦佐西	田脇沢藤辻 良吉干	豊一晴城昭	光波を用いた鉱山保安計測に関する研究 (第1報) — レーザ光による大気中浮遊粉じんの濃度測定法の検討 —	同 上 2321, p.163	同 上
吉門敦佐西	田脇沢藤辻 良吉干	豊一晴城昭	光波による鉱山保安計測に関する研究 — 粒径分布の変化による影響 —	日本鉱業会北海道支部春季講演会要旨集 B-15	1980. 6.12
吉門土佐西	田脇田藤辻 良光干	豊一也城昭	光波伝搬損失による粉じん計測法について — サンプルング法について —	同 上 B-14	同 上
吉門土佐	田脇田藤 良光干	豊一也城	光波伝搬損失による粉じん計測法について — 気相内における減衰特性測定装置の試作 —	室蘭工業大学開発技術研究会講演要旨集	1980. 9.27
吉門敦佐	田脇沢藤 良吉干	豊一晴城	光波による鉱山保安計測に関する研究 — 距離変化に伴うレーザ光減衰量 —	室蘭工業大学開発技術研究会講演要旨集	1980. 9.27
吉西	田辻	豊昭	粒径分布近似関数化によるレーザ光減衰量に及ぼす影響について	日本鉱業会北海道支部秋季講演会要旨集, B-6	1980.11.18
吉門土佐西	田脇田藤辻 良光干	豊一也城昭	光波伝搬損失を用いた粉じん計測法について — 気相及び液相内でのレーザ光減衰特性 —	同 上 B-5	同 上
吉門土佐	田脇田藤 良光干	豊一也城	光波伝搬損失を用いた粉じん計測法について — 液相及び気相内における $\alpha$ -w特性 —	室蘭工業大学開発技術報 No23,p.1~6	1981. 3
吉門敦佐	田脇沢藤 良吉干	豊一晴城	光波による鉱山保安計測に関する研究 (第2報) — 実空間におけるレーザ光減衰量測定法について —	同 上 p.7~12	同 上

### 応用物性

Naoki Sasaki, Shyoichi Kazama, Kunio Hikichi	Structural and Molecular Motion Aspects of Collagen Hydration	<i>Reports on Progress in Polymer Physics in Japan</i> 23, 721 (1980)	1980.
Naoki Sasaki, Manabu Doji, Kunio Hikichi	Collagen-water and Collagen-glycol Interactions: X-Ray Diffraction Studies	<i>Reports on progress in Polymer Physics in Japan</i> 23, 725 (1980)	1980.
佐々木直樹 司(北大・理) 引地邦男 (北大・理)	コラーゲン-水分子およびコラーゲン-2価アル コール相互作用	第29回(1980)高分子学会年次大会(京都)	1980. 5.30

- Kenzo Susa,  
Toshio  
Kobayashi,  
Satoshi  
Taniguchi
- High Pressure Synthesis of Rock-Salt Type CdS  
using Metal Sulfide Additives
- Journal of Solid  
State Chemistry  
33, 197(1980)
- 1980.
- Toshio  
Kobayashi,  
Kenzo Susa,  
Satoshi  
Taniguchi
- P-T-X Phase Equilibrium Study of New Solid  
Solution Systems,  $Cd_{1-x} M_x S$  (M=Mg,Ca,Sr)
- Journal of Solid  
State Chemistry  
33, 203 (1980)
- 1980.
- 谷 口 哲
- 非晶質合金の生成と構造に関する一考察
- 日本金属学会会報  
19, (6) 420 (1980)
- 1980.
- Susumu  
Chikazawa,  
Y.G.Yuochu-  
nas,  
Yoshihito  
Miyako
- Nonlinear Susceptibility of a Spin Glass Com-  
pound  $(Ti_{1-x} V_x)_2 O_3 : I$
- J. Phys. Soc. Jpn.,  
49, 1276 (1980)
- 1980.10
- Yoshihito  
Miyako,  
Toshiaki  
Saito,  
Susumu  
Chikazawa  
Y.G.  
Yuochunas
- Anomaly of the Dynamic Susceptibility in a  
Spin Glass Compound  $(Ti_{0.9} V_{0.1})_2 O_3$
- J. Phys. Soc. Jpn.,  
49, 1193 (1980)
- 1980, 9
- Yoshihito  
Miyako,  
Susumu  
Chikazawa,  
Toshiaki  
Saito,  
Y.G.Yuochu-  
nas
- Spin Glass Properties of  $(Ti_{1-x} V_x)_2 O_3$
- J. Appl. Phys., 52,  
1779 (1981)
1981. 3
- 都 福 仁  
近 沢 進  
斉 藤 敏 明  
佐 藤 敏 和
- スピングラスにおける非線形帯磁率
- 日本物理学会誌  
35, 596 (1980)
1980. 7
- 近 沢 進
- スピングラスにおける非線型帯磁率
- 物性研短期研究会
1980. 6
- 近 沢 進  
斉 藤 敏 明  
都 福 仁
- スピングラスにおける相転移と非線型帯磁率II
- 日本物理学会
- 1980.10
- エネルギー
- 工 藤 政 都  
田 辺 博 義  
福 島 清 太 郎
- 遷移金属を主体とした複合酸化物電極上での酸素発  
生反応
- 電気化学協会北海道  
支部
1980. 1.18
- 橋 本 周 称  
田 辺 博 義  
福 島 清 太 郎
- 二、三の水素吸蔵性合金の電極特性
- 同 上
- 同 上
- 橋 本 周 称  
田 辺 博 義  
福 島 清 太 郎
- Fe Tiを主体とした水素貯蔵性合金の電極特性
- 電気化学協会  
第47回大会
1980. 4. 5

工藤 藤 政 都 田 辺 博 義 福 島 清 太 郎	種々の遷移金属複合酸化物電極の酸素発生に対する触媒活性の検討	同 上	同 上
Seitaro Fukushima, Hiroyoshi Tanabe	Surface Properties of FeTi and FeTi-Nb 6.8at% Electrodes in Aqueous Solution	Proceedings of the 3rd World Hydrgen Energy Conference (1980) pp.897	1980. 6
工藤 藤 政 都 田 辺 博 義 福 島 清 太 郎	複合酸化物薄膜電極上での酸素発生反応	電気化学協会秋季大会	1980.10. 2
橋田 本 周 称 田 辺 博 義 福 島 清 太 郎	FeTi 系合金の水素電極特性	同 上	同 上

## 数 物 系

本 田 孝 二 山 口 地 郁 加 地 郁 夫	ベクトル束とその双対空間と同型である空間について ISMにおける有向グラフの比較について	Ordered Vector Spaces 研究会 電気四学会北海道支部大会論文集	1981. 1.17 1980. 9
山 口 地 郁 加 地 郁 夫	サブシステム化によるISMプログラム	北大工学部研究報告 第100号	1980.
山 口 地 郁 加 地 郁 夫	有向グラフの比較(1)	計測自動制御学会北海道支部学術講演会 論文集	1981. 1.31
山 口 地 郁 加 地 郁 夫	有向グラフの比較(2)	同 上	1981, 1.31

## 金 属

桑 野 寿 師 岡 保 弘	Fe-Cr 合金中に析出したCr-rich相のメスバウアー効果研究	日本金属学会春期大会	1980. 4. 5
同 上	Fe-Cr合金におけるアイソマーシフトの組成依存性	日本金属学会誌 10, 1134~38(1980)	1980. 5.18
桑 野 寿 川 瀬 春 男 師 岡 保 弘	Fe-35Cr合金の2相分離線近傍における時効挙動とメスバウアー効果	日本金属学会秋期大会	1980.10.18
桑 野 寿 北 林 保 禎 師 岡 保 弘	Fe-Cr合金におけるスピノーダル分解と核形成-成長型析出	日本鉄鋼協会・日本金属学会 両北海道支部合同秋季講演大会	1980.11.13
田 中 雄 一	コンパクト・パーミキュラー鉄の黒鉛形状と温度伝導率	日本鋳物協会CV鉄鉄部会 (第3回)	1980. 5. 7
斉 藤 冨 一 田 中 倉 川 郁 克 井 川 克 也	コンパクト・パーミキュラー鉄の温度伝導率測定について	日本鋳物協会講演大会 (大阪)	1980. 5.12



田中雄一 齊井藤川克也	コンパクト・パーミキュラー鑄鉄の温度伝導率と機械的性質	同上	同上
菊田千雄 地中雄一	球状黒鉛鑄鉄の被削性について	日本鑄物協会北海道支部講演大会(室蘭)	1980. 6.24
田中雄一 河加井藤川克也	球状黒鉛鑄鉄の疲れ特性について	同上	同上
田中雄一 井川克也	球状黒鉛鑄鉄のフェライト・パーライト微細混合組織化に及ぼすパーライト化促進元素の影響	日本鑄物協会講演大会(仙台)	1980.11. 2
寺田口祐司 菊中地雄千一	球状黒鉛鑄鉄の被削性に及ぼす基地組織の影響	日本鑄物協会講演大会(仙台)	1980.11. 2
田中雄一	CV鑄鉄について	日本鑄物協会北海道支部、鑄鉄・鑄鋼研究会(札幌)	1981. 3. 6
田中雄一	極低硫黄鑄鉄の鑄造特性及び機械的諸性質と黒鉛の形状系数化パラメータとの関係	昭和55年度科学研究費補助金(一般研究A)研究成果報告書	1981. 3.23
田中雄一 菊井藤川克也	フェライト・マルテンサイト微細混合組織球状黒鉛鑄鉄の被削性	鑄物53,(1)26(1981)	1981. 1
齊藤雄一 田戸倉川郁克也	コンパクト・パーミキュラー鑄鉄の温度伝導率測定について	鑄物 53, (3) 112 (1981)	1981. 3
桃野正也 井川克也	純アルミニウム鑄塊の凝固組織と加工後の機械的性質との関係	軽金属学会第58回春期大会	1980. 5
桃野正也 井川克也	電磁気力による鑄塊組織の微細化とポロシティの形成	日本金属学会第87回秋期大会	1980.10
桃野正也 洪谷川輝克也	ACIA合金の成分偏析と金属間化合物相の定量的観察	軽金属学会第59回秋期大会	1980.11
菅谷雅広 桃野正	鑄造用Al-Mg合金の組織と塑性加工性の関係	日本金属学会・日本鉄鋼協会両北海道支部合同秋季講演大会	1980.11
井川克也 桃野正	凝固形態とポロシティ形成に関する最近の研究	日本鉄鋼協会北海道支部研究会	1981. 1
藤原幹男 細高井橋川邦克也	球状黒鉛鑄鉄の鑄込み形状と機械的性質	日本鑄物協会北海道支部講演会	1980. 6
三原俊平 菊菅原正英夫	水素貯蔵用合金LaNi <sub>5</sub> Feの水素吸収にともなう割れの直接観察とアコースティック・エミッション特性	日本金属学会誌,44,(4)387~394(1980)	1980. 4
三原俊平 折菅原勝利夫	実用的水素貯蔵用合金としてのCaNi <sub>5</sub> の活性化処理と水素化特性	日本金属学会春期大会	1980. 4. 4

三 沢 俊 平	再結晶法によるType304ステンレス鋼の応力状態・塑性域の直接観察と応力腐食割れ	日本鉄鋼協会発行「鉄鋼の応力腐食割れ」, 64~71	1980. 5
三 沢 俊 平	Type304ステンレス鋼のMgCl <sub>2</sub> 溶液中におけるき裂伝播および割れ形態に及ぼす温度と板厚の影響	同上, 87~100	1980. 5
三 折 菅 北 沢 俊 平 田 勝 利 原 英 夫 村 正 夫	CaNi <sub>5</sub> 合金の水素吸収割れ新生面のエキソ電子放射に及ぼす雰囲気ガスの影響	日本金属学会・日本鉄鋼協会両北海道支部合同春季講演大会	1980. 6. 6
三 沢 俊 平	コバルト基合金の応力腐食割れ—ヘインズアロイNo.25の時効熱処理とSCC	日本金属学会 宿題テーマ研究会	1980. 7. 8
三 沢 俊 平	鉄鋼の腐食生成物	腐食と酸化皮膜に関するセミナー	1980. 7.25
三 沢 俊 平 菅 原 英 夫	Co基ヘインズアロイNo.25の時効熱処理と応力腐食割れ	日本金属学会 秋期大会	1980.10.20
稲 村 勉 三 沢 俊 菅 原 英 袁 宝 林	2相ステンレス鋼の水素拡散, 水素脆性および応力腐食割れに及ぼすフェライト・オーステナイト組織の影響	第16回腐食防食研究会	1981. 1.28
福 井 弘 佐 藤 忠 太 刀 川 哲	MoI <sub>2</sub> -LiI系溶融塩中におけるMoの電気化学的溶解および析出	電気化学協会 第47回大会	1980. 4. 5
石 川 修 佐 藤 忠 太 刀 川 哲	AlCl <sub>3</sub> -NaCl混合溶融塩中におけるNiS, CoSの溶解度	第14回溶融塩化学討論会	1980.11. 7
佐 藤 忠 石 太 刀 川 哲	AlCl <sub>3</sub> -NaCl混合溶融塩中におけるFeS,CoS,NiSの溶解度	電気化学協会 第48回大会	1981. 3.27

## 電 気 系

織 笠 桂太郎	地吹雪の電荷分離現象と自然の降雪の帯電現象との関連性	大気電気研究 23, 147 (1980)	1980
Keitaro Orikasa, Keiichi Ohta	On a Physical Effect which Controls the Polarity of the Charge Separation of Natural Blowing-Snow and Blowing-Dust	VI International Conference on Atmospheric Electricity	1980. 7
織 笠 桂太郎	雷、雲、降水 (第6回国際大気電気会議報告)	天気28, (1) 11 (1981)	
望 月 定	日本列島南方洋上の放射性エアロゾルII	大気電気研究 23, 61 (1980)	
池 上 三和子 北 川 信一郎 中 谷 茂定 望 月 他8名	エアロゾルのメソスケール分布と変動の研究 (第7報)	大気電気研究 23, 48 (1980)	
望 月 定 高 木 増 美	エアロゾルの海洋上への輸送過程	「環境科学」特定研究「大気から海洋への汚染物質の移動」pp.5-13	1980

望月定 織笠桂太郎	北西季節風時における日本列島南方洋上の放射性エアロゾル	日本気象学会北海道支部 25号	1980. 4
Sadamu Mochizuki	Radon and its Daughters in the Maritime Atmosphere Near Japan Island	VI International Conference on Atmospheric Electricity	1980. 7
望月定	イオンと電気伝導度(第6回国際大気電気会議報告)	天気28, (1)7(1981)	
望月辰 丹治辰男	日本列島南方洋上の放射性エアロゾルIII	Research Letters on Atmospheric Electricity I, (1)9 (1981)	1981. 1
松田敏彦 鈴木好夫	直流機の線形化整流方程式とその一解法	昭和55年電気学会全国大会講演論文集 No. 669	1980. 4. 4
松田敏彦 松島由太郎 藤原一	直流機の補極磁束のライナーによる磁束追従特性の解析	同上, No. 703	1980. 4. 4
鈴木好夫 萩原敏彦	ブラシ接触電圧特性と無火花帯の関係(第三報)	昭和55年電気四学会北海道支部連合大会講演論文集 No.137	1980. 9.27
松田敏彦 鈴萩木原夫進	ブラシ接触電圧特性と無火花帯の関係(第四報)	炭素材料学会第7回年会要旨集	1980.12. 1
近藤藤雄 伊藤修三	等価仮想電圧源法によるサイリスタ回路の解析法 —単相誘導電動機—	電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	1980. 9.28
伊藤藤雄 近藤修三	誘導電動機の単相から三相運転切換時の解析に関する一考察	同上	同上
菅野昌博 寺岡正一郎 杉北一	データ入出力CRT画面のTSS端末およびOCR装置による作成と利用	情報処理学会第21回全国大会講演論文集	1980. 5
杉北岡村一正	計算機を用いて回路の状態方程式を導出するためのアルゴリズム	同上	同上
菅野昌博 杉北岡村一正	キャラクタディスプレイを画面単位で利用する画面ファイル方式の特徴について	電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	1980. 9
許士博 杉北岡村一正	FORTTRANによるデータ構造記述ライブラリーについて	同上	同上
杉許菅 岡土野村一博 昌正	ビデオプロジェクターに図形出力する多人数教育システムについて	CAI学会第5回研究発表大会論文集	1980.10
山田進 松尾進 野原進	FeS <sub>2</sub> (Pyrite)のFlash蒸着に於ける基板温度の影響について	電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	1980. 9.27

南長谷	條川	淳英	二機	赤外線分光法による陽極酸化 Si-SiO <sub>2</sub> 系の評価	同 上	同 上
塩野原	地條村	正淳	純二滋一	真空中の熱処理によるシリコン陽極酸化膜の赤外特性の変化	同 上	同 上
佐々木	南野原	條村	薫二滋一	シリコンの陽極酸化における溶液中の含水量と界面準位密度の関係	同 上	同 上
橋野原	本村	幸進	男滋一	超音波霧化を利用した熱分解 CdS 薄膜の作製	同 上	同 上
南長谷	條川	淳英	二機	陽極酸化法による Si-MIS 形太陽電池の試作	応用物理学会北海道支部学術講演会講演予稿集	1981. 2. 2
南沢長谷	條田	淳孝英	二幸機	単結晶及び多結晶 Si の陽極酸化による MIS 型太陽電池	第 28 回春季応用物理学関係連合講演会講演予稿集	1981. 3. 29
Yasuhiko Dote				Stabilization of Current Controlled Induction Motor Drive System via New Nonlinear State Observer	IEEE Trans. on Industrial Electronics and Control Instrumentation, Vol.IECI-27 No.2	1980. 5
Yasuhiko Dote, T.V.Sriram, Richard G. Hoft				Parameter and State Estimation for Dead-Beat DC Drive Speed Control	Proceedings of Annual Power Electronics Specialist Conference, Atlanta, U.S.A.	1980. 6
Yasuhiko Dote, Richard G. Hoft				Microprocessor Based Sliding Mode Controller for DC Motor Drives	IEEE IAS Conference Record, Cincinnati, U.S.A.	1980. 9
土手康彦				非線形システムの線形および非線形状態観測器による安定化	第 3 回計自学会 Dynamical System Theory シンポジウム講演論文集	1981. 1. 29
斉笠土	藤井手	伸康	二仁彦	マイクロプロセッサを用いたスライディングモードによる DC サーボモータの速度制御	第 13 回計測制御に関する北海道研究集会講演論文集および東大生研マイクロプロセッサの応用研究会	1981. 1. 31 1980. 12. 19
上高	田橋	勇	治実	電着 Fe-Ni 単結晶膜の構造と磁性	日本金属学会春期大会 (85 回)	1980. 4. 4
上須高	田藤橋	勇克	治彦実	液体急冷した Fe-Ni インバー合金の磁性	日本金属学会春期大会	1980. 4. 4
上高	田橋	勇	治実	Fe-B, Fe-P 合金の熱膨張	日本金属学会春期大会	1980. 4. 5
高上	橋田	勇	実治	非晶質 (Fe, Co, Ni)-B 合金の熱膨張	日本物理学会	1980. 10. 3

高上	橋田 勇	実治	非晶質合金の熱膨張特性 (I)	日本応用磁気学会	1980.11. 4
高上	橋田 勇	実治	非晶質合金の熱膨張特性 (II)	日本応用磁気学会	1980.11. 4
Yuji Ueda, Minoru Takahashi			Structure and Magnetic Properties of Electrode- posited Fe-Ni Alloy Films	J. Phys. Soc. Japan 49, (2) 477 (1980)	1980. 2
高上須成	橋田藤瀬	勇克好 実治彦春	薄片, 細線熱膨張測定装置	日本金属学会誌44, (10) 1145 (1980)	1980.10

## 化学系

榎石松	田本	仲良	康一毅	アミジグサの新ジテルペン	日化道支部 1980 年 夏季研究発表会	1980. 7. 31
榎松石浦	本田野	伸良四	康毅一郎	アミジグサの新ジテルペン	第 23 回天然有機化 合物討論会	1980.10.24
榎石浦松	田野本	仲良四	康一郎毅	アミジグサの新ジテルペン	日化第 43 春季年会	1980. 3. 31
富士川喜	多	計英	吉明	白金電極上における重過塩素酸溶液中の軽エチレン の還元	触媒 22, 139(1980)	1980
富士川喜	多	計正英	吉人明	孤立オレフィン結合の電解還元に見られる二径路交 換反応機構の検討(1)	電化協会道支部第 7 回研究発表会	1981. 1. 27
上船加	道木納	芳淳久	夫一雄	ポリエチレンのガス化分解—担持金属触媒によるガ ス化—	日本化学会第 41 春 季年会講演予稿集 p.607	1980. 4. 2
上菅加	道蒲納	芳明久	夫己雄	ポリプロピレンの熱分解と接触分解	日本化学会誌 1980, (11) 1741	1980.11.
金埜加	塚邑納	高久	次康雄	管理図法による化学工程管理 (第 3 報) 測定誤差を考慮したメジアン管理図の特 性	日化道支部 1980 年 夏季研究発表会	1980. 7. 31
金埜加	塚邑納	高久	次康雄	管理図法による化学工程管理 (第 4 報) メジアン管理図の平均連長について	日化道支部 1980 年 冬季研究発表会	1981. 2. 3
金埜加	塚邑納	高久	次康雄	管理図法による化学工程管理 (第 5 報) $\bar{x}$ 管理図と $\bar{y}$ 管理図の性能比較	日化道支部 1980 年 冬季研究発表会	1981. 2. 3
小松	藤	男		道南工業地帯における高炉スラッグの複合材料への 利用について	Technology and Information 8,(1) 40~43 (1981) (北海道技術情報) 北海道情報調査会	1981. 1

小山 松藤 男 際 裕 一	道南工業地帯の廃棄スラッグ利用に関する研究 (その3) 無水マレイン酸変性ポリエチレン (直鎖状) による製鉄高炉並びにNi電解熔融炉スラッグの再利用のための複合材料の動的粘弾性	北海道支部1980年夏季研究発表会 日本化学会 日本分析化学会 高分子学会 各北海道支部, 窯業協会東北支部, 北海道支部	1980. 7.31
室中 住村 正 世 十五 嵐田 精 次 吉 勝 龍 志 美	サブボイリング蒸留による精製試薬と純水中のタリウム, カドミウム, 銅および鉛の同位体希釈表面電離質量分析法	日本化学会誌 1981, (1) 122~132	1981. 1
室中 住村 正 世 菅 村 精 次 菅 和 哉	環境物質中の銀の同位体希釈表面電離質量分析法	日本化学会誌 1981, (3) 385~391	1981. 3
山室 崎住 一 雄 中 住村 正 世 湯 村 精 次 渡 浅会 光 素 彦	中国および日本の古代ガラスの鉛同位体比	日本化学会誌 1980, (6) 821~827	1980. 6
Masayo Murozumi, Seiji Nakamura	Determination of Alkalies, Alkaline Earths and Some Heavy Metals in Pepperbush by Isotope Dilution Mass Spectrometry	Research Report from the Natl.Inst. for Environmental Studies 1980 No. 18, p. 60~76	1980
Masayo Murozumi	Isotope Dilution Mass Spectrometry of Copper, Cadmium, Thallium and Lead in Marine Environments	Isotope Marine Chemistry 1980 p.439~471	1980
山室 崎住 一 雄 江 住本 正 世 馬 本 義 理 平 久 義 光 増 尾 良 彰 正	鉛同位体比測定による日本及び中国出土の考古遺物の産地の研究	考古学・美術史の自然科学的研究 (日本学術振興会) 1980 p. 383~394	1980
高竹 橋内 洋 志 原 内 隆 男 原 耕 三	移動層反応装置における気-固系触媒反応の特性 -COの酸化反応による検討-	化学工学協会第14回秋季大会, 研究発表講演要旨集 J 105	1980.10
渡 辺 治 夫	粉碎費用	粉体と工業 12, (6) 33-37 (1980)	1980
渡 辺 治 夫	連結検査による検査回数の節減	標準化と品質管理 33, (8) 64-66(1980)	1980
渡 辺 治 夫	保全計画の最適化	ケミカルエンジニアリング 25, (11)61-63(1980)	1980
渡 辺 治 夫	粒子層内部応力の確率モデル	粉体工学会誌 17, (7) 401 - 410 (1980)	1980
後藤 藤 敏 明 渡 辺 治 夫	高レイノルズ数領域における懸濁液粘度と濃度との関係	第33回コロイドおよび界面化学討論会	1980.10
渡 辺 治 夫	粒子充填構造のランダムネス	理研シンポジウム「形状の測定, 解析とその応用」(第2回)	1981. 1

島田 浩次 佐々木 智明 金原 本 義 城 明 弘 光	流動層石炭乾留の発生タールについて	化学工学 東北大会	1980. 8
金島 木 則 明 原 本 義 次 弘 光 城 義 光	アルカリ型酸素-水素燃料電池のLaNi <sub>5</sub> アノード極に及ぼす電解液不純物効果	化学工学東北大会	1980. 8
金島 木 則 明 原 本 義 次 弘 光 城 義 光	LaNi <sub>5</sub> アルカリ型H <sub>2</sub> -O <sub>2</sub> 燃料電池のアノード特性に及ぼす電解液不純物効果	第21回電池討論会	1980.11
金島 木 則 明 原 本 義 次 弘 光 城 義 光	LaNi <sub>5</sub> 多孔性水素極の限界電流密度と細孔について	化学工学論文集 7, (1)40 (1981)	1981. 1
田 中 裕 敏	花崗岩中の鉛同位体比	日本化学会 第43春季年会	1981. 3.30
<b>開 発</b>			
佐藤 千 城 後 藤 龍 彦 松 本 裕 之	岩石の強度と変形に及ぼす間隙水圧の影響	日本鉱業会春季大会	1980. 4. 1
佐藤 千 城 吉 藤 龍 彦 田 田 豊	赤外熱映像による岩石・石炭温度計測の基礎試験	日本鉱業会春季大会	1980. 4. 1
佐藤 千 城 柏 藤 龍 彦 川 英 夫	払跡中に設置したリング枠坑道の荷重計測例	日本鉱業会北海道支 部春季研究発表会	1980. 6.12
佐藤 千 城 福 藤 龍 彦 原 幹 夫	赤外熱映像による温度計測法の鉱山保安に対する応用	日本鉱業会北海道支 部春季研究発表会	1980. 6.12
佐藤 千 城 後 藤 龍 彦 辻 藤 龍 彦 谷 宣 宏	沿層坑道の支保にかかる荷重計測例	日本鉱業会北海道支 部秋季研究発表会	1980.11.18
佐藤 千 城 福 藤 龍 彦 原 幹 夫	熱映像温度計測の環境変化に関する実験的研究	日本鉱業会北海道支 部秋季研究発表会	1980.11.18
Shigenori Kinoshita, Yoji Ishijima, Tatsuhiko Goto, Nihegi Oda	Relief Boring for Preventing Gas Outburst in Akabira Coal Mine	4th Joint Meeting MMIJ-AIME	1980.11
佐藤 千 城 福 藤 龍 彦 原 幹 夫	熱映像温度計測の環境変化に対する実験的考察 — 光波による鉱山保安計測に関する研究 —	日本鉱業会 春季大会	1981. 3.30

佐後 藤藤 野川 矢柏	干龍 一鉄 英	城彦 彦男 夫	採炭坑道の粹荷重計測 — 自走粹切羽における私跡採炭坑道 システムに関する研究 —	日本鉱業会春季大会	1980. 3.31
前香 水辻	野川 戸谷	良義 唯宣	久郎 則宏	空気さく岩機の性能 — シリンダー内圧力変化 —	日本鉱業会春季大会 1980. 4. 2
前香 水	野川 戸	良義 唯	久郎 則	空気さく岩機の性能試験法 — シリンダー内圧力変化の研究(1) —	開発技報第 22 号 1980. 4
前香 大	野川 木	良義 裕	久郎 司	ビット部の弾性歪エネルギー — さく岩機の性能試験法(3) —	同 上 同 上
水辻 香	戸谷 川	唯宣 義	則宏 郎	空気さく岩機の性能試験 — シリンダー内空気圧力の解析 —	日本鉱業会北海道支 部春季講演会 1980. 6.12
香水	川戸	義唯	郎則	さく岩機のピックスチールに生じる衝撃応力の解析	日本鉱業会北海道支 部室蘭工業大学開発 技術研究会 1980. 9.27
水辻 香佐	戸谷 川藤	唯宣 義一	則宏 郎彦	空気さく岩機の性能試験法に関する研究	室蘭工業大学研究報 告, (理工編), 10,(2) 243(1980) 1980
木佐 川	下藤 北	重一	教彦 稔	高ひずみ速度下における岩石の破壊強度と封圧およ びひずみ速度の関係	日本鉱業会春季大会 1980. 4. 1
磯森 佐後 藤	部藤 藤岡	俊訓 一隆 昌	郎保 彦司 司	採炭領域における山鳴りの発生機構について	同 上 同 上
磯森 佐後 鈴	部藤 藤木	俊訓 一隆 一	郎保 彦司 宏	急傾斜採炭に伴う山鳴りの観測	同 上 同 上
磯森 佐後	部藤 藤	俊訓 一隆	郎保 彦司	三井砂川炭鉱登川坑南 3, 4, 5 部内における山鳴 りの発生位置の特徴について	同 上 同 上
磯森 佐後	部藤 藤	俊訓 一隆	郎保 彦司	炭鉱における山鳴り活動の観測 — 1972 年度幌内炭鉱の事例解析 (その 4) —	日本鉱業会春季大会 1980. 4. 1
磯森 佐後 藤	部藤 藤沢	俊訓 一隆	郎保 彦司 薫	砂川炭鉱における山鳴りとエネルギー解放率につい て	日本鉱業会北海道支 部春季講演会 1980. 6.12
佐藤	一	彦	彦	地表沈下問題への境界要素法の応用	日本鉱業会北海道支 部室蘭工業大学開発 技術研究会研究発表 会 1980. 9.27



佐藤 干 城 後藤 藤 一 彦 辻 谷 龍 宣 宏	採掘跡天盤の崩落に関する 2, 3 の事例	同 上	同 上
Toshiro Isobe, Noriyasu Mori, Kazuhiko Sato, Takashi Goto	Measurement and Analysis of Seismic Events in Deep-Level Coal Mine	The Occurrence, Prediction and Control of Outbursts in Coal Mines, Brisbane, Aus. I.M.M. pp.127-138	1980. 9
Toshiro Isobe, Kazuhiko Sato	Computer Simulation of Multiple Seam Mining	17th Application of Computers and Mathematics in the Mineral Industry, Moscow	1980.10
佐藤 一 彦 川北 重 稔 木 下 重 教	岩石の高速変形下での力学的挙動について	第 30 回応用力学連合講演会	1980.11. 7
後藤 隆 司 磯森 俊 郎 佐野 藤 原 一 郎 野 藤 原 一 彦	ミニコンピュータを利用した山鳴り計測システムの開発について	日本鉱業会誌 96, (1113) 815 (1980)	1980.12
磯森 井 農 也 佐藤 部 俊 郎 佐藤 藤 一 彦	累層採炭に伴う岩盤移動について	日本鉱業会春季大会	1981. 3.31
磯森 部 俊 郎 佐藤 藤 一 彦 後坂 井 隆 次 郎	山鳴りの弾性波伝播特性に関する研究	同 上	同 上
磯森 部 俊 郎 佐藤 藤 一 彦 後藤 藤 一 彦	山鳴り予知の基礎的研究	同 上	同 上
磯森 部 俊 郎 佐藤 藤 一 彦 後野 藤 崎 隆 豊	採炭領域における山鳴りの発生機構に関する基礎的研究	同 上	同 上
徳 田 昭 八 郎	シングル・トッグル・ジョウクラッシュャによる岩石の破碎	日本鉱業会誌 96, (1113) 827 (1980)	1980.11
徳宮 田 昭 八 郎 門 脇 淳 尚 一	シングル・トッグル・ジョウクラッシュャによる岩石破碎に関する基礎的研究 — 破碎機構と破碎係数について —	開発技報No.22	1980. 4
徳宮 田 昭 八 郎 脇 淳 尚 一	シングル・トッグル・ジョウクラッシュャによる岩石の破碎荷重	日本鉱業会春季大会	1980. 4. 1
門吉 脇 良 一 徳 田 昭 八 郎	振子式衝撃試験機による破碎エネルギーの研究	日本鉱業会春季大会	1980. 4. 2

徳宮門	田脇昭八郎 脇淳良尚一	シングル・トッグル・ジョウクラッシュャの岩石破碎エネルギーと所要動力の算出法	日本鉱業会北海道支部室蘭工業大学開発技術研究会研究発表会	1980. 9.27
朝沢佐	日田秀義 藤睦定男治	粘土の衝撃圧縮試験	土質工学会北海道支部技術報告集 21号	1981. 2
沢朝藤工	田日義秀 原弘良男定幸久	粘性土の透水係数及び圧密係数に関する 2, 3 の実験	開発技報 23号	1981. 3
沢朝吉佐	田日義秀 原睦伸治男定行治	衝撃三軸圧縮試験における粘性土の強度特性および波動特性 — 衝撃載荷前後の一軸圧縮強度の変化と応力波の挙動 —	同上	同上
山堀沼	口津久之助 尾三郎章秀	洞爺湖温泉源に及ぼした 1977 有珠山噴火の影響	日本地下水学会会誌, 22,(3) 105(1980)	
山堀沼	口津久之助 尾三郎章秀	有珠山周辺における温泉湧出機構に関する研究	室工大開発技報, 23号	1981. 3
堀山田	津口多三郎 中久之助子敦	堆積岩の電気的特性に関する基礎的研究	室工大開発技報, 23号	1981. 3
土 木				
松能	岡町健純 一雄	周期的な外力を受ける二相同心円柱の動的解析	土木学会第 35 回年次学術講演概要集	1980. 9
三能松	上町敬司 岡健純一雄	半無限弾性体の水平振動に及ぼす表面上の剛体基礎の複素コンプライアンスに関する考察	同上	同上
松能	岡町健純 一雄	せん断波を受ける弾性体中の厚肉円筒の応力解析	第 30 回応用力学連合講演会, 講演論文抄録集	1980.11
松松田	本岡隆一 中健功	中詰を有する鋼製枠組の模型実験について	土木学会北海道支部論文報告集, 第 37 号	1981. 2
小松能	島岡秀健 町純健純一雄	無限弾性体中の円孔に周期的荷重が作用するときの円孔周辺の応力分布	同上	同上
松能	岡町健純 一雄	せん断波を受ける無限弾性体中にある厚肉円筒の応力解析について	同上	同上
能松三	町岡純健 上敬一雄司	半無限体表面上に剛結された片持ばりの応答について	同上	同上
尾志	崎村政 政一雄	水中におけるコンクリートの圧縮疲労強度	土木学会年次学術講演会, 概要集第 5 部	1980. 9.14
尾志浅	崎村政 田泰一雄敬	樹脂含浸・鋼繊維補強コンクリートについて	土木学会北海道支部, 論文報告集第 37 号	1981. 2. 9

穂積 準 阿部 昌 昭	下水汚泥の土壤還元における脱離水量と土壤の保水性について	土木学会第35回年次学術講演会概要集	1980. 9
Benjamin M. Vliet, Walter Jacob Weber, Jr., Hitoshi Hozumi	Modeling and Prediction of Specific Compound Adsorption by Activated Carbon and Synthetic Adsorbants	Water Research 14	1980.12
穂積 準 阿部 昌 昭	下水汚泥の土壤還元に関する基礎的研究	土木学会北海道支部論文報告集第37号	1981. 2
穂積 準	沈殿池の合理的設計について (前)	水, 23 (4)	1981. 3
穂積 準	人間活動と海洋汚染	海と港, No. 4	1981. 3
近藤 倣郎 藤間 賢二 谷野 崎海 尾崎 田太郎 奥織部 教柱 織部 富太郎	防波施設と併用する固定式波力発電装置の研究	文部省科学研究費, 研究成果報告書	1980. 4
近藤 倣郎 近江 英夫 岡 功一	透水壁ケイソン堤の水平波力と移動特性	土木学会第35回年次学術講演会講演概要集第2部	1980. 9
森山 啓一 服部 千壽 近藤 倣郎	多孔壁に作用する波力の特性	同上	同上
近藤 倣郎	湖口水路の安定	土木学会昭和55年度全国大会, 研究討論会「栽培漁場としての沿岸湖沼開発」	1980. 9.13
近藤 倣郎	北海道における波力エネルギー利用についての考察	北海道開発局開発調査課報告	1980.10
近藤 倣郎	段上り型直立消波構造物の機能について	土木学会第27回海岸工学講演会論文集	1980.11
近藤 倣郎	波力エネルギーの利用	電気鉄道35, (1)	1981. 1
近藤 倣郎 谷野 賢二 高橋 幹夫	波力水車のエネルギー吸収特性	土木学会北海道支部論文報告集, 第37号	1981. 2
吉本 豊 上西 隆 竹田 英 近藤 倣郎	北海道各港の波浪特性	同上	同上
浦島 三朗 石塚 耕一郎 藤 倣郎	スリット壁の坑力係数と質量係数について	同上	同上
谷野 賢二 近藤 倣郎	イタンキ浜の夏季における海浜流について	室蘭市受託研究報告書	1981. 3
新田 登 鈴木 敬 吉川 雅三	転炉スラグを混入したアスファルトコンクリートの曲げ破壊特性	土木学会第35回年次学術講演会第5部	1980. 9

鈴木新	木間田 敬利	啓明登	転炉スラグ混入アスファルトコンクリートの凍結融解について	同 上	同 上
笠新菅	原田 照	篤登雄	アスファルト混合物の力学的性質に対する空隙率の影響について (第3報) —ニーディング作用と変形抵抗の関係—	同 上	同 上
斉藤	和 夫		私たちの生活環境 — 室蘭市民の生活環境を例として —	昭和 55 年度室蘭工大公開講座	1980. 9
石齊松	井藤 憲和	一夫誠	信号交差点の冬期交通現象解析について	土木学会第 35 回年次学術講演会概要集	1980. 9
斉藤	和 夫		北海道の交通安全を考える — 交通事故の傾向と対策の課題 —	北海道のどぼく, 第 87 号	1980. 9
斉藤	和 夫		事故危険度評価方法に関する調査研究の概観 (I)	交通工学, 15, (6) 47-54 (1980)	1980. 6
斉藤	和 夫		事故危険度評価方法に関する調査研究の概観 (II)	交通工学, 15,(7) 37-48 (1980)	1980. 7
斉藤	和 夫		地方都市における交通問題へのアプローチ	21 世紀の街づくり, 第 21 号	1980.11
斉石松	藤井 和憲	夫一誠	信号交差点の交通現象解析 (第 1 報)	土木学会北海道支部論文報告集, 第 37 号	1981. 2
石井	井 憲 一		交通事故防止対策としての交通規制、取締りの計画手法に関する研究	昭和 54 年度北海道科学研究費による一般研究報告	1980.11
石齊	井藤 憲和	一夫	交通事故発生の変動特性に関する統計的分析	土木学会北海道支部論文報告集, 第 37 号	1981. 2
斉高	藤瀬 和篤	夫篤	交通事故死亡危険度の地域変動分析	土木学会北海道支部論文報告集, 第 37 号	1981. 2
斉藤	和 夫		交通安全対策の計画システムに関する一考察	文部省科研費総合研究(A)報告書 (研究代表者東京工業大学教授鈴木忠義)	1981. 3
Kazuo Saito, Terutoshi Kaku			A Study on the Identification of Locations Having Hazardous Characteristics by Statistical Methods	Transactions of JSCE II, 237-240 (1981)	1981. 3

## 建 築

荒藤	川田 卓豊		繰返し荷重を受ける鉄筋コンクリート柱の変形性能に及ぼすせん断補強筋の影響	日本コンクリート工学会・第 2 回年次講演会論文集	1980. 5
荒角藤江	川田 憲一	卓政豊 一 恵	鉄筋コンクリート柱の変形性能に及ぼす荷重経歴の影響 (その 1 : 実験の概要) (その 2 : 変形性能の評価)	日本建築学会, 大会学術講演梗概集 (近畿)	1980. 9

Takashi Arakawa		Effects of Welded Band Plates on Aseismic Characteristics of Reinforced Concrete Columns	Proceedings of the Seventh World Conference on Earthquake Engineering Vol.7, Structural Aspects, Part IV, Istanbul, Turkey	1980. 9
東 洋 一 荒 川 卓 広 沢 雅 也		鉄筋コンクリート柱の強度とじん性(その1:一般) (鉄筋コンクリート終局強度設計に関する資料, シリーズ17)	日本建築学会, 建築雑誌 Vol. 95, No. 1170	1980. 9
Takashi Arakawa, Yasuyuki Arai, Yutaka Fujita		Effectiveness of Shear Reinforcement on the Deformation Behavior of Reinforced Concrete Columns under Cyclic Loadings	Transactions of the Japan Concrete Institute Vol. 2,	1980.12
荒 川 卓 高 橋 敏 泰 深 田 研 山 岡 三		鉄筋コンクリート柱の強度とじん性(その5:鉄筋コンクリート部材のじん性評価方法とせん断補強法)(鉄筋コンクリート終局強度設計に関する資料・シリーズ21)	日本建築学会, 建築雑誌 Vol.96, No. 1174	1981. 1
荒 川 卓 荒 井 康 藤 田 康 江 頭 惠 光 溝 口 本 野 川 野 保 正 孝 今 本 保 正 孝		鉄筋コンクリート柱の変形性能に及ぼす荷重経歴の影響(その3:Pt, $\sigma_0$ , Fcが変化する場合の実験結果) (その4:変形性能評価の再検討)	日本建築学会北海道支部研究報告集 No. 54	1981. 3
荒 井 康 柴 田 昌 城 野 昌 明		純振りを受ける鉄筋コンクリート開断面耐震壁の破壊性状	日本コンクリート工学協会第2回年次講演会論文集	1980. 5
荒 井 康 岡 野 昌 明 柴 田 幸 明 二		開断面立体耐震壁のモデル化について	日本建築学会, 大会学術講演梗概集(近畿)	1980. 9
荒 井 康 柴 田 幸 二		開断面立体耐震壁の解析法 (その1, 一弾性解析法一)	日本建築学会北海道支部研究報告集 No. 54	1981. 3
荒 井 康 柴 田 幸 二		同 上 (その2, 一壁要素の剪断剛性及び実験資料による検証一)	同 上	同 上
柴 田 二 城 井 康 荒 山 康 内 山 晴 後 藤 康 義 鈴 木 明 彦		L型平面をもつ鉄筋コンクリート耐震壁の耐力及び変形特性	同 上	同 上
細 矢 博 小 幡 守 大 築 和 夫 小 川 繁 紀 細 矢 和 繁 紀 博		杭支持独立フーチングの鉛直荷重時応力について (VI. 配筋法を異にするフーチングの破壊実験結果)	日本建築学会, 大会学術講演梗概集	1980. 9
大小小細		同 上 (VII. 実験値と計算値の比較)	同 上	同 上

小 小 大 細	川 幡 築 矢	繁 和	紀 守 夫 博	同 上 (VIII, 有限要素法解析による耐力推定)	同 上	同 上
坪 小 大 阿	崎 幡 築 部	裕 和 宏	幸 守 夫 侑	無筋コンクリート部材の収縮実験および有限要素法による解析についてIII	同 上	同 上
小 大	幡 築 和		守 夫	鉛直荷重を受ける杭支持独立フーチングの終局耐力に関する研究—II	日本建築学会論文報告集 第299号	1981. 1
細 小 大 中 関	矢 築 林 橋	和 敬 智	博 夫 明 正 昭	鉛直荷重を受ける4本杭支持正方形独立フーチングの曲げ破壊性状について(板厚及び配筋法を変えた場合)	日本建築学会北海道支部研究報告集 No. 54	1981. 3
細 大 市 小 堀	矢 築 川 島 井	和 良 俊	博 夫 一 敦 司	鉛直荷重を受ける4本杭支持正方形独立フーチングのせん断破壊性状について(主として一方向せん断の場合)	同 上	同 上
細 大 橋 鈴	矢 築 本 木	和 雅 博	博 夫 明 行	杭支持独立フーチングの初亀裂荷重について	同 上	同 上
泉	清	人		ラウドネスをめぐる三つの話題	日本音響学会誌 35, (5)265 (1980)	1980. 5
泉	清	人		Legによる騒音評価—その2—	日本建築学会環境工学委員会 第15回音シンポジウム	1980. 6.30
泉 佐	藤 哲	身 人		騒音の心理的屬性に関する因子分析(2)	日本建築学会, 大会学術講演梗概集p.41	1980. 9.21
佐 泉	藤 哲 清	身 人		衝撃性騒音のやかましさをの閾値に関する実験(1)	同 上 p.43	1980. 9.21
佐 泉	藤 哲 清	身 人		繰返し衝撃音のノイジネス評価に関する一連の実験	日本音響学会騒音研究会資料 80N-11-6	1980.11.22
佐 泉	藤 哲 清	身 人		繰返し衝撃音のやかましさに関する実験(4)—騒音の不快感の評価に関する研究(22)—	日本建築学会北海道支部研究報告集 No. 54, p.5	1981. 3.28
佐 泉	藤 哲 清	身 人他		繰返し衝撃音のやかましさに関する実験(5)—騒音の不快感の評価に関する研究(23)—	同 上 p.9	同 上
佐 泉	藤 哲 清	身 人他		繰返し衝撃音のやかましさに関する実験(6)—騒音の不快感の評価に関する研究(24)—	同 上 p.13	同 上
佐 泉	藤 哲 清	身 人		聴感実験室と駆音現場における不快感評定の比較—騒音の不快感の評価に関する研究(25)—	同 上 p.17	同 上
泉 佐	藤 哲	身 人他		騒音の心理的屬性に関する因子分析(3)—騒音の不快感の評価に関する研究(26)—	同 上 p.21	同 上
泉 佐	藤 哲	身 人他		集合住宅の騒音実態に関する社会調査(1)—騒音の不快感の評価に関する研究(27)—	同 上 p.25	同 上
泉 (分担執筆)	清	人		騒音の評価法—各種評価法の系譜と手法—	彰国社	1981. 1

図 学

土内 橋山 由武 造司章  
杉野目

「積層要素による床版の弾塑性解析—その2—弾  
塑性解に及ぼす面外剪断力の影響」

日本建築学会論文報  
告集 294号

1980. 8

## CONTENTS

### Science and Engineering

Vol. 10, No. 3      Nov., 1981      Whole No. 31

Analysis of Radiative Heat Transfer (5th Report, Effect of Keeping Warmth for Field by Smoke Screen Method ) .....Masayoshi Kobiyama	3 ( 1 )	389
Suspension of Coarse Particles with Different Diameters (Hydraulically Transported in Pipes) .....Hideaki Yamagishi and Kyokai Okuda	3 ( 25 )	413
Hydraulic Transport of Solids in Pipes Part 7. Flow Patterns of Sphere—Water Mixture Flows and Various Factors of Additional Pressure Losses above Those of Clear Water only.....Kyokai Okuda and Hideaki Yamagishi	3 ( 31 )	419
Study for the Wave Energy Conversion System Fixed on the Seashore Part 1. A Water Turbine of Savonius Type for Wave Power .....Kyokai Okuda, Tomiji Watabe, Hideo Kondo and Kenji Yano	3 ( 39 )	427
An Experimental Study on Free-Convective Heat Transfer of Horizontal Cylinders in Vertical Array .....Ikuo Tokura, Hakaru Saito, Koki Kishinami and Kazuo Muramoto	3 ( 45 )	433
Application of Enclosed Air Layers to Thermal Insulation .....Kazuo Muramoto, Koki Kishinami, Hakaru Saito and Ikuo Tokura	3 ( 55 )	443
An Analysis of D-C Machine Commutation by the Eigenvector Method .....Toshihiko Matsuda and Yoshio Suzuki	3 ( 67 )	455
Effect of Pulsation on Solid-Liquid Extraction in Packed Bed .....Makoto Akiyoshi, Koetsu Uchida and Jihachiro Sugita	3 ( 79 )	467
Measurement of Drillability of Percussive Air Rock Drill .....Tadanori Mito, Yoshimitsu Kumagai, Yoshio Kagawa, and Kazuhiko Sato	3 ( 93 )	481
Predicting and Evaluating Draft in Summer Cooling .....Hideki Kubota	3 ( 105 )	493
Other Achievements in Studies for 1980 by Professors in this Institute .....	3 ( 117 )	505





昭和56年11月26日 印 刷 (非売品)  
昭和56年11月30日 発 行

編 集 兼 室 蘭 工 業 大 学  
発 行 者

印 刷 所 協業 高速印刷センター  
組 合

営業所／札幌市中央区北4条西3丁目  
北洋相銀ビル6F  
T E L (代) 271-5101

工 場／札幌市西区手稲稲穂472  
T E L 682-1325

