



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4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/10258/2968">http://hdl.handle.net/10258/2968</a>

(ISSN 0580-2415)  
(CODEN: MKDKBC)

室蘭工業大学  
研 究 報 告

理 工 編

第十卷 第四号

昭和五十七年十一月

---

MEMOIRS

OF

THE MURORAN INSTITUTE OF TECHNOLOGY

Science and Engineering

---

---

VOL. 10 No. 4

Nov., 1982

---

---

MURORAN HOKKAIDO  
JAPAN

## Editing Committee

M. Yoshida	President	<i>Chairman of the Committee</i>
K. Okubo	Prof.	<i>Electrical Engineering</i>
F. Komatsu	Prof.	<i>Industrial Chemistry</i>
Y. Sawada	Prof.	<i>Mineral Resources Engineering</i>
K. Matsuoka	Prof.	<i>Civil Engineering</i>
M. Naito	Prof.	<i>Mechanical Engineering</i>
T. Tachikawa	Prof.	<i>Metallurgical Engineering</i>
T. Takeuchi	Prof.	<i>Chemical Engineering</i>
H. Saito	Prof.	<i>Industrial Mechanical Engineering</i>
T. Yoshikawa	Prof.	<i>Architecture and Building Engineering</i>
S. Nomura	Asst. Prof.	<i>Electronic Engineering</i>
K. Suzuki	Prof.	<i>Applied Material Science</i>
J. Tanimura	Prof.	<i>Literature</i>
A. Suginome	Asst. Prof.	<i>Science</i>
T. Sakaguchi	Asst. Prof.	<i>Electrical Engineering (Evening Session)</i>
H. Kanoh	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.

目 次

火炎の熱発生分布の測定	媚山政良 水野忠治 石田博一	4 ( 1) 527
直方体構造の板面振動による放射音場及び音場の可視化	西田公至	4 ( 19) 545
A Note of Vibrational Rate Equations for CO <sub>2</sub> -N <sub>2</sub> System Applied to CO <sub>2</sub> Gasdynamic Laser	K. Maeno	4 ( 29) 555
1981年 8月の豪雨による北海道日高門別町の典型的な 表層崩壊と侵食谷について	小島伸夫	4 ( 51) 577
炭素の接触ガス化における種々の添加物の触媒作用 (第一報) 酸素による反応	稲川郁夫 富士川計吉 田中裕敏 宮原孝四郎	4 ( 65) 591
横型攪拌槽内の懸濁液の攪拌所要動力	井戸川 清 福田隆至 池田光二 安藤 公二	4 ( 73) 599
岩石区, 別の日本の花こう岩中の鉛同位体存在比	田中裕敏 中村精次	4 ( 79) 605
花こう岩および随伴黒雲母中の銅の発光分光分析法	田中裕敏 故下田信男 鈴木孝範	4 ( 87) 613
Propagation of Elastic Wave in two Layered Concentric Cylinder Having Different Elastic Constants	K. G. Matsuoka S. G. Nomachi	4 ( 93) 619
The Dynamic Response of Plate with Two Ribs under Impact Load	H. Takano N. Kishi S. G. Nomachi	4 (101) 627
教官学術研究発表集録 (昭56. 4. 1~57. 3. 31)		4 (113) 639





# 火炎の熱発生率分布の測定

媚山政良・水野忠治・石田博一\*

## The Measurement of the Heat Release Rate of the Flame

Masayoshi Kobiyama, Chuji Mizuno  
and Hirokazu Ishida

### Abstract

In this paper, the authors proposed a measuring method of the heat release rate of a flame being in a steady state to clear the mutual relationship between the combustion process and the heat transfer process. The measuring method used here is the one in which the distribution of the heat release rate is obtained by substituting the measured profiles of temperature, velocity, radiative absorption coefficient and concentration of chemical species of the flame and combusted gases into the energy equation. The experiment was performed with the coaxial diffusion flame made of the air-propane gas jet changing the excess air ratio and the fuel flow rate to investigate the difference of the heat release rate. Experimental results show the typical characteristic of the diffusion flame, that is, that there are not only exothermic reacting zone but also endothermic one and that the higher exothermic reacting zone exists near the flame front.

### 1. ま え が き

炭化水素系燃料の燃焼による火炎は、古くから広い範囲に渡り利用されてきている。しかし、火炎は化学反応、熱伝達および流れ、拡散の相互作用により形成され、その現象は複雑である。このため、火炎の特性の推定は主として経験により行なわれてきたが、ボイラーやガスタービンの単位容量の増大の試み、稀薄燃料や廃棄物の新しい燃焼技術の開発、大気汚染の発生源となっている燃焼設備の燃焼技術での改善要求および燃焼器材も含めた資源の節約などの社会的要請から、バーナおよび燃焼室の幾何学性、燃料の物理的、化学的性状などの設計条件から、火炎の形状、寸法、温度や受熱面への熱伝達量およびその分布を詳しく推測する方法の開発が

\* 大学院工学研究科（機械工学専攻）

必要となってきた。このため、火炎の現象に対応する運動量、質量、エネルギー保存の偏微分方程式を境界条件およびいくつかの補助方程式とともに解く方法が開発されてきている<sup>1)</sup>。しかし、入力となる物理、化学上の資料が不足である問題を内在している。すなわち、火炎およびそれを取りまく雰囲気の流れ特性が単純な幾何学性以外に対しては明らかとされていないこと、放射熱伝達速度を直接示す放射吸収係数の分布がまだ十分には報告されていないことおよび前二者にもかかわるが、火炎内での局所的な熱発生率を与える計算式が満足な解を与えていないことが<sup>2)</sup>、上述の方法の広範囲な火炎への適応を妨げている。

本報告では、同軸流定常拡散火炎を用い、火炎および燃焼ガスの温度、速度、放射吸収係数および成分ガス濃度の各分布を実験により測定し、これらの諸量をエネルギー方程式に代入することにより熱発生率分布を求めることを試み、プロパンガス—空気から成る火炎についての測定結果を示し、また、入口条件の違いによる熱発生率分布の差異についての比較検討を行なった。

### 記 号

$C_{pi}$ : 化学種 $i$ の定圧比熱	kcal/kg $^{\circ}$ C	$u$ : 鉛直方向速度	m/s
$E_g$ : 火炎および燃焼ガスの放射能	kcal/m $^2$ ·s	$v$ : 半径方向速度	m/s
$E_w$ : 壁の放射能	kcal/m $^2$ ·s	$z$ : 鉛直方向	
$G_a$ : 空気流量	kg/h	$z_0$ : 対象とする流体の鉛直方向の長さ	m
$G_{fu}$ : 燃料流量	kg/h	$\gamma$ : 比重	kg/m $^3$
$\bar{h}$ : よどみエンタルピー	kcal/kg	$\eta$ : 方位角方向	rad
$L_0^*$ : 対象とする壁面の長さ	m	$\kappa$ : 放射吸収係数	1/m
$l$ : 微小要素間の距離	m	$\lambda$ : 空気過剰係数	
$p$ : 流体の圧力	kg/m $^2$	$\lambda^*$ : 熱伝導率	kcal/m·s· $^{\circ}$ K
$q_g$ : 熱伝導流束	kcal/m $^2$ ·s	$\mu$ : 粘性係数	kg·s/m $^2$
$q_{in}$ : 熱発生率	kcal/m $^3$ ·s	$\rho$ : 密度	kg·s $^2$ /m $^4$
$R_i$ : 化学種 $i$ の気体定数	kg·m/kg $^{\circ}$ K	$\sigma$ : ステファン—ボルツマン定数	kcal/m $^2$ s $^4$ K $^4$
$r$ : 半径方向		$\tau$ : せん断力	kg/m $^2$
$r_0$ : 対象とする流体の半径方向の長さ	m	$\phi$ : 微小要素と壁の法線のなす角	rad
$T_g$ : 火炎および燃焼ガスの温度	$^{\circ}$ K		

## 2. 基礎方程式

### 2.1 基礎方程式

熱力学第一法則は、定常流体に対し着目する制御体積へのよどみエンタルピー流束の正味量が、

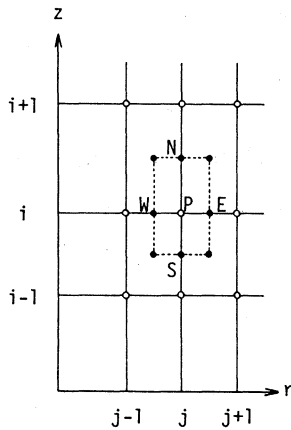


図1 座 標 系

制御体積からまわりに対する熱伝達の和に等しいということを規定している。これを表わす微積分方程式は、熱と運動量の流束を用いると図1に示す座標系に対し、次式として表わされる。

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho \bar{u} \bar{h} + q_{gz} - \tau_{zz} u - \tau_{zr} v) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \{r(\rho v \bar{h} + q_{gr} - \tau_{rz} u - \tau_{rr} v)\} = q_{in} - \text{div}(\mathbf{q}_{Rg}^R) \quad (1)$$

ここで、式(1)中の諸量は次式で表わされる。

$$\rho = \frac{P}{(\sum_i m_i R_i) T_g} \quad (2)$$

$$\bar{h} = (\sum_i c_{pi} m_i) T_g + \frac{u^2 + v^2}{2} \quad (3)$$

$$q_g = -\lambda^* \text{grad}(T_g) \quad (4)$$

$$\tau_{zz} = \mu \left[ 2 \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{2}{3} \text{div}(\mathbf{V}) \right] \quad (5)$$

$$\tau_{rr} = \mu \left[ 2 \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2}{3} \text{div}(\mathbf{V}) \right] \quad (6)$$

$$\tau_{zr} = \tau_{rz} = \mu \left[ \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right] \quad (7)$$

$$\text{div}(\mathbf{V}) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rv) + \frac{\partial u}{\partial z} \quad (8)$$

$$-\text{div}(\mathbf{q}_{Rg}^R) = -4\kappa E_g + \kappa \left[ \int_0^{z_0} \int_0^{r_0} 4\kappa E_g \left\{ \int_0^{2\pi} e^{-\int_0^{l'} \kappa' dl'} \frac{d\eta}{4\pi l'^2} \right\} r dr dz \right. \\ \left. + \sum_{\text{all wall}} \int_0^{L_0} E_w \left\{ \int_0^{2\pi} e^{-\int_0^{l'} \kappa' dl'} \frac{\cos \phi d\eta}{\pi l'^2} \right\} r dz \right] \quad (9)$$

また、連続の式は次式で表わされる。

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\{r(\rho v)\} = 0 \quad (10)$$

なお、本報告で取扱う範囲内での予備実験および予備計算では、式(9)の右辺第1項は、式(1)の他の項と比較してかなり小さく、また、式(9)の右辺第2項は第1項よりも小さい値となるため、計算方法の複雑な第2項は、ここでは考慮しないこととする。

## 2.2 基礎方程式の差分近似

微分方程式の数値解析による解法は、微分方程式を差分方程式に近似し、その解を求めることに帰着させる場合が多い。本報では、連続の式(10)およびエネルギー方程式(1)に差分近似法を適用し、おのおの、半径方向速度  $v$  および熱発生率  $q_{in}$  について解くこととする。

差分近似の方法には、前進差分、後退差分および中間差分があるが、連続の式(10)より半径方向速度  $v$  を求める場合、未知数  $v$  の性質上、次に示す後退差分を用いた。また、エネルギー方程式(1)に火炎の諸量を代入し熱発生率  $q_{in}$  を求める場合、測定点間の間隔が広い欠点を克服するため、次に示す中間差分を用いた。

### (1) 後退差分

独立変数を  $z, r$  とし、任意の従属関数を  $F(z, r)$  とする。このとき、図1に示す格子点を用いて  $F(z, r)$  に後退差分を施すと次となる。

#### a. 1階の微係数: $F_z, F_r$

$$F_z: \frac{\partial F}{\partial z} \approx \left( \frac{\Delta F}{\Delta z} \right) = \left( \frac{F_i - F_{i-1}}{z_i - z_{i-1}} \right)_j \quad (11)$$

$$F_r: \frac{\partial F}{\partial r} \approx \left( \frac{\Delta F}{\Delta r} \right) = \left( \frac{F_j - F_{j-1}}{r_j - r_{j-1}} \right)_i \quad (12)$$

### (2) 中間差分

独立変数を  $z, r$  とし、任意の従属関数を  $F(z, r)$  とする。このとき、図1に示す格子点を用いて  $F(z, r)$  に中間差分を施すと、1階、2階の微係数は次となる。

#### a. 1階の微係数: $F_z$

$$F_z: \frac{\partial F}{\partial z} \approx \left( \frac{\Delta F}{\Delta z} \right) = \left( \frac{F_N - F_S}{z_N - z_S} \right)_P = \left[ \frac{\left( \frac{F_{i+1} + F_i}{2} \right) - \left( \frac{F_i + F_{i-1}}{2} \right)}{\left( \frac{z_{i+1} + z_i}{2} \right) - \left( \frac{z_i + z_{i-1}}{2} \right)} \right]_j = \left( \frac{F_{i+1} - F_{i-1}}{z_{i+1} - z_{i-1}} \right)_j \quad (13)$$

#### b. 2階の微係数: $F_{zz}$

$$\begin{aligned}
 F_{zz} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} &= \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial F}{\partial z} \right) \approx \frac{1}{\Delta z_P} \left[ \left( \frac{\Delta F}{\Delta z} \right)_N - \left( \frac{\Delta F}{\Delta z} \right)_{S-P} \right] \\
 &= \frac{1}{\left( \frac{z_{i+1} - z_{i-1}}{2} \right)_j} \left[ \left( \frac{F_{i+1} - F_i}{z_{i+1} - z_i} \right) - \left( \frac{F_i - F_{i-1}}{z_i - z_{i-1}} \right) \right]_j
 \end{aligned}
 \tag{14}$$

c. 2 階の微係数:  $F_{rz}$

$$\begin{aligned}
 F_{rz} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial z \partial r} &= \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial F}{\partial r} \right) \approx \frac{1}{\Delta z_P} \left[ \left( \frac{\Delta F}{\Delta r} \right)_N - \left( \frac{\Delta F}{\Delta r} \right)_{S-P} \right] \\
 &= \frac{1}{\Delta z_P} \left[ \left\{ \frac{\left( \frac{\partial F}{\partial r} \right)_{i+1} + \left( \frac{\partial F}{\partial r} \right)_i}{2} \right\} - \left\{ \frac{\left( \frac{\partial F}{\partial r} \right)_i + \left( \frac{\partial F}{\partial r} \right)_{i-1}}{2} \right\} \right]_j \\
 &= \frac{1}{\Delta z_P} \left[ \frac{\left( \frac{\partial F}{\partial r} \right)_{i+1} - \left( \frac{\partial F}{\partial r} \right)_{i-1}}{2} \right]_j \\
 &= \frac{1}{\left( \frac{z_{i+1} - z_{i-1}}{2} \right)_j} \left[ \frac{\left( \frac{F_{i+1, j+1} - F_{i+1, j-1}}{r_{j+1} - r_{j-1}} \right) - \left( \frac{F_{i-1, j+1} - F_{i-1, j-1}}{r_{j+1} - r_{j-1}} \right)}{2} \right] \\
 &= \frac{(F_{i+1, j+1} - F_{i+1, j-1}) - (F_{i-1, j+1} - F_{i-1, j-1})}{(z_{i+1} - z_{i-1})(r_{j+1} - r_{j-1})}
 \end{aligned}
 \tag{15}$$

### 3. 実験装置および測定装置

#### 3.1 実験装置

実験装置全体図を図 2 に示す。また、燃焼風洞を図 3 に、バーナ部とその近傍を図 4 に示す。

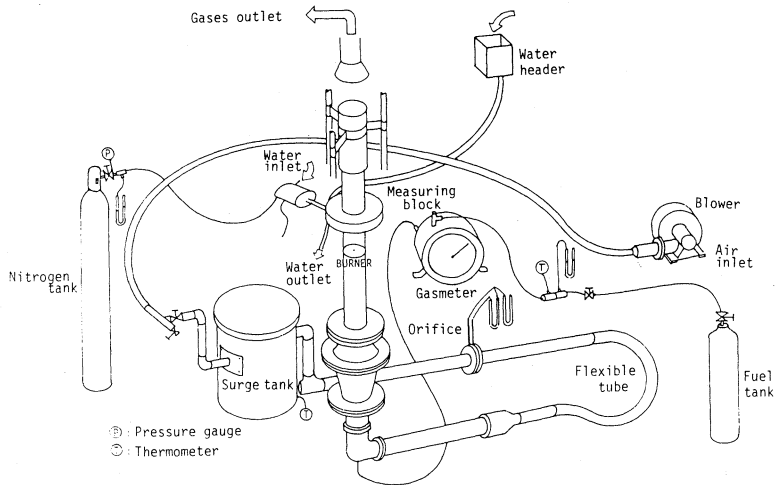


図 2 実験装置全体図

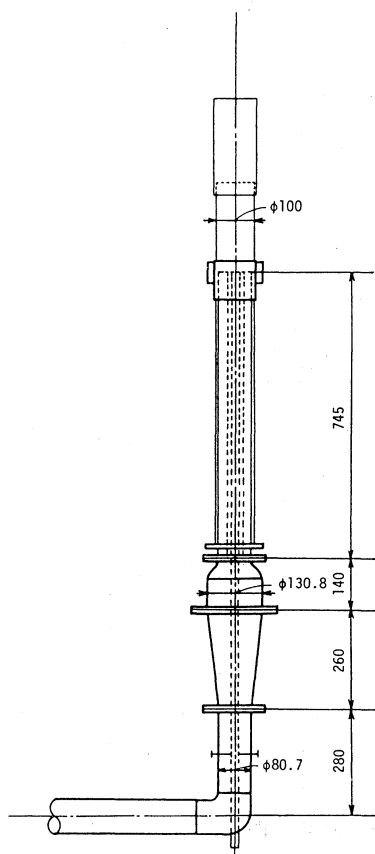


図3 燃焼風洞

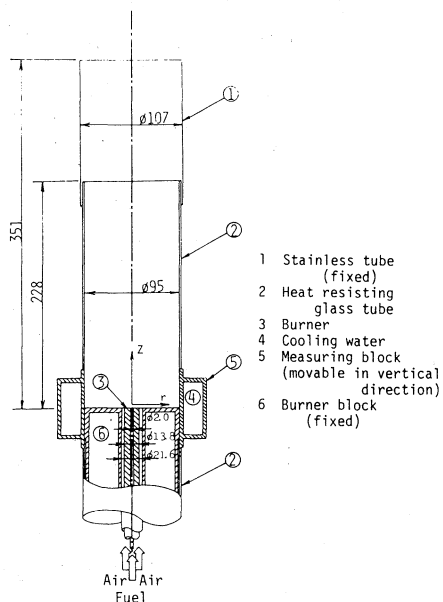


図4 バーナー部

燃料は、プロパンガス（市販 LPG，低位発熱量 10700 kcal/kg）を使用し、直径 2mm の直管から噴出する。空気は、内径 13.8 mm，外径 21.6 mm の同軸管を用い燃焼部へ供給し、バーナー上にプロパン-空気同軸流定常拡散火炎を形成した。なお、空気系統は遠心送風機により押し込み通風を行ない、サージタンク、オリフィスを通り燃焼部へ供給し、また、燃焼ガスは誘引通風機により屋外に排出される。燃焼風洞には、空気の流れを整流するため、サージタンク、フレキシブルチューブのほか、空気拡張部および絞り部から成るベルエントランスを設けてある。火炎の可視化を目的として測定部上下の燃焼管は、耐熱ガラス管を用いた。測定ブロックは上下に移動できる構造としており、それに伴い、燃焼管の長さの変化による空力特性の変化を軽減するため、燃焼管上部にステンレス管を配置し、燃焼管の鉛直方向長さを一定に保っている。

### 3.2 測定装置

火炎および燃焼ガスの温度は、裸熱電対 (Pt-PtRh 13%) を用いて測定した。その際、熱電

対の感温部は周囲との放射および熱伝導による外乱を受けるため、必ずしも真の温度を示しているとはいえない。そのため、本実験では、0.1mm および 0.3mm の熱電対を用い、火炎および燃焼ガスの温度を測定し、熱電対感部の表面積比から、表面積が零すなわち直径が 0mm の点を外挿して真の温度とした。成分ガス濃度は、ガスクロマトグラフィー（モレキュラシーブ 5A, 60/80）を用いて測定した。鉛直方向速度は、ピトー管により測定した全圧および静圧の差圧と、温度および成分ガス濃度から求めた密度との関係から求めた。放射受熱量の測定は、銅-コンスタンタン熱電対を用いた放射計を使用して行なった。なお、測定中、放射計内への燃焼ガスの流入を避けるため、微量の窒素ガスを流し、また、放射計の温度を校正時と同一に保つために外部を水冷却している。

なお、実験条件は、空気過剰係数  $\lambda$  と燃料流量  $G_{fu}$  をパラメータとして設定し、表 1 に示す。

表 1 実験条件

Experimental number	1	2	3	4	5	6	7
Excess air ratio $\lambda$	2	2	3	3	3	4	4
Fuel flow rate $G_{fu}$ kg/h	0.03	0.04	0.03	0.04	0.05	0.03	0.04

### 4. 実験結果

#### 4.1 測定結果例

ここでは、代表として空気過剰係数  $\lambda=2$ 、燃料流量  $G_{fu}=0.04$  kg/h での測定結果を示す。鉛

$\lambda$  : 2  
 $G_{fu}$  : 0.04 kg/h

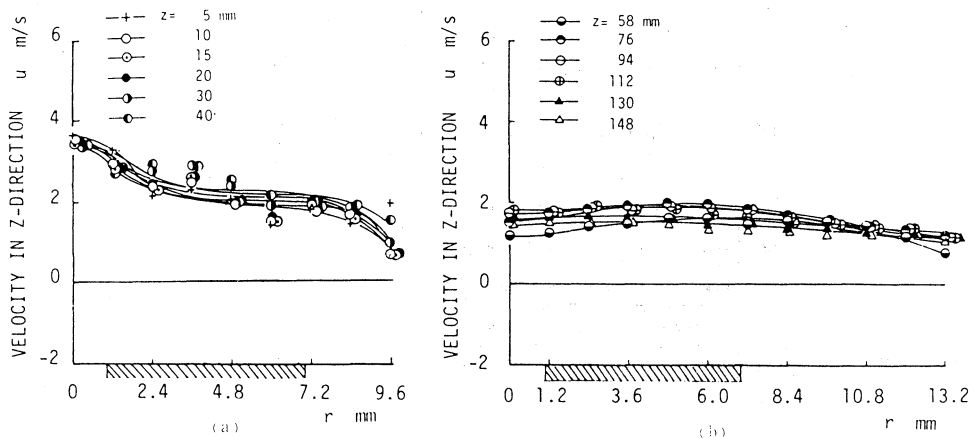


図 5 鉛直方向速度



直方向速度  $u$  を図5, 酸素の質量分率  $m_{O_2}$  を図6, 火炎および燃焼ガスの温度  $T_g$  を等温線で表わした温度分布を図7, 火炎形状を図8に示す。また, 鉛直方向速度  $u$  から連続の式により求めた半径方向速度  $v$  を図9に示し, 放射受熱量と温度  $T_g$  から求めた放射吸収係数  $\kappa$  を図10に示す。

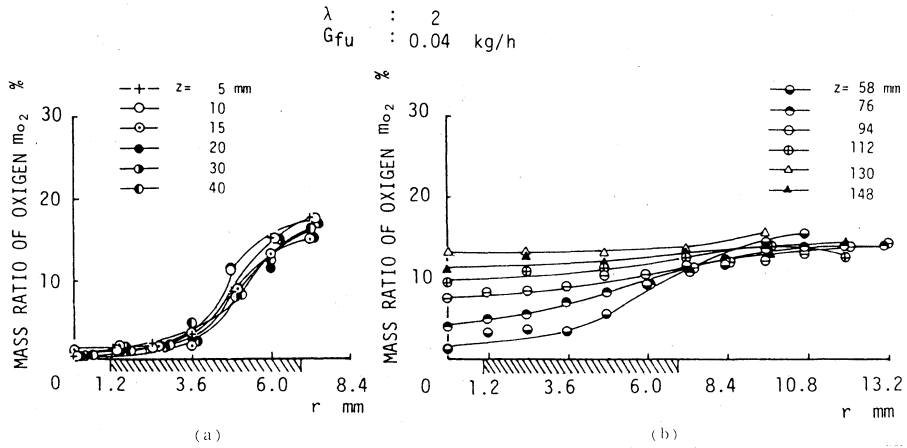


図6 酸素の質量分率

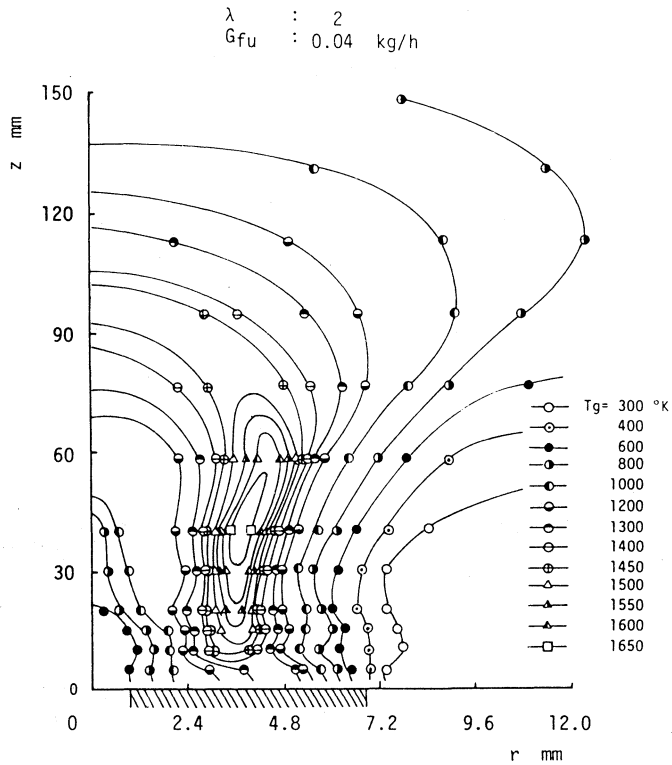


図7 温度分布

火炎の熱発生率分布の測定

$\lambda$  : 2  
 $G_{fu}$  : 0.04 kg/h

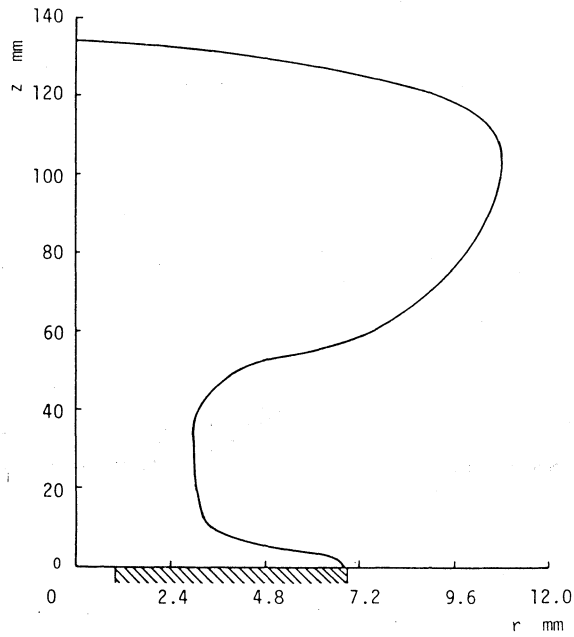


図8 火炎形状

$\lambda$  : 2  
 $G_{fu}$  : 0.04 kg/h

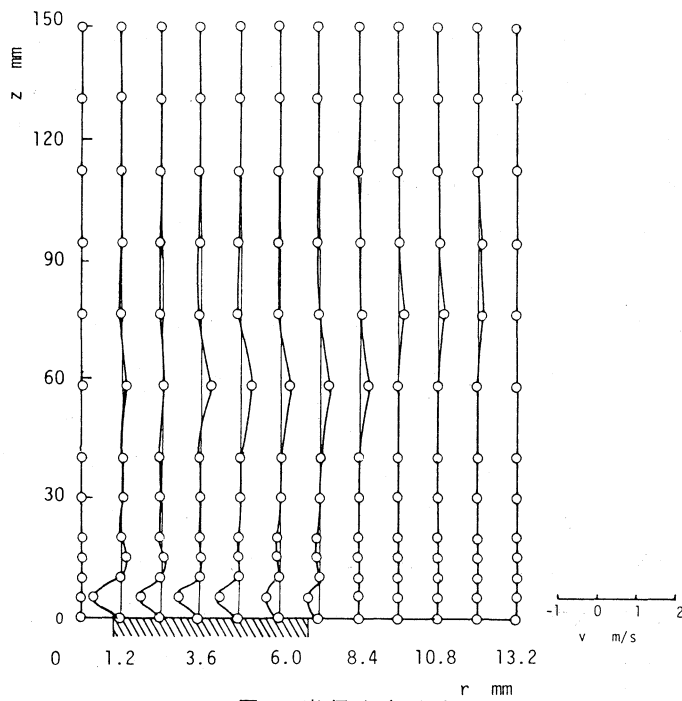


図9 半径方向速度

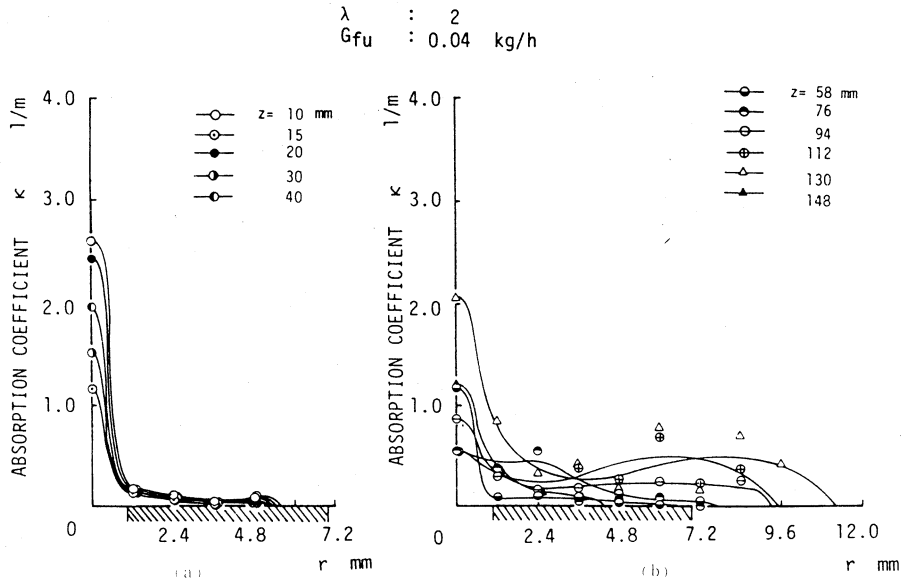


図10 放射吸収係数

#### 4.2 実験結果とその検討

温度，速度，放射吸射吸収係数<sup>3)</sup>および成分ガス濃度をエネルギー方程式(1)に代入して熱発生率  $q_{in}$  を算出した。 $\lambda=2$ ， $G_{fu}=0.04$  kg/h の場合の結果を等熱発生率線で表わしたものを図11に示す。この図より，熱発生率分布は，吸熱域および発熱域から成り，火炎外周部が主反応帯となっており，拡散火炎の特徴を示していることがわかる。また，他の実験条件についての結果も同様の傾向を示す。また，各実験条件に対して，温度および熱発生率を等高線の形で表わしたものを図12に示す。これらの図より，各実験条件に対して，熱発生率分布が温度分布に類似していることがわかる。ここで，実験条件の差異による検討を行なうため，燃料流量  $G_{fu}=0.04$  kg/h のとき，空気過剰係数  $\lambda$  を  $\lambda=2, 3, 4$  と変化させた場合の  $z=20$  mm における鉛直方向速度  $u$  を図13に，酸素の質量分率  $m_{O_2}$  を図14に示す。また，同様に火炎形状を図15に，熱発生率  $q_{in}=0$  の等熱発生率線を図16に示す。図13より，燃料流量一定において空気過剰係数が増すにつれて，主流とは逆方向の流れ，すなわち逆流が生じているのがわかる。次に，図14より，空気過剰係数が増すにつれて，火炎中心部の酸素の質量分率が高い値を示すことがわかる。これは，前述した逆流の影響により，火炎中心部への酸素の供給が促進されているためと考えられる。また，熱発生率  $q_{in}=0$  の等熱発生率線を示した図16より，半径  $r=0\sim 3$  mm にみられる吸熱域が，空気過剰係数が増すにつれて，狭くなっているのがわかる。これは，空気過剰係数の増加により，火炎中心部への酸素の供給が促進され，燃焼が盛んになったためと考えられ，また，それに伴い火炎が短くなっているのが図15よりわかる。なお，熱

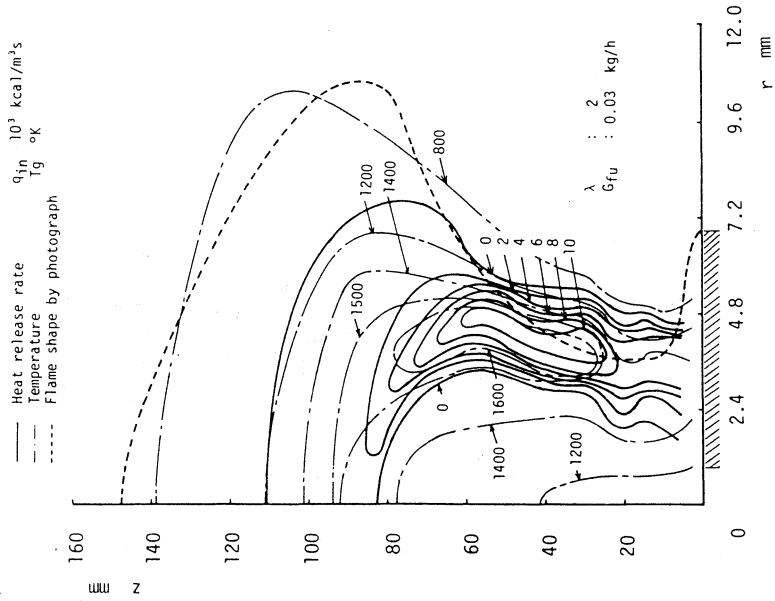


図 12 (a) 熱発生率, 温度および火炎形状

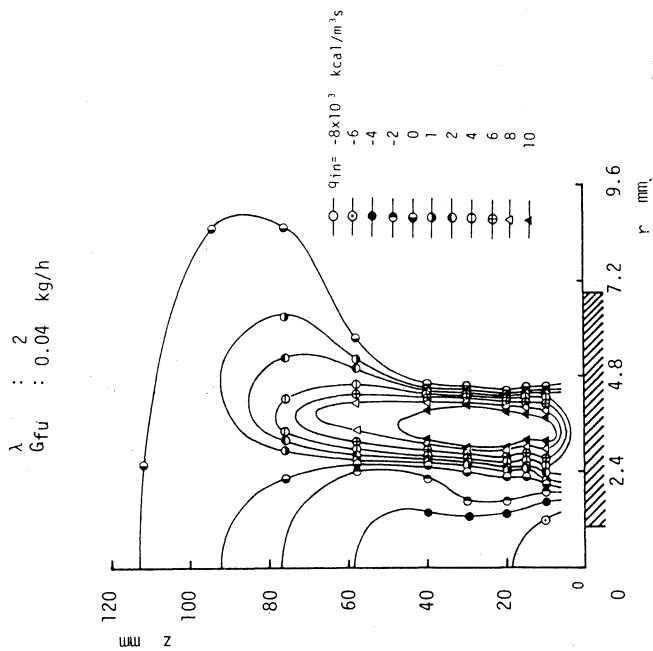


図 11 熱発生率分布

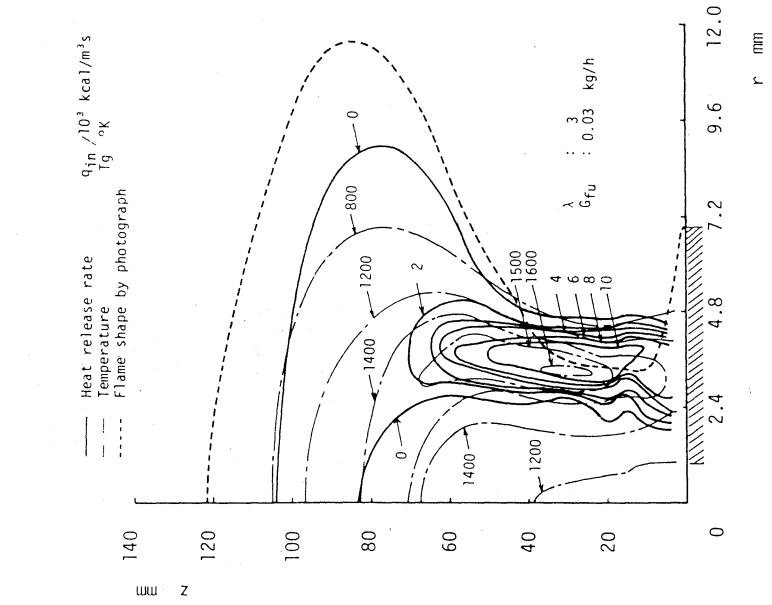


図 12 (c)

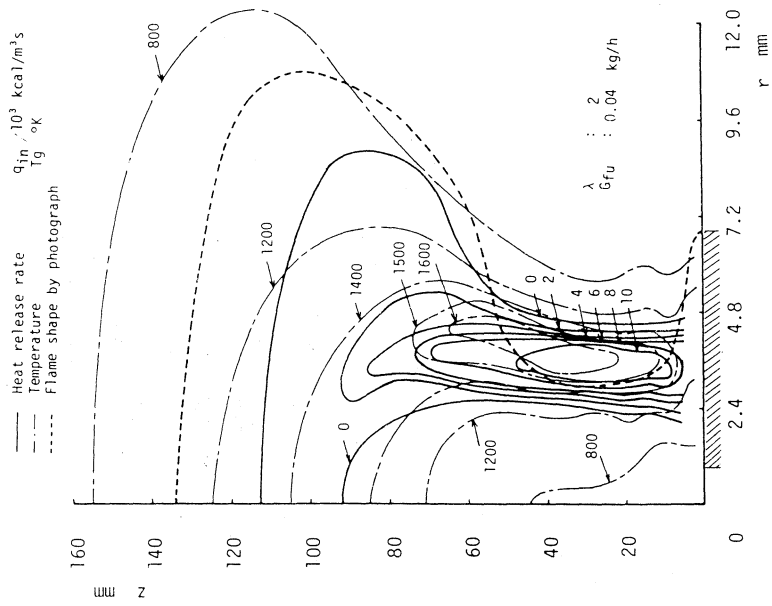


図 12 (b)

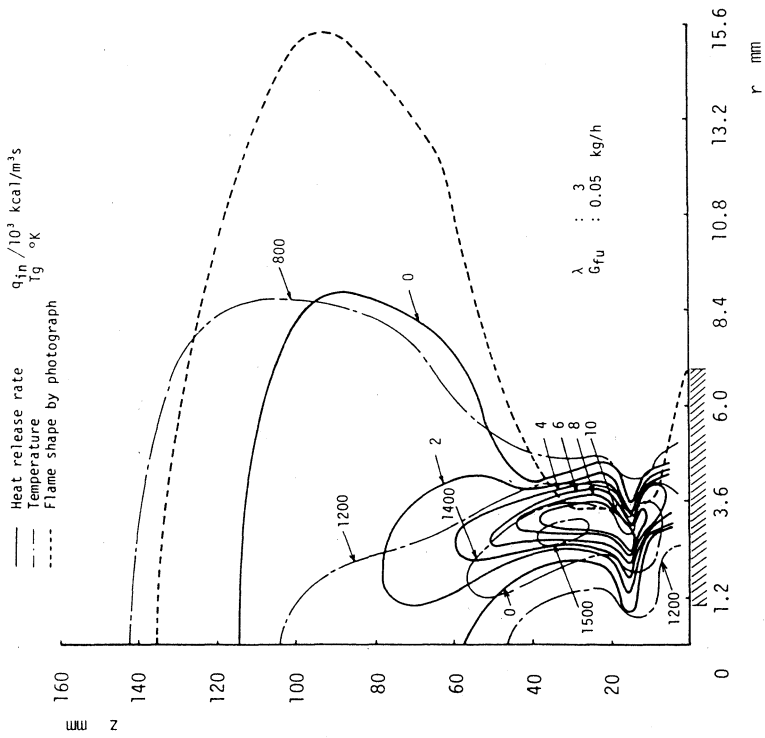


図 12 (e)

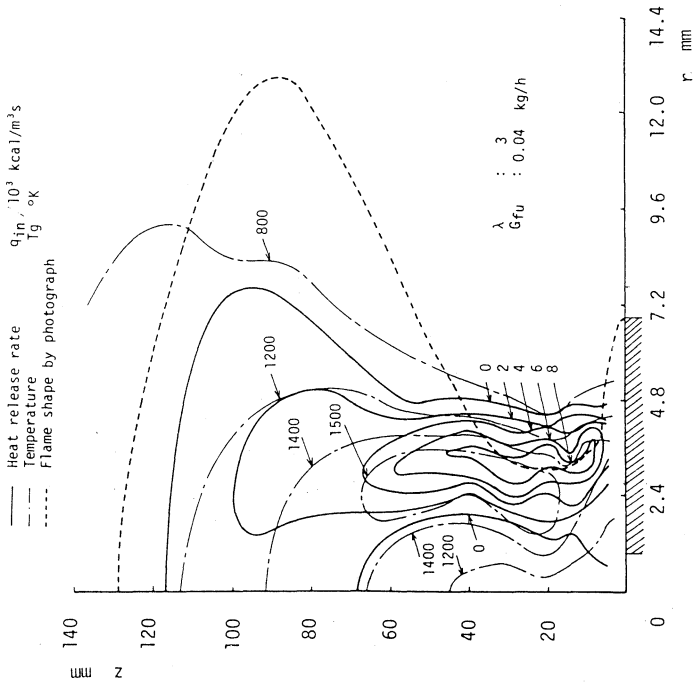


図 12 (d)

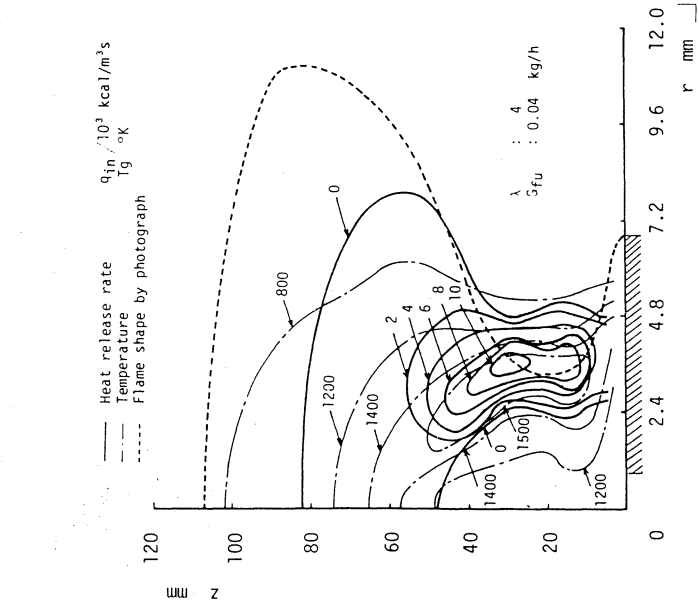


図 12 (g)

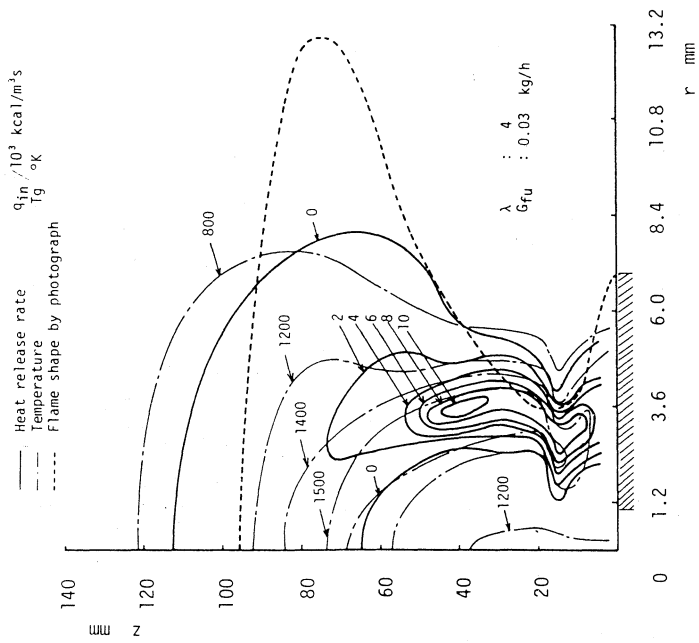


図 12 (f)

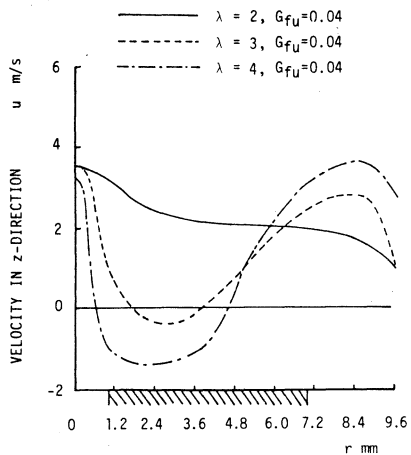


図 13 空気過剰係数による鉛直方向速度の変化

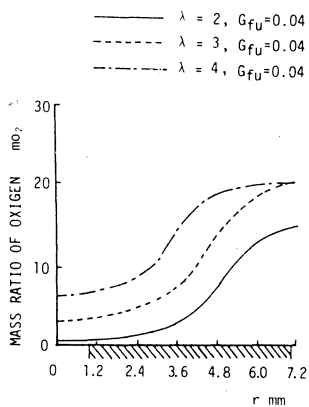


図 14 空気過剰係数による酸素の質量分率の変化

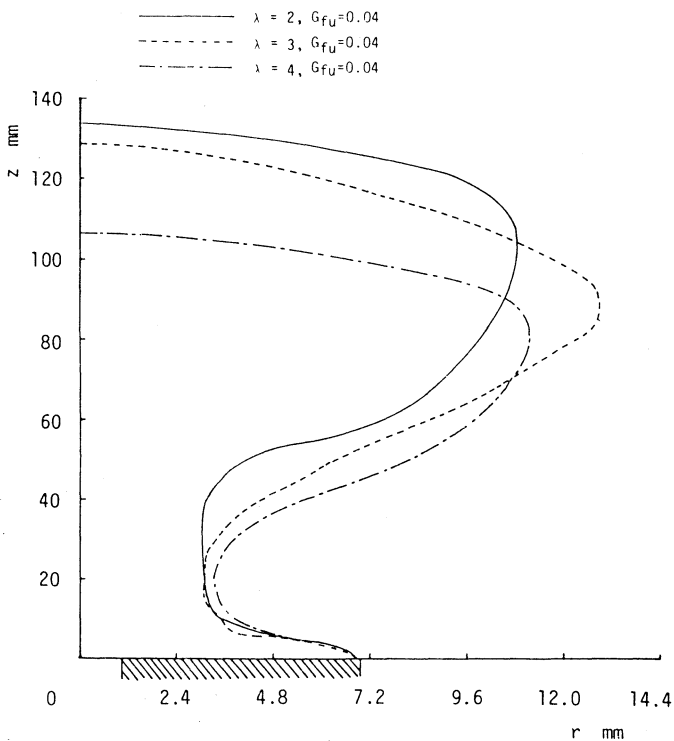


図 15 空気過剰係数による火炎形状の変化



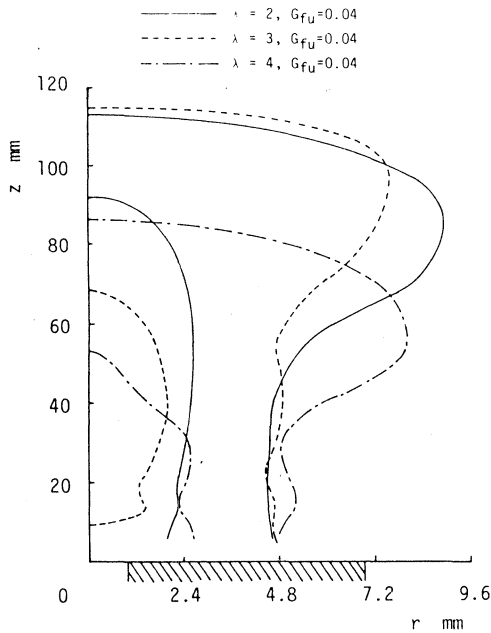


図 16 空気過剰係数による熱発生率  $q_{in}=0$  の変化

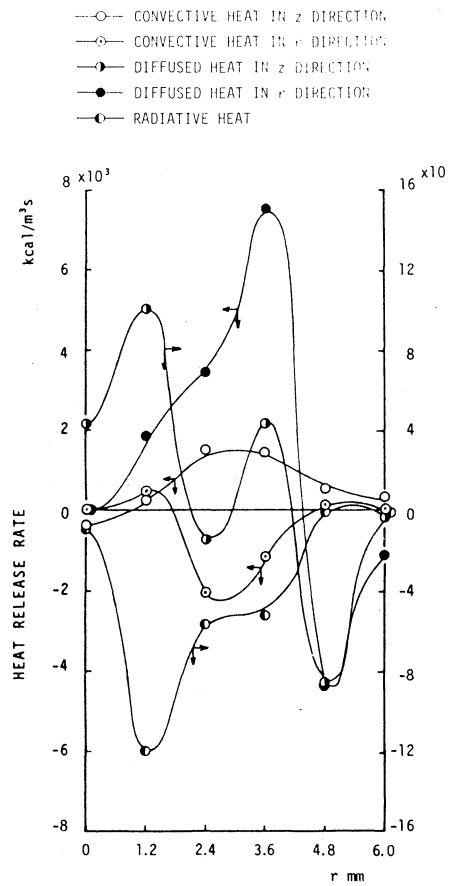


図 17 熱発生率を構成する成分

発生率を構成する成分について  $\lambda=3, G_{fu}=0.04\text{kg/h}, z=20\text{mm}$  の場合を代表例として図17に示す。同図より、熱発生率の成分中、流れおよび半径方向熱伝導によるものが大であり、放射による量は小さいことがわかる。

### 5. あとがき

本報告では、火炎の温度、速度、放射吸収係数および成分ガス濃度を測定し、これらの諸量をエネルギー方程式に代入することにより、熱発生率分布を求めることを試み、また、実験条件の変化による熱発生率分布の差異を検討した結果、おもに次の結果を得た。

(1) 火炎の熱発生率分布は、吸熱域および発熱域から成り、火炎の外周部に高い熱発生率を示す領域が存在し、拡散火炎の特徴を示している。

(2) 燃料流量を一定とし、空気過剰係数を変化させた場合、条件の変化に伴う燃焼状態の

差異が、熱発生率分布を比較することにより、より顕著に把握できる。

(3) 熱発生率を構成する成分については、流れおよび半径方向熱伝導による成分が大きく、速度場、温度場の正確な測定が必要である。

なお、本報告で得られた結果は、条件の変化による火炎の燃焼—熱伝達特性の差異を顕著に示す重要な値であるとともに、火炎の燃焼—熱伝達特性および空気力学特性の数値解析には必須な値である。今後、化学反応論からの火炎の解析と本報告で得られた結果をつき合わせるにより、火炎の特性を示す最も重要な値の一つである熱発生率分布の一般化が行ないうるものであると考えられる。

終わりに、本研究を進めるに当り、ご協力、ご助言をいただいた本学卒業生 岩崎仁史、河合保明両氏に謝意を表す次第である。

#### 文 献

- 1) Gosman, A. D., *et al.*, Heat and Mass Transfer in Recirculating Flows, (1969), Academic Press.
- 2) Gaydon, A. G. and Wolfhard, H. G., FLAMES (4th Edition), (1979), 92, Chapman and Hall.
- 3) 媚山政良, 室工大研究報告 (理工編), 10-2 (昭 55-11), 283.



# 直方体構造の板面振動による放射音場及び音場の可視化

西 田 公 至

## Sound Field Produced by the Vibration of a Rectangular Solid Structure and Sound Visualization

Kohshi Nishida

### Abstract

The purpose of this paper is to clear the sound field made by a vibrating rectangular solid structure experimentally and theoretically.

In the calculation of the sound field, it is assumed that the sound emitted by each plate of a vibrating rectangular solid structure is propagated in the half space divided by an infinite plane involving a plate and that the diffraction and reflection effects of the sound can be neglected. It is further assumed that each plate conforms to the same deflection as in the case of a rectangular plate with simply supported edges. The measurement of the distribution of sound pressure levels in the sound field was performed by using a sound visualizing device. The device consists of the electric circuit system to switch three colored light emitting diodes attached to the microphone according to the magnitude of the sound pressure level, a microphone automatic scanning device and a photographing set.

As results, the calculated distribution of sound pressure levels around the vibrating solid structure agreed fairly well with the experimental results. Moreover, the vibration modes of a plate were identified with both the experimentally visualized and the calculated distribution of sound pressure levels in the very near field above the plate.

### 1. はじめに

最近、機械騒音の低減化の問題が機械の性能向上及び公害防止の面から大きな問題となっており、機械騒音に対するより効果的、根本的な対策が要求されている。騒音防止対策としては騒音伝搬防止対策と騒音発生源対策とが考えられるが、後者の方がより根本的な対策といえる。騒音発生源対策を考える場合には、音源からの騒音発生機構及び形成される周囲空間の音場の特性を明確に把握する必要がある。機械騒音の発生原因の主なものとして、機械構造要素の振

動に基づくものがある。

本研究は、一般的に機械構造にみられる箱形構造要素や建設機械等のエンジンの周囲に用いられている密閉遮音構造としてのエンクロージャ等の振動騒音特性を設計段階で予測可能とするための基礎として、音源を内蔵する直方体構造の各板面の振動により周囲空間に形成される音場を理論と実験の両面から比較検討したものである。音場の理論計算では、無限剛壁内に置かれた板の振動による音場を各面について重ね合わせる簡単な手法を用いたが、比較的良好に直方体構造の板面振動による周囲音場を推定しうる結果が得られている。また、音圧レベル分布を可視化するために試作した LED 走査式自動音場可視化装置<sup>1)2)</sup>を用いて、直方体構造の周囲音場を可視化した結果、この可視化装置による測定方法は、音波の回折、指向性及び複雑な板面振動モードなどの測定に、また、音源の推定に有効な方法であることが明らかとなった。

#### 主 な 記 号

$j$ : 虚数単位	$\alpha$ : $x$ 軸との方向角 [rad]
$k$ : 波長定数	$\beta$ : $y$ 軸との方向角 [rad]
$p$ : 音圧 [ $P_a$ ]	$\gamma$ : $z$ 軸との方向角 [rad]
$P_e$ : 実効音圧 [ $P_a$ ]	$\xi_0$ : 振動変位振幅 [m]
$P_r$ : 実効音圧の基準値 [ $P_a$ ]	$\dot{\xi}_0$ : 振動速度振幅 [m/s]
$r$ : 原点から空間点までの距離 [m]	$\rho$ : 空気密度 [ $\text{kg/m}^3$ ]
$\mathbf{r}$ : 空間点の位置ベクトル	$\varphi$ : 位相角 [rad]
$\mathbf{R}$ : 板面上の面素の位置ベクトル	$\phi$ : 速度ポテンシャル
$s$ : 面積 [ $\text{m}^2$ ]	$\omega$ : 角振動数 [rad/s]
$t$ : 時間 [s]	

## 2. 放射音場の理論

直方体構造の各面の振動により形成される音場の計算には次のような仮定を設ける。

- 1) 各面からの音は、その面を含む無限剛壁で仕切られる半空間にのみ放射され、空間のある点における速度ポテンシャルは各面による速度ポテンシャルの和として求められる。したがって、音の回折及び反射の影響は無視する。
- 2) 直方体構造の各面の速度振幅を与える振動変位曲面の近似曲面として次の2つの場合を仮定する。すなわち、
  - (a) 周辺支持板の規準モードの振動変位曲面。
  - (b) 両端固定ばりの規準モードの合成振動変位曲面。

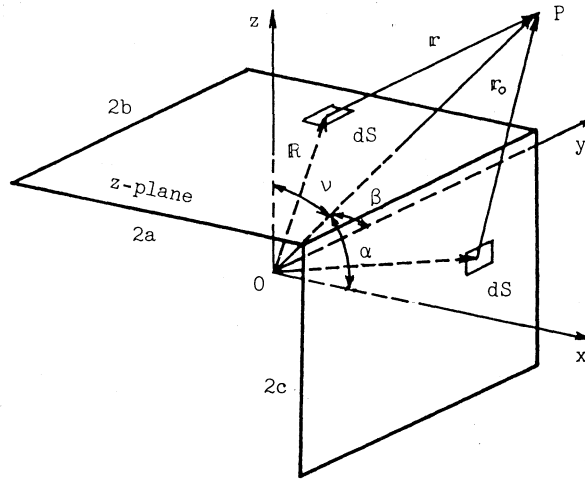


図-1 放射空間の座標系

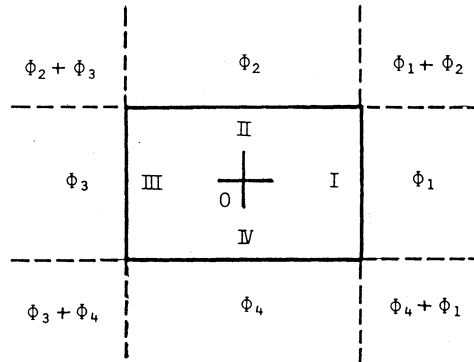


図-2 音場の速度ポテンシャルの重ね合せ

無限剛壁の一部に取り付けた振動板による放射音場の速度ポテンシャルは、 図-1 に示す  $z$  面について、

$$\phi = \int_s \frac{\dot{\xi}_0(x, y)}{2\pi r} e^{j(\omega t - kr + \varphi)} ds \quad (1)$$

と表わされる<sup>3)</sup>。各面についての速度ポテンシャルも基準面に対する位相差を考慮して同様に表わされ、任意の点  $P$  における速度ポテンシャル  $\phi$  は図-2 に示すような重ね合せとなる。速度ポテンシャルが求まるとその点における音圧及び音圧レベル (SPL) が次式により求まる。すなわち、

$$p = \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (2)$$

$$SPL = 20 \log_{10} \frac{P}{P_r} \quad (3)$$

ただし、 $P_r = 2 \times 10^{-5} [P_a]$ 。

### 2-1 周辺支持板の振動変位曲面による音場

図-1 において、 $z$  軸に垂直な板の周辺支持による振動での振動速度振幅は次式で表わされる。すなわち、

$$\dot{\xi}_0 = j\omega A \sin \frac{m\pi(x+a)}{2a} \sin \frac{n\pi(y+b)}{2b}, \quad (4)$$

ここに、 $A$  は定数で、また  $m, n$  は任意の整数で振動モードの次数を表わす。微小面素  $dS$  から  $P$  点までの距離  $r$  は、

$$r = |\mathbf{r}| = |\mathbf{r}_0 - \mathbf{R}| = \sqrt{r_0^2 - 2r_0(x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma) + x^2 + y^2 + z^2} \quad (5)$$

と表わされるから、 $z$  面の振動による  $P$  点での速度ポテンシャルは (1), (4), (5) 式より、

$$\begin{aligned} \phi = & \frac{j\omega A e^{j(\omega t + \varphi)}}{2\pi} \int_s \sin \frac{m\pi(x+a)}{2a} \cdot \sin \frac{n\pi(y+b)}{2b} \cdot \\ & \times \frac{e^{-jk\sqrt{r_0^2 - 2r_0(x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma) + x^2 + y^2 + z^2}}}{\sqrt{r_0^2 - 2r_0(x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma) + x^2 + y^2 + z^2}} dS \end{aligned} \quad (6)$$

と求まる。ここで原点  $0$  から  $P$  点までの距離  $r_0$  が板の大きさに比べて、かなり大きい遠距離での音場を考えると (6) 式は次式のように近似される。すなわち、

$$\phi = \frac{j\omega A e^{j(\omega t - kr_0 + kz \cos \gamma + \varphi)}}{2\pi r_0} \int_{-a}^a \sin \frac{m\pi(x+a)}{2a} e^{jkx \cos \alpha} dx \cdot \int_{-a}^b \sin \frac{n\pi(y+b)}{2b} e^{jky \cos \beta} dy \quad (7)$$

となる。(7) 式は容易に積分可能である。

### 2-2 両端固定ばりの合成振動曲面による音場

直方体構造の各面が振動しているときの各面の周辺の境界条件は、溶接結合の場合には周辺支持より、むしろ周辺固定に近い。しかし、周辺固定の場合の板の振動変位曲面を与える解は現在得られていないので、ここでは両端固定ばりの合成振動変位曲面を周辺固定の場合の近似曲面として用いることにした。図-1 での  $z$  面について振動速度振幅を求めると、

$$\begin{aligned} \dot{\xi}_0 = & j\omega B [\{\sinh(2\mu_m a) - \sin(2\mu_m a)\} \{\cosh \mu_m(x+a) - \cos \mu_m(x+a)\} \\ & - \{\cosh(2\mu_m a) - \cos(2\mu_m a)\} \{\sinh \mu_m(x+a) - \sin \mu_m(x+a)\}] \\ & \times [\{\sinh(2\mu_n b) - \sin(2\mu_n b)\} \{\cosh \mu_n(y+b) - \cos \mu_n(y+b)\} \\ & - \{\cosh(2\mu_n b) - \cos(2\mu_n b)\} \{\sinh \mu_n(y+b) - \sin \mu_n(y+b)\}] \end{aligned} \quad (8)$$

となる。ここに  $B$  は定数。 $2\mu_m a$  及び  $2\mu_n b$  は振動数方程式、 $1 - \cosh x \cdot \cos x = 0$  の根で 1 次、2 次の値はそれぞれ、4.730, 7.853 となる。(1), (5), (8) 式より、任意の点の速度ポテンシャル  $\phi$  が求まり、さらに (2), (3) 式より音圧  $p$  及び音圧レベル  $SPL$  が求まる。原点  $0$  から  $P$  点までの距離  $r_0$  が板の大きさに比べて、かなり大きい遠距離での音場は次式の

ように近似できる。すなわち、

$$\begin{aligned} \phi = & \frac{j\omega B}{2\pi r_0} e^{j(\omega t - kr_0 + kz \cos \tau + \varphi)} \\ & \times \int_{-a}^a \left\{ \frac{C-D}{2} e^{\mu_m(x+a)} + \frac{C+D}{2} e^{-\mu_m(x+a)} - C \cos \mu_m(x+a) + D \sin \mu_m(x+a) \right\} e^{jkx \cos \alpha} dx \\ & \times \int_{-b}^b \left\{ \frac{C'-D'}{2} e^{\mu_n(y+b)} + \frac{C'+D'}{2} e^{-\mu_n(y+b)} - C' \cos \mu_n(y+b) + D' \sin \mu_n(y+b) \right\} e^{jky \cos \beta} dy \end{aligned} \quad (9)$$

ただし、 $C = \sinh(2\mu_m a) - \sin(2\mu_m a)$ ,  $D = \cosh(2\mu_m a) - \cos(2\mu_m a)$   
 $C' = \sinh(2\mu_n b) - \sin(2\mu_n b)$ ,  $D' = \cosh(2\mu_n b) - \cos(2\mu_n b)$ .

### 3. 音場の可視化

音場を可視化する方法としては、音響ホログラフィ<sup>4)</sup>やレーザホログラフィ<sup>5)</sup>等が研究されているが、前者はコンピュータによる回折計算を行なうため装置が大がかりになる。また後者では媒質として空気が利用できないという問題がある。

本研究では音場の音圧レベル分布を自動的に連続して測定するための装置として、LED 走査式自動音場可視化装置を試作した。この装置は3色の発光ダイオード (LED) を取り付けた

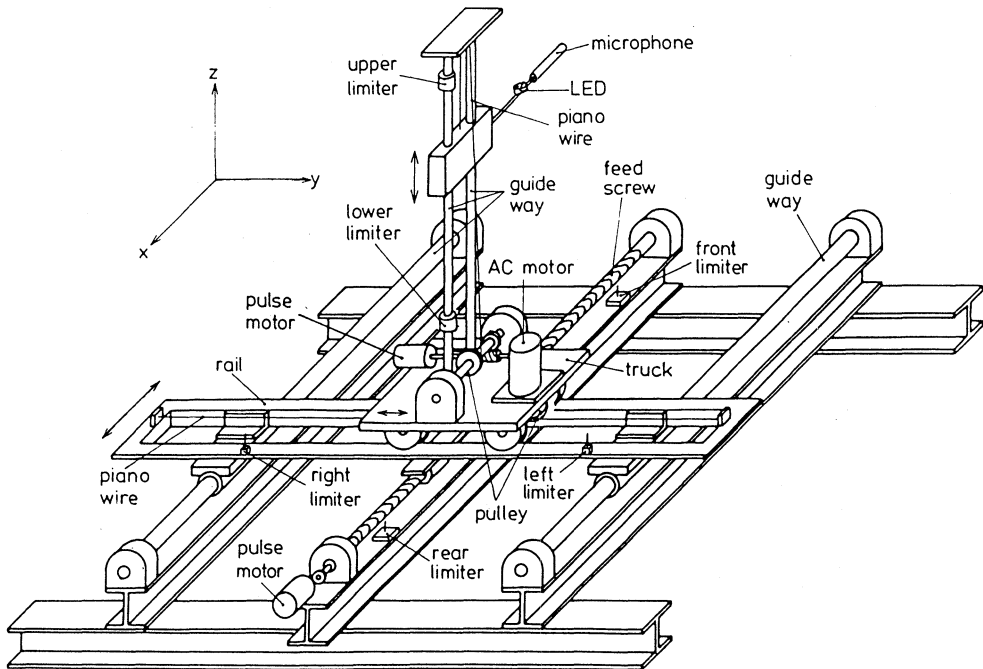


図-3 LED 走査式自動音場可視化装置



マイクロホンを直交する3軸方向に走査させるためのマイクロホン自動走査装置, 5dB ほどの音圧レベルの大きさに従って反復点滅する3色の発光ダイオードの光の流れを記録するための写真撮影装置及び制御装置から成っている。LED 走査式自動音場可視化装置の概略を図-3に示す。

#### 4. 実験装置及び実験方法

実験に用いた直方体構造は厚さ 6 mm の鋼板製で, 外形寸法 250×300×350 mm の溶接構造であるが, 底面のみ厚さ 19 mm の鋼板でボルト結合となっている。図-4 に示すように, 直方体構造はターンテーブルの上に設けられた架台上に防振ゴムを介して取り付ける。直方体構造の加振は内部に設けたスピーカーによる正弦波空気加振の方法によった。加振装置は外形寸法 160×170×200 mm の合板製スピーカーエンクロージャの向い合った側面に, スピーカーを2個取り付けられた構造となっており, その支持柱は架台に固定されている。

直方体構造の各板面の振動により形成される音場の音圧レベル分布の測定は計算結果と比較

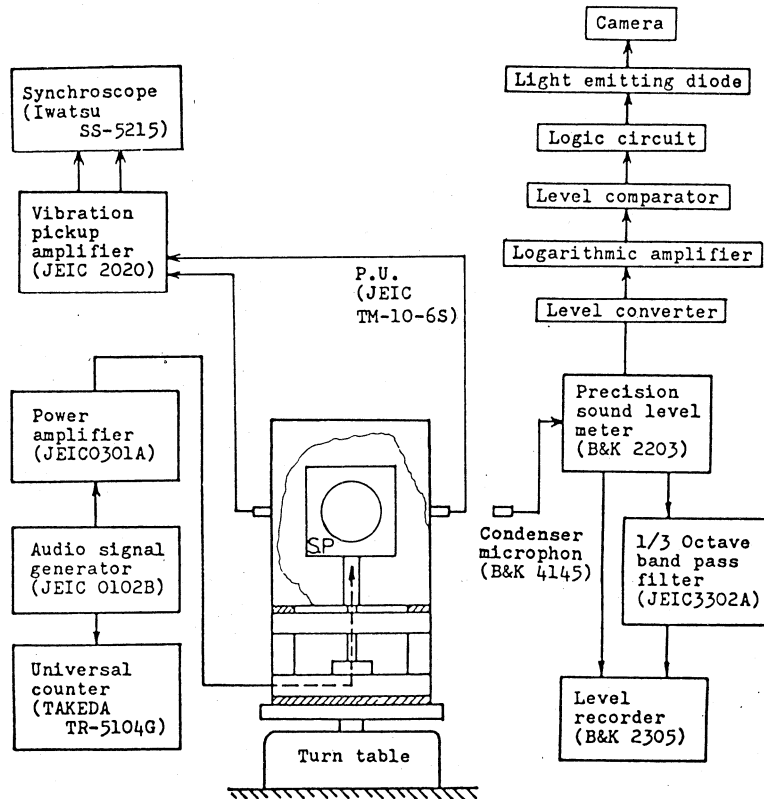


図-4 音圧レベルと振動の測定系

するために、直方体構造の中心を通る水平面内において、中心から等距離の位置でターンテーブルを回転させながら行なう。また計算に用いるデータを得るために、各振動面の基準面からの位相差及び速度振幅を測定する。さらに、音場の可視化装置により周囲の音圧レベル分布の可視化を行なう。以上の音圧レベル及び振動の測定系を図-4 に示す。

## 5. 結果及び考察

直方体構造の中心を通る水平面内で、中心から等距離における音圧レベル分布の測定結果と計算結果及び各面の振動モードの概略を、測定された共振振動数が 312 Hz, 475 Hz の場合について、図-5, 図-6 に示す。計算結果は数値積分により求めたものである。図中の計算結果 (i) は板面の振動変位曲面を周辺支持板の規準モードの変位曲面で近似した場合であり、(ii) は両端固定ばりの合成振動変位曲面で近似した場合である。また (iii) は (ii) の場合について、遠距離音場として近似積分を行なった結果を示している。共振振動数 312 Hz の場合、 $r_0=300$  mm では測定値と計算値とがかなりよく一致している。特に (ii) の値が測定値とよく一致している。(i) は少し大きめであるが、これは板周辺の境界条件が周辺支持よりも周辺固定に近いためであろう。また、(iii) の値が (ii) の値よりずれているのは、(iii) の値が遠距離音場の近似式によって求めたものであり、そのための誤差によるものである。 $r_0=1000$  mm と距離が大きくなると、特に  $90^\circ$ ,  $270^\circ$  方向では計算値が測定値よりも大きくなり、 $0^\circ$ ,  $180^\circ$  方向でやや小さくなっている。これは、312 Hz で共振状態となる II, IV 面の音が I, III 面の方へ回折する割合が、その逆の場合よりも大きくなるためと思われる。 $r_0=1000$  mm では (iii) の値

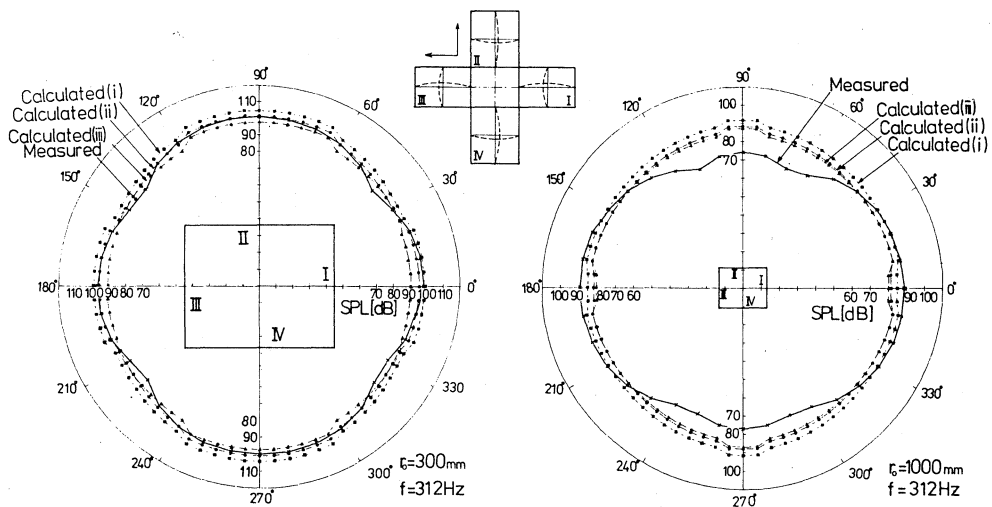


図-5 直方体の中心を通る水平面内で中心から等距離での SPL の計算値と実測値 (312 Hz)

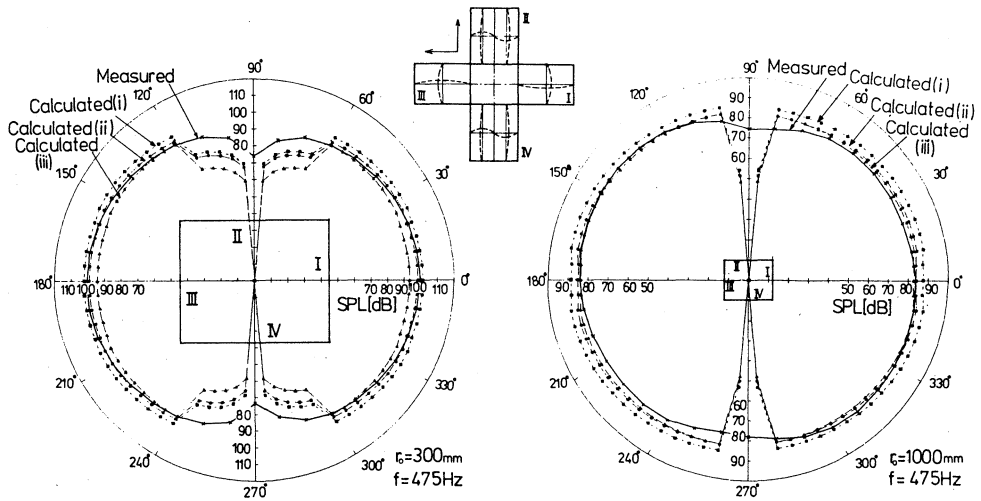


図-6 直方体の中心を通る水平面内で中心から等距離での SPL の計算値と実測値 (475 Hz)

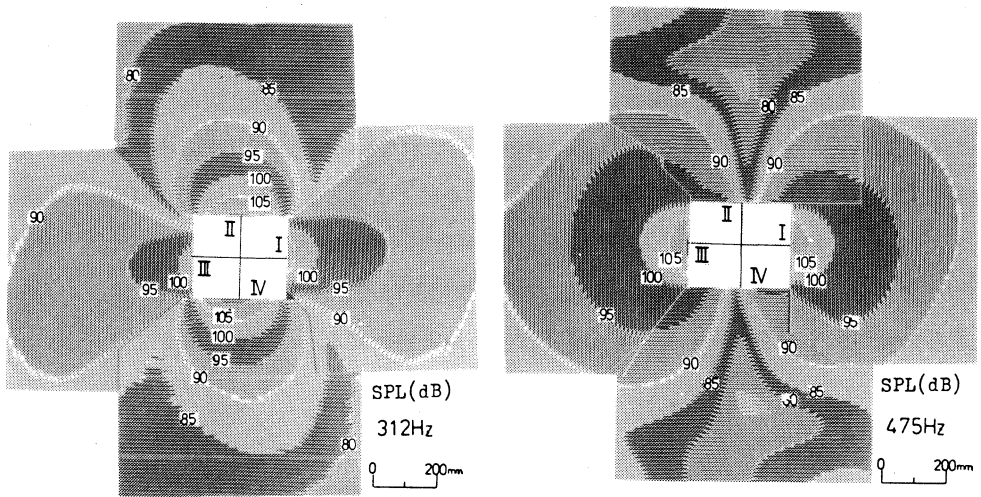


図-7 直方体の中心を通る水平面内における音圧レベル分布の可視化

が (ii) の値とほぼ一致していることがわかる。したがって、 $r_0=1000\text{ mm}$  程度になると遠距離音場の近似積分が有効となることがわかる。

次に共振振動数 475 Hz の場合には、II, IV 面が 2 次の振動モードで振動しており、II, IV 面に生ずる節の方向で計算値と測定値との間に大きな差が生じている。これは板の振動モードを規準モードで近似して計算したために、節の方向では音圧が 0 となるが、実際には回折の影響があり、また、直方体構造の製作上の不均一性の影響があるためである。節の方向を除けば、 $r_0=300\text{ mm}$  の場合、計算値と測定値とはよく一致している。 $r_0=1000\text{ mm}$  では、II, IV 面の節方向近傍の誤差の程度が小さくなっているが、距離の増大に伴う回折の影響によるものと

思われる。その他の方向では計算と測定値とは、やはり、かなりよく一致しているとみられる。

直方体構造の中心を通る水平面内での音圧レベル分布を可視化記録した結果を図-7に示す。共振振動数 312 Hz と 475 Hz についての結果から、音圧レベル分布の状態、各面の振動モード及び音場の指向性など振

動する直方体構造の周囲に形成される音場の特徴を明確に把握することができる。また、図-8は振動している直方体側面上 10 mm の距離で板面に平行に走査した音圧レベル分布を示している。この結果から可視化装置を用いることにより、非接触で板の振動モードを測定することが可能であることがわかる<sup>9)</sup>。

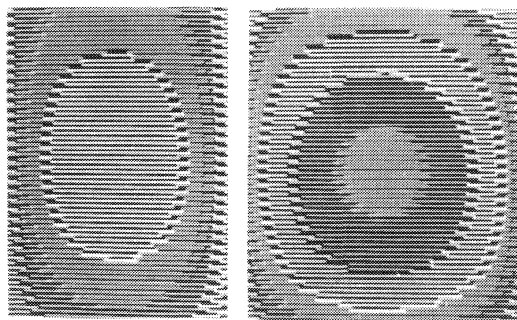


図-8 直方体構造側面上の音圧レベル分布

## 6. おわりに

直方体構造の各板面の振動により周囲空間に形成される音場の音圧レベル分布を、無限剛壁内の板面振動による放射音場の理論を基礎とし、板面の振動変位曲面を周辺支持板及び両端固定ばりの振動変位曲面で近似して求め、実測値との比較検討を行なった。さらに試作したLED走査式自動音場可視化装置を用いて、直方体構造の各板面振動により形成される音圧レベル分布の可視化を行なった。以上の結果から次のような結論が得られた。

- 1) 直方体構造の各板面が1次の振動モードで振動している場合には、中心からの距離が大きくなるにつれ回折の影響がみられるが、音圧レベル分布の計算結果と測定結果とは、全体的にかなりよい対応を示している。このことから用いた計算方法により、直方体構造物の周囲音の状態を推定することができる。
- 2) 板面が2次の振動モードで振動している場合には、直方体構造の中心からみた節の方向で音圧レベルが低下する。このことは理論から明らかであり、回折の影響があるため、この方向では計算値と測定値とに大きな差ができる。しかし、他の方向ではよい対応を示している。
- 3) 直方体構造の板面振動の近似振動変位曲面としては、両端固定の合成ばりを用いた方が周辺支持板の場合よりも近似度がよい。
- 4) LED走査式自動音場可視化装置により音圧レベル分布の可視化を行なうと音圧レベル分布の状態、音場の指向性、音波の回折の状態など音場の特徴を明確に把握することが

でき、さらに、非接触で板面の振動モードを知ることができる。

文 献

- 1) 飛瀬 修・西田公至: 昭和 56 年度精機学会春季大会学術講演論文集 p. 245.
- 2) Nishida, K. Tobise, O.: Bull. Japan Soc. of Prec. Engg., 15, (4) 267 (1981).
- 3) E. Skudrzyk: The Foundation of Acoustics, p. 594 (Springer-Verlag, N. Y. 1971).
- 4) たとえば, 梅沢清彦: 機械の研究 30, (3) 359 (1978).
- 5) たとえば, 古賀達蔵: 機械の研究 29, (10) 1161 (1977).
- 6) 飛瀬 修・西田公至: 昭和 55 年度精機学会秋季大会学術講演論文集 p. 231.

# A Note of Vibrational Rate Equations for CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> System Applied to CO<sub>2</sub> Gasdynamic Laser

Kazuo Maeno

## ABSTRACT

The detailed derivation of molecular vibrational rate equations in CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> (+He) system is presented, based on the assumption of three-mode model. Also given is an improvement of the form of derived rate equations with temperature expression, which is convenient to time-dependent numerical analysis. A quasi-onedimensional estimation of the characteristics of CO<sub>2</sub> gasdynamic laser by these equations was performed with the aid of mass, momentum, energy conservation, and equation of state. Explicit time-dependent technique devised by MacCormack was employed. The estimated performance of CO<sub>2</sub> gasdynamic laser shows reasonable agreement with the result from conventional CO<sub>2</sub> GDL analysis.

## NOMENCLATURE

- $C_i$  : Mass fraction of  $i$ -th gas  
 $e_i^q$  : Vibrational energy per unit mass of  $i$ -th gas (mode)  
 $e_i^v$  : Vibrational energy per unit volume of  $i$ -th gas (mode)  
 $f$  : Activation factor, fraction of collisions that involves sufficient energy  
 $g_l$  : Statistical weight of  $l$ -th energy level  
 $h$  : Planck's constant,  $h=6.6256 \times 10^{-34}$  Jsec  
 $k$  : Boltzmann constant,  $k=1.38054 \times 10^{-23}$  J/K  
 $K_N, K_C$  : Rate constants for  $T-V$  process defined by Eqs. (3-17) and (3-18)  
 $l$  : Quantum number of an energy level  
 $m_i$  : Molecular weight of  $i$ -th gas  
 $M$  : Collisional partner molecule  
 $N_i$  : Number (population) density of  $i$ -th gas per unit volume,  $N_i = \sum_{l=0}^{\infty} N_{i,l}$   
 $N_{i,l}$  : Number density of  $i$ -th gas per unit volume in energy level  $\epsilon_l$   
 $N_{i,l}^r$  : Number density of  $l$ -th energy level in  $i$ -th mode with  $r$ -th level in  $j$ -th mode  
 $P$  : Steric factor, fraction of sufficiently energetic collisions for reaction  
 $P_c$  : rate constant of intramolecular  $V-V$  process defined by Eq. (4-7)  
 $Q_i^v$  : Vibrational partition function of  $i$ -th gas

Department of Industrial Mechanical Engineering Muroran Institute of Technology

- $Q_{CN}$  : Rate constant of intermolecular  $V-V$  process defined by Eq. (4-8)  
 $R_i$  : Gas constant of  $i$ -th gas,  $R_i = k/m_i$   
 $r$  : Quantum number of a vibrational energy level  
 $T$  : Temperature, or translational temperature  
 $x_i, x_r$  : Normalized number densities defined by Eqs. (3-46)  
 $x_i^r$  : Normalized number density defined by Eqs. (3-46)  
 $X_i$  : Molar fraction of  $i$ -th gas  
 $Z$  : Number of molecular collisions per unit volume, per unit time  
 $z_{i,j}$  : Number of molecular collisions between  $i$ -th and  $j$ -th gases (modes)  
 $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \nu_N$  : Symmetric, bending, asymmetric vibrational mode of  $\text{CO}_2$ , and vibrational mode of  $\text{N}_2$ , also denoting the energy frequencies of these modes  
 $\epsilon_l$  : Vibrational energy of a molecule,  $\epsilon = l h \nu$ ,  $l = 0, 1, 2, \dots$   
 $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_N$  : Vibrational characteristic temperatures of modes  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ , and  $\nu_N$   
 $\nu$  : Frequency of energy (radiated light),  $c = \lambda \nu$   
 $\tau_{i,j}$  : Relaxation time of energy transfer between  $i$ -th and  $j$ -th gases (modes)

### Subscripts

- 1, 2, 3,  $N$  : Vibrational modes  $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \nu_N$   
 12 : The first mode of three-mode model, combined mode  $\nu_1$  and  $\nu_2$   
 C :  $\text{CO}_2$   
 N :  $\text{N}_2$   
 H, He : He  
 $l, r$  : Quantum numbers

## 1. INTRODUCTION

With the progress of investigations about  $\text{CO}_2$  gasdynamic laser (GDL), new applications have been in our scope to technology such as isotope separation, space energy transmission, laser fusion, or material processing. Together with these applicational approach, the clarification of fundamental phenomena in  $\text{CO}_2$  GDL is still of importance. As regards the general characteristics of gasdynamic lasers, the reviewed volumes by Anderson<sup>1)</sup> and Losev<sup>2)</sup> should be referred.

In analyzing the fundamental performance of  $\text{CO}_2$  GDL, a system of vibrational relaxation equations that dominate energy transitions in laser gas system ( $\text{CO}_2$ - $\text{N}_2$ ) play a principal role. Several rate equations have been derived corresponding to the model of  $\text{CO}_2$ - $\text{N}_2$  vibrational relaxation processes<sup>1),3),4)</sup>. Among others commonly employed are the

rate equations based on three-mode model, which were dissertated by Lee<sup>5)</sup> or Anderson<sup>6)</sup> in the standard formulation. The detailed deduction of these equations, however, is not so familiar to aerodynamicist who investigates CO<sub>2</sub> GDL from the fluid dynamical aspect, and some misunderstanding for rate equations may occur without regarding the difference of kinetic models, e. g. those of intramolecular processes.

Anderson<sup>1)</sup> gave partly the information of these formulations following the work of Munjee<sup>7)</sup>, which is not enough to understand the intramolecular vibrational-vibrational energy transfer of CO<sub>2</sub>. The derivation of these equations was given also by Suzuki<sup>8)</sup> in detailed form.

This paper presents the detailed formulation of vibrational relaxation rate equations for CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> system, according to the method reported by Suzuki, with further refinement. Also an improvement of the form of rate equations is discussed in order to apply them with computational facility to the numerical time-dependent analysis of CO<sub>2</sub> GDL.

## 2. VIBRATIONAL KINETICS

Under the condition that dissociation or ionization of molecules are not prevailing, the probabilities of detailed energy transfer in CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> system are ultimately specified by the following vibrational kinetic reactions;

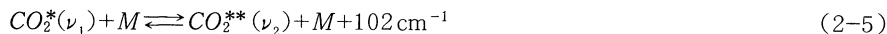
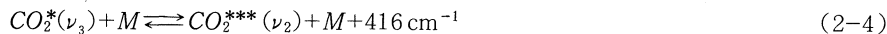
Translational-Vibrational (*T-V*) Processes



Intermolecular Vibrational-Vibrational (*V-V*) Processes



Intramolecular Vibrational-Vibrational (*V-V*) Processes



In these kinetic reactions, the asterisks denote the vibrational quantum level in a given mode, and *M* represents a collisional partner which may be CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, (He). The intramolecular *V-V* process given by Eq. (2-5) is well known as Fermi Resonance, where the energy transition is so fast that modes  $\nu_1$  and  $\nu_2$  can be reasonably assumed to relax in equilibrium. Though the reaction by Eq. (2-3) can also be supposed as near-resonance



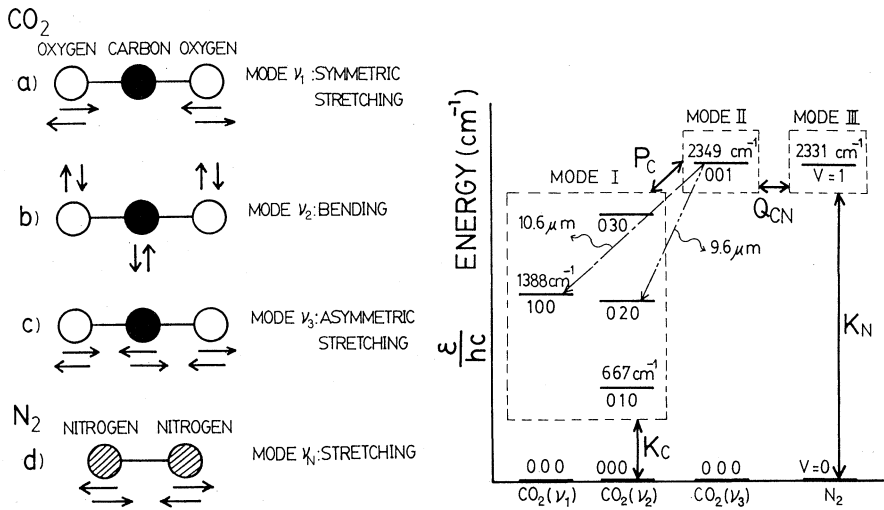


Fig. 1 Vibrational modes and energy levels of  $\text{CO}_2\text{-N}_2$  molecules. (three-mode model)

called “energy pumping”, these modes are treated separately because of the intermolecular effect and of the applicability of this analysis to laser energy extraction. According to the conditions above mentioned, three-mode model can be assumed in vibrational kinetics of  $\text{CO}_2\text{-N}_2$  (+He) system, which is shown in Fig. 1.

### 3. FORMULATION OF RATE EQUATIONS

#### 3-1. Vibrational Energy, Transition Probability, and General Rate Equation

As for the processes shown in Fig. 1, vibrational rate equations can be derived in correspondence with Eqs. (2-1) to (2-4). Before penetrating into the each detailed rate process, several fundamental relations of molecular statistics are outlined.

The vibrational energy of unit mass of  $i$ -th gas,  $e_i^v$ , is given by

$$e_i^v = \frac{e_i^v}{N_i m_i} = \frac{1}{N_i m_i} \sum_{l=0}^{\infty} N_{i,l} \epsilon_l = \frac{1}{N_i m_i} \sum_{l=0}^{\infty} N_{i,l} l h \nu, \quad (3-1)$$

where number density per unit volume,  $N_i$ , is defined by the number (population) density of  $i$ -th gas,  $N_{i,l}$ , in energy level  $\epsilon_l$  as

$$N_i = \sum_{l=0}^{\infty} N_{i,l}, \quad \epsilon_l = l h \nu.$$

From local thermodynamic equilibrium (Treanor Equilibrium) defined by temperature

$T$ , Boltzmann distribution in  $l$ -th energy level can be formed as

$$N_{i,l} = N_i \frac{g_l \exp\left(-\frac{\epsilon_l}{kT}\right)}{Q_i^v} \quad (3-2)$$

The statistical weight  $g_l$  of  $l$ -th level is regarded as unity, and  $Q_i^v$  is partition function of  $i$ -th gas to give

$$Q_i^v = \sum_{l=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{lh\nu}{kT}\right) = \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)}, \quad (3-3)$$

for the system of harmonic oscillators. In terms of the combination  $h\nu/k$  called characteristic temperature,  $\theta_\nu$ , Eqs. (3-2) and (3-3) become

$$\left. \begin{aligned} N_{i,l} &= N_i \exp\left(-\frac{l\theta_\nu}{T}\right) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\theta_\nu}{T}\right) \right\}, \\ Q_i^v &= \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{\theta_\nu}{T}\right)}, \end{aligned} \right\} \quad (3-4)$$

and vibrational energy  $e_i^v$  of Eq. (3-1) is expressed as follows<sup>9)</sup>,

$$e_i^v = RT^2 \frac{\partial}{\partial T} \ln Q_i^v = \frac{\theta_\nu R}{\exp\left(\frac{\theta_\nu}{T}\right) - 1}. \quad (3-5)$$

These relations are applied to the gas of diatomic molecule. For polyatomic molecules the relations can be extended, and the following equations are obtained about CO<sub>2</sub> under the assumptions of local equilibriums;

$$e_c^v = (e_1^v + 2e_2^v + e_3^v) = \frac{R_c \theta_1}{\exp\left(\frac{\theta_1}{T_{12}}\right) - 1} + \frac{2R_c \theta_2}{\exp\left(\frac{\theta_2}{T_{12}}\right) - 1} + \frac{R_c \theta_3}{\exp\left(\frac{\theta_3}{T_3}\right) - 1}, \quad (3-6)$$

$$Q_c^v = \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\theta_1}{T_{12}}\right) \right\}^{-1} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\theta_2}{T_{12}}\right) \right\}^{-2} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\theta_3}{T_3}\right) \right\}^{-1}, \quad (3-7)$$

where  $T_{12} \equiv T_1 = T_2$ ,  $T_3$  are vibrational temperatures that define the local equilibrium vibrational energies,  $R_c$  is the gas constant of CO<sub>2</sub>, and  $\theta_1$ ,  $\theta_2$ ,  $\theta_3$  denote vibrational characteristic temperature for each mode in Fig. 1,  $\theta_1 = 1997$  K,  $\theta_2 = 960$  K,  $\theta_3 = 3380$  K, ( $\theta_N = 3353$  K). The energy  $e_i^v$  is extended to the local vibrational energy in  $i$ -th mode of CO<sub>2</sub>. The factor 2 of the second term in the right-hand side of Eq. (3-6) represents the degeneracy in  $\nu_2$  mode.

In the process of vibrational energy transfer by molecular collision, the rate of a reaction is presented in the following general expression<sup>10</sup>;

$$\begin{aligned} \left( \begin{array}{l} \text{Number of collisions} \\ \text{which take transition} \\ \text{per unit volume, per} \\ \text{unit time.} \end{array} \right) &= \left( \begin{array}{l} \text{Number of collisions} \\ \text{per unit volume, per} \\ \text{unit time.} \end{array} \right) \times \left( \begin{array}{l} \text{Fraction of collisions} \\ \text{that involve sufficient} \\ \text{energy.} \\ \text{[activation factor]}f \end{array} \right) \\ &\times \left( \begin{array}{l} \text{Fraction of sufficiently energetic} \\ \text{collisions resulting in actual reaction,} \\ \text{defined by quantum mechanics.} \\ \text{[steric factor]}P \end{array} \right) \end{aligned} \quad (3-8)$$

The combination  $fP$  is usually considered as transition probability. Activation factor  $f$  can be evaluated from equilibrium kinetic theory<sup>10</sup> or simply from the principle of detailed balancing<sup>11</sup> to give

$$\left. \begin{aligned} f\left[ \begin{array}{l} l', l'+1 \\ i \end{array} \right] &= \exp\left(-\frac{\theta_v}{T}\right) & \text{for } l \rightarrow l+1, \\ f\left[ \begin{array}{l} l+1, l \\ i \end{array} \right] &= 1 & \text{for } l+1 \rightarrow l. \end{aligned} \right\} (3-9)$$

Using the terms above mentioned, obtained is the general rate equation that represents the change per unit time of number density of harmonic oscillators in  $l$ -th vibrational energy level as follows;

$$\begin{aligned} \frac{dN_{i,l}}{dt} &= z_{iM} N_M N_{i,l+1} f\left[ \begin{array}{l} l+1, l \\ i \end{array} \right] P\left[ \begin{array}{l} l+1, l \\ i \end{array} \right] - z_{iM} N_M N_{i,l} f\left[ \begin{array}{l} l', l'+1 \\ i \end{array} \right] P\left[ \begin{array}{l} l', l'+1 \\ i \end{array} \right] \\ &\quad - z_{iM} N_M N_{i,l} f\left[ \begin{array}{l} l', l'-1 \\ i \end{array} \right] P\left[ \begin{array}{l} l', l'-1 \\ i \end{array} \right] + z_{iM} N_M N_{i,l-1} f\left[ \begin{array}{l} l-1, l \\ i \end{array} \right] P\left[ \begin{array}{l} l-1, l \\ i \end{array} \right], \end{aligned} \quad (3-10)$$

where  $z_{iM}$  is collision frequency between  $i$ -th gas and  $M$ , and the bracket  $\left[ \begin{array}{l} l', l'+1 \\ i \end{array} \right]$  denotes the transition of  $l$ -th quantum level of  $i$ -th molecule to  $l+1$  level.

### 3-2. T-V Energy Transfer

Regarding the transition probability, Landau-Teller's condition in quantum mechanics gives the following relations for steric factor,

$$\left. \begin{aligned} P\left[ \begin{array}{l} l', l'+1 \\ i \end{array} \right] &= P\left[ \begin{array}{l} l+1, l \\ i \end{array} \right], \\ P\left[ \begin{array}{l} l+1, l \\ i \end{array} \right] &= (l+1)P\left[ \begin{array}{l} l, 0 \\ i \end{array} \right]. \end{aligned} \right\} (3-11)$$

From Eqs. (3-9) and (3-11), the general rate equation (3-10) becomes in the following form,

$$\frac{dN_{i,l}}{dt} = z_{iM} N_M P [i^{1,0}] \left[ (l+1) N_{i,l+1} - l N_{i,l} + \exp\left(-\frac{\theta_\nu}{T}\right) \{ l N_{i,l-1} - (l+1) N_{i,l} \} \right]. \quad (3-12)$$

As the vibrational energy  $e_i^v$  is expressed by Eq. (3-1), the rate of energy change is obtained by multiplying  $lh\nu$  to Eq. (3-12) and summing them over to give

$$\frac{de_i^v}{dt} = \frac{1}{N_i m_i} z_{iM} N_M P [i^{1,0}] h\nu \sum_{l=0}^{\infty} \left[ l(l+1) N_{i,l+1} - l^2 N_{i,l} + \exp\left(-\frac{\theta_\nu}{T}\right) \{ l^2 N_{i,l-1} - l(l+1) N_{i,l} \} \right]. \quad (3-13)$$

In the bracket of right-hand side of this equation, we have

$$\sum_{l=0}^{\infty} \{ l(l+1) N_{i,l+1} - l^2 N_{i,l} \} = \sum_{l=0}^{\infty} (l-1) l N_{i,l} - \sum_{l=0}^{\infty} l^2 N_{i,l} = - \sum_{l=0}^{\infty} l N_{i,l}, \quad (3-14)$$

and

$$\sum_{l=0}^{\infty} \{ l^2 N_{i,l-1} - l(l+1) N_{i,l} \} = \sum_{l=0}^{\infty} l N_{i,l} + \sum_{l=0}^{\infty} N_{i,l}. \quad (3-15)$$

With these relations, Eq. (3-13) is rewritten as

$$\begin{aligned} \frac{de_i^v}{dt} &= \frac{1}{N_i m_i} z_{iM} N_M P [i^{1,0}] \left[ - \sum_{l=0}^{\infty} l h\nu N_{i,l} + \exp\left(-\frac{\theta_\nu}{T}\right) \left( \sum_{l=0}^{\infty} l h\nu N_{i,l} + h\nu \sum_{l=0}^{\infty} N_{i,l} \right) \right] \\ &= \frac{1}{N_i m_i} z_{iM} N_M P [i^{1,0}] \left\{ -e_i^v + \exp\left(-\frac{\theta_\nu}{T}\right) (e_i^v + k\theta_\nu N_i) \right\} \\ &= z_{iM} N_M P [i^{1,0}] \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\theta_\nu}{T}\right) \right\} \left\{ \frac{R_i \theta_\nu}{\exp\left(\frac{\theta_\nu}{T}\right) - 1} - e_i^v \right\}. \end{aligned} \quad (3-16)$$

This is the rate equation for  $T$ - $V$  process, and applying this relation to  $N_2$  and  $\nu_2$  mode of CO<sub>2</sub> (Eqs. (2-1) and (2-2)), following rate equations are represented;

$$\begin{aligned} \left( \frac{de_N^v}{dt} \right)_{T-V} &= z_{NM} N_M P [N^{1,0}] \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\theta_N}{T}\right) \right\} \left\{ \frac{R_N \theta_N}{\exp\left(\frac{\theta_N}{T}\right) - 1} - e_N^v \right\} \\ &= K_N \left\{ \frac{R_N \theta_N}{\exp\left(\frac{\theta_N}{T}\right) - 1} - e_N^v \right\}, \end{aligned} \quad (3-17)$$

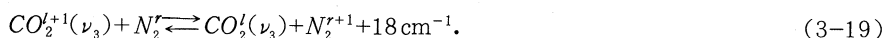
$$\begin{aligned} \left( \frac{de_2^v}{dt} \right)_{T-V} &= z_{CM} N_M P [\nu_2^{1,0}] \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\theta_2}{T}\right) \right\} \left\{ \frac{R_C \theta_2}{\exp\left(\frac{\theta_2}{T}\right) - 1} - e_2^v \right\} \\ &= K_C \left\{ \frac{R_C \theta_2}{\exp\left(\frac{\theta_2}{T}\right) - 1} - e_2^v \right\}, \end{aligned} \quad (3-18)$$

where  $R_N$  is the gas constant of  $N_2$ , and  $K_N, K_C$  denote the rate constants for  $T$ - $V$  pro-

cesses.

### 3-3. Intermolecular V-V Energy Transfer

As for the intermolecular process in CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>, following kinetic reaction should be considered;



Equation (2-3) corresponds to the case of the lowest quantum level of this equation, and it presents the model to determine the kinetic rate constant associated with transition probability in undermentioned procedure. Similar to Eq. (3-9) from the principle of detailed balancing, activation factor  $f$  for this intermolecular reaction can be obtained as

$$\left. \begin{aligned} f[\nu_3; N_2] &= \exp\left(-\frac{\theta_3 - \theta_N}{T}\right), \\ f[\nu_3; N_2] &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (3-20)$$

and the relations between steric factors are given by

$$\left. \begin{aligned} P[\nu_3; N_2] &= (l+1)(r+1)P[\nu_3; N_2]^{1,0,0,1}, \\ P[\nu_3; N_2] &= P[\nu_3; N_2]^{l,l+1,r,r+1} \end{aligned} \right\} \quad (3-21)$$

#### A) Intermolecular Transition Rate for Mode $\nu_3$ of CO<sub>2</sub>

With the aid of relations aforementioned, the energy transferred into mode  $\nu_3$  of CO<sub>2</sub> can be estimated. In the similar manner as Eq. (3-10), general intermolecular rate equation from Eq. (3-19) has the following summed form,

$$\begin{aligned} \frac{dN_{3,l}}{dt} &= \sum_{r=0}^{\infty} z_{CN} N_{3,l+1} N_{N,r} f[\nu_3; N_2]^{l+1,l,r,r+1} P[\nu_3; N_2]^{l+1,l,r,r+1} \\ &\quad - \sum_{r=0}^{\infty} z_{CN} N_{3,l} N_{N,r+1} f[\nu_3; N_2]^{l,l+1,r+1,r} P[\nu_3; N_2]^{l,l+1,r+1,r} \\ &\quad - \sum_{r=0}^{\infty} z_{CN} N_{3,l} N_{N,r} f[\nu_3; N_2]^{l,l-1,r,r+1} P[\nu_3; N_2]^{l,l-1,r,r+1} \\ &\quad + \sum_{r=0}^{\infty} z_{CN} N_{3,l-1} N_{N,r+1} f[\nu_3; N_2]^{l-1,l,r+1,r} P[\nu_3; N_2]^{l-1,l,r+1,r}. \end{aligned} \quad (3-22)$$

Substituting Eqs. (3-20) and (3-21), and with rearrangement we have

$$\begin{aligned} \frac{dN_{3,l}}{dt} &= z_{CN} P[\nu_3; N_2]^{1,0,0,1} \left\{ (l+1)N_{3,l+1} - lN_{3,l} \right\} \sum_{r=0}^{\infty} (r+1)N_{N,r} \\ &\quad - \left\{ (l+1)N_{3,l} - lN_{3,l-1} \right\} \exp\left(-\frac{\theta_3 - \theta_N}{T}\right) \sum_{r=0}^{\infty} (r+1)N_{N,r+1}. \end{aligned} \quad (3-23)$$

The summation terms can be modified as

$$\begin{aligned} \sum_{r=0}^{\infty} (r+1)N_{N,r} &= \sum_{r=0}^{\infty} rN_{N,r} + \sum_{r=0}^{\infty} N_{N,r} = \frac{1}{h\nu_N} \sum_{r=0}^{\infty} h\nu_N r N_{N,r} + N_N \\ &= N_N \left( \frac{e_N^V}{N_N \theta_N k} + 1 \right), \end{aligned} \quad (3-24)$$

and

$$\sum_{r=0}^{\infty} (r+1)N_{N,r+1} = \sum_{r=0}^{\infty} rN_{N,r} = \frac{e_N^V}{k\theta_N}, \quad (3-25)$$

to give

$$\begin{aligned} \frac{dN_{3,l}}{dt} &= z_{CN} N_N P[\nu_3; N_2] \left[ \left\{ (l+1)N_{3,l+1} - lN_{3,l} \right\} \left( \frac{e_N^V}{N_N \theta_N k} + 1 \right) \right. \\ &\quad \left. - \left\{ (l+1)N_{3,l} - lN_{3,l-1} \right\} \exp\left(\frac{\theta_N - \theta_3}{T}\right) \frac{e_N^V}{N_N \theta_N k} \right]. \end{aligned} \quad (3-26)$$

The rate of energy change of  $e_3^V$  per unit volume is now obtained by multiplying  $lh\nu_3$  to both sides of this equation and summing them over,

$$\begin{aligned} \sum_{l=0}^{\infty} lh\nu_3 \frac{dN_{3,l}}{dt} &= z_{CN} N_N P[\nu_3; N_2] \sum_{l=0}^{\infty} lh\nu_3 \left[ \left\{ (l+1)N_{3,l+1} - lN_{3,l} \right\} \left( \frac{e_N^V}{N_N \theta_N k} + 1 \right) \right. \\ &\quad \left. - \left\{ (l+1)N_{3,l} - lN_{3,l-1} \right\} \exp\left(\frac{\theta_N - \theta_3}{T}\right) \frac{e_N^V}{N_N \theta_N k} \right], \end{aligned} \quad (3-27)$$

then we have

$$\begin{aligned} \frac{de_3^V}{dt} &= z_{CN} N_N P[\nu_3; N_2] h\nu_3 \left[ \left( \frac{e_N^V}{N_N \theta_N k} + 1 \right) \sum_{l=0}^{\infty} \left\{ l(l+1)N_{3,l+1} - l^2 N_{3,l} \right\} \right. \\ &\quad \left. - \frac{e_N^V}{N_N \theta_N k} \exp\left(\frac{\theta_N - \theta_3}{T}\right) \sum_{l=0}^{\infty} \left\{ l(l+1)N_{3,l} - l^2 N_{3,l-1} \right\} \right]. \end{aligned} \quad (3-28)$$

The summation terms in the right-hand side are replaced as

$$\sum_{l=0}^{\infty} \left\{ l(l+1)N_{3,l+1} - l^2 N_{3,l} \right\} = \sum_{l=1}^{\infty} (l-1)lN_{3,l} - \sum_{l=0}^{\infty} l^2 N_{3,l} = -\frac{e_3^V}{k\theta_3}, \quad (3-29)$$

and

$$\begin{aligned} \sum_{l=0}^{\infty} \left\{ l(l+1)N_{3,l} - l^2 N_{3,l-1} \right\} &= \sum_{l=0}^{\infty} l(l+1)N_{3,l} - \sum_{l=-1}^{\infty} (l+1)^2 N_{3,l} \\ &= -\sum_{l=1}^{\infty} (l+1)N_{3,l} \\ &= -\left( \frac{e_3^V}{\theta_3 k} + N_C \right). \end{aligned} \quad (3-30)$$

Equation (3-28) thus has the form

$$\frac{de_3^V}{dt} = z_{CN} N_N P[\nu_3; N_2] \left[ \frac{e_N^V}{N_N \theta_N k} \exp\left(\frac{\theta_N - \theta_3}{T}\right) (e_3^V + N_C k \theta_3) - \left( \frac{e_N^V}{N_N \theta_N k} + 1 \right) e_3^V \right]. \quad (3-31)$$

Using the equations for energies per unit mass and gas constants,

$$e_3^v = \frac{e_3^v}{N_C m_C}, \quad e_N^v = \frac{e_N^v}{N_N m_N}, \quad R_C = \frac{k}{m_C}, \quad \text{and} \quad R_N = \frac{k}{m_N}, \quad (3-32)$$

the equation of intermolecular V-V energy transfer rate per unit mass into  $\nu_3$  mode of CO<sub>2</sub> is transformed as follows,

$$\left( \frac{de_3^v}{dt} \right)_{V-V}^{INT} = z_{CN} N_N P[\nu_3; N_2] \left[ \frac{e_N^v}{R_N \theta_N} \exp\left(\frac{\theta_N - \theta_3}{T}\right) (e_3^v + R_C \theta_3) - \left(\frac{e_N^v}{R_N \theta_N} + 1\right) e_3^v \right]. \quad (3-33)$$

### B) Intermolecular Transition Rate for $N_2$

Similar to Eq. (3-10), the general rate equation of  $r$ -th energy level of  $N_2$  has the form;

$$\begin{aligned} \frac{dN_{N,r}}{dt} = & \sum_{l=0}^{\infty} z_{CN} N_{3,l} N_{N,r+1} f[\nu_3; N_2] P[\nu_3; N_2] \\ & - \sum_{l=0}^{\infty} z_{CN} N_{3,l+1} N_{N,r} f[\nu_3; N_2] P[\nu_3; N_2] \\ & - \sum_{l=0}^{\infty} z_{CN} N_{3,l} N_{N,r} f[\nu_3; N_2] P[\nu_3; N_2] \\ & + \sum_{l=0}^{\infty} z_{CN} N_{3,l+1} N_{N,r-1} f[\nu_3; N_2] P[\nu_3; N_2]. \end{aligned} \quad (3-34)$$

Through the same procedure, following relations are obtained;

$$\begin{aligned} \frac{dN_{N,l}}{dt} = & z_{CN} P[\nu_3; N_2] \left[ \exp\left(\frac{\theta_N - \theta_3}{T}\right) \left\{ (r+1) N_{N,r+1} - r N_{N,r} \right\} \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) N_{3,l} \right. \\ & \left. - \left\{ (r+1) N_{N,r} - r N_{N,r-1} \right\} \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) N_{3,l+1} \right], \end{aligned} \quad (3-35)$$

$$\left. \begin{aligned} \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) N_{3,l} &= \frac{e_3^v}{k\theta_3} + N_C, \\ \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) N_{3,l+1} &= \frac{e_3^v}{k\theta_3}, \end{aligned} \right\} \quad (3-36)$$

$$\begin{aligned} \sum_{r=0}^{\infty} r h \nu_N \frac{dN_{N,r}}{dt} &= \frac{de_N^v}{dt} \\ &= z_{CN} N_C P[\nu_3; N_2] \left[ \exp\left(\frac{\theta_N - \theta_3}{T}\right) \left( \frac{e_3^v}{N_C \theta_3 k} + 1 \right) h \nu_N \left\{ \sum_{r=0}^{\infty} r(r+1) N_{N,r+1} - \sum_{r=0}^{\infty} r^2 N_{N,r} \right\} \right. \\ & \quad \left. - \frac{e_3^v h \nu_N}{N_C \theta_3 k} \left\{ \sum_{r=0}^{\infty} r(r+1) N_{N,r} - \sum_{r=0}^{\infty} r^2 N_{N,r} \right\} \right], \end{aligned} \quad (3-37)$$

$$\left. \begin{aligned} \sum_{r=0}^{\infty} \left\{ r(r+1) N_{N,r+1} - r^2 N_{N,r} \right\} &= -\frac{e_N^v}{\theta_N k}, \\ \sum_{r=0}^{\infty} \left\{ r(r+1) N_{N,r} - r^2 N_{N,r} \right\} &= -\left( \frac{e_N^v}{\theta_N k} + N_N \right), \end{aligned} \right\} \quad (3-38)$$

and finally for the energy transferred into  $N_2$  per unit mass,

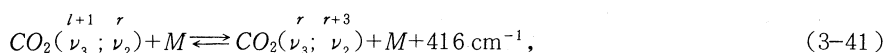
$$\left(\frac{de_N^v}{dt}\right)_{v-v}^{INT} = z_{CN} N_C P[\nu_3; N_2]^{1,0 \ 0,1} \left[ (e_N^v + R_N \theta_N) \frac{e_3^v}{R_C \theta_3} - e_N^v \exp\left(\frac{\theta_N - \theta_3}{T}\right) \left(\frac{e_3^v}{R_C \theta_3} + 1\right) \right] \quad (3-39)$$

$$= -\frac{C_C \theta_N}{C_N \theta_3} \left(\frac{de_3^v}{dt}\right)_{v-v}^{INT}, \quad (3-40)$$

where  $C_C$  and  $C_N$  are mass fractions of CO<sub>2</sub> and N<sub>2</sub>.

### 3-4. Intramolecular V-V Energy Transfer

The intramolecular reaction between  $\nu_3$  and  $\nu_2$  modes of CO<sub>2</sub> is specified as



where Eq. (2-4) stands for the lowest reaction level to determine the rate constant. The principle of detailed balancing is extended to  $r \rightarrow r+3$  change of quantum number, and activation factor is given by

$$\left. \begin{aligned} f[\nu_3; \nu_2]^{l,l+1 \ r,r+3} &= \exp\left(-\frac{\theta_3 - 3\theta_2}{T}\right), \\ f[\nu_3; \nu_2]^{l+1,l \ r,r+3} &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (3-42)$$

Also extended is Landau-Teller's condition to  $r \rightarrow r+3$  change, and from quantum mechanics the relations of steric factors are

$$\left. \begin{aligned} P[\nu_3; \nu_2]^{l+1,l \ r,r+3} &= \frac{1}{6} (l+1)(r+1)(r+2)(r+3) P[\nu_3; \nu_2]^{1,0 \ 0,3}, \\ P[\nu_3; \nu_2]^{l+1,l \ r,r+3} &= P[\nu_3; \nu_2]^{l,l+1 \ r,r+3}. \end{aligned} \right\} \quad (3-43)$$

#### A) Intramolecular Transition Rate for Mode $\nu_3$ of CO<sub>2</sub>

Corresponding to Eq. (3-10), general rate equation for  $l$ -th level of mode  $\nu_3$  can be written as

$$\begin{aligned} \frac{dN_{3,l}}{dt} &= \sum_{r=0}^{\infty} z_{CM} N_M N_{3,l+1}^{2,r} f[\nu_3; \nu_2]^{l+1,l \ r,r+3} P[\nu_3; \nu_2]^{l+1,l \ r,r+3} \\ &\quad - \sum_{r=0}^{\infty} z_{CM} N_M N_{3,l}^{2,r+3} f[\nu_3; \nu_2]^{l,l+1 \ r+3,r} P[\nu_3; \nu_2]^{l,l+1 \ r+3,r} \\ &\quad - \sum_{r=0}^{\infty} z_{CM} N_M N_{3,l}^{2,r} f[\nu_3; \nu_2]^{l,l-1 \ r,r+3} P[\nu_3; \nu_2]^{l,l-1 \ r,r+3} \\ &\quad + \sum_{r=0}^{\infty} z_{CM} N_M N_{3,l-1}^{2,r+3} f[\nu_3; \nu_2]^{l-1,l \ r+3,r} P[\nu_3; \nu_2]^{l-1,l \ r+3,r}, \end{aligned} \quad (3-44)$$

where  $N_{3,l}^2$  is the number density of CO<sub>2</sub> in mode  $\nu_3$  with  $l$ -th level and in mode  $\nu_2$  with  $r$ -th quantum level. Substituting Eqs. (3-42) and (3-43) into Eq. (3-44), we obtain,



$$\begin{aligned} \frac{dN_{3,l}}{dt} = & \frac{1}{6} z_{CM} N_M P[\nu_3; \nu_2] \sum_{r=0}^{\infty} \left[ (l+1)(r+1)(r+2)(r+3) N_{3,l+1}^{2,r} - l(r+1)(r+2)(r+3) N_{3,l}^{2,r} \right. \\ & \left. + \exp\left(\frac{3\theta_2 - \theta_3}{T}\right) \left\{ l(r+1)(r+2)(r+3) N_{3,l-1}^{2,r+3} - (l+1)(r+1)(r+2)(r+3) N_{3,l}^{2,r+3} \right\} \right]. \end{aligned} \quad (3-45)$$

In this step introduced are the normalized number densities defined by following relations;

$$x_l = \frac{N_{3,l}}{N_C}, \quad x_r = \frac{N_{2,r}}{N_C}, \quad x_l^r = \frac{N_{3,l}^2}{N_C}, \quad x_l^r = \frac{N_{3,l}}{N_C} \cdot \frac{N_{2,l}}{N_C} = x_l x_r. \quad (3-46)$$

In terms of these variables Eq. (3-45) can be rewritten as

$$\begin{aligned} \frac{dN_{3,l}}{dt} = & \frac{1}{6} z_{CM} N_M P[\nu_3; \nu_2] N_C \sum_{r=0}^{\infty} \left[ (l+1)(r+1)(r+2)(r+3) x_{l+1} x_r - l(r+1)(r+2)(r+3) x_l x_r \right. \\ & \left. + \exp\left(\frac{3\theta_2 - \theta_3}{T}\right) \left\{ l(r+1)(r+2)(r+3) x_{l-1} x_{r+3} - (l+1)(r+1)(r+2)(r+3) x_l x_{r+3} \right\} \right]. \end{aligned} \quad (3-47)$$

Multiplying Eq. (3-47) by  $lh\nu_3$  and summing over all energy levels, energy transfer rate of mode  $\nu_3$  in the process of Eq. (3-41) can be written by

$$\begin{aligned} \frac{de_3^V}{dt} = & \sum_{l=0}^{\infty} lh\nu_3 \frac{dN_{3,l}}{dt} \\ = & \frac{1}{6} z_{CM} N_M N_C h\nu_3 P[\nu_3; \nu_2] \left[ \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{r=0}^{\infty} \left\{ l(l+1) x_{l+1} - l^2 x_l \right\} x_r (r+1)(r+2)(r+3) \right. \\ & \left. + \exp\left(\frac{3\theta_2 - \theta_3}{T}\right) \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{r=0}^{\infty} \left\{ l^2 x_{l-1} - l(l+1) x_l \right\} x_{r+3} (r+1)(r+2)(r+3) \right]. \end{aligned} \quad (3-48)$$

The first summation term in the bracket of this equation becomes

$$\begin{aligned} & \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{r=0}^{\infty} \left\{ l(l+1) x_{l+1} - l^2 x_l \right\} x_r (r+1)(r+2)(r+3) \\ & = \sum_{r=0}^{\infty} x_r (r+1)(r+2)(r+3) \left\{ \sum_{l=0}^{\infty} (l-1) l x_l - \sum_{l=0}^{\infty} l^2 x_l \right\} \\ & = - \sum_{l=0}^{\infty} l x_l \sum_{r=0}^{\infty} (r^3 + 6r^2 + 11r + 6) x_r, \end{aligned} \quad (3-49)$$

and the second summation term is, without exponential factor,

$$\begin{aligned} & \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{r=0}^{\infty} \left\{ l^2 x_{l-1} - l(l+1) x_l \right\} x_{r+3} (r+1)(r+2)(r+3) \\ & = \sum_{r=0}^{\infty} x_{r+3} (r+1)(r+2)(r+3) \left\{ \sum_{l=0}^{\infty} (l+1)^2 x_l - \sum_{l=0}^{\infty} l(l+1) x_l \right\} \\ & = \sum_{r=0}^{\infty} (r^3 x_r - 3r^2 x_r + 2r x_r) \left( 1 + \sum_{l=0}^{\infty} l x_l \right). \end{aligned} \quad (3-50)$$

Substituting Eqs. (3-49) and (3-50) into Eq. (3-48), obtained is

$$\begin{aligned} \frac{de_3^V}{dt} = & \frac{1}{6} z_{CM} N_M P [ \nu_3; \nu_2 ]^{1,0 \quad 0,3} \left[ -e_3^V \sum_{r=0}^{\infty} (r^3 + 6r^2 + 11r + 6) x_r \right. \\ & \left. + \exp\left(\frac{3\theta_2 - \theta_3}{T}\right) (Nch\nu_3 + e_3^V) \sum_{r=0}^{\infty} (r^3 - 3r^2 + 2r) x_r \right]. \end{aligned} \quad (3-51)$$

To evaluate summation terms in Eq. (3-51), a Boltzmann distribution function is introduced. Without taking into account other modes, mode  $\nu_2$  of CO<sub>2</sub> is assumed to be in a local vibrational equilibrium specified by a temperature  $T$ . Note that the partition function is different from what defined by Eq. (3-7) because of omitting other modes in CO<sub>2</sub>. According to this assumption, following relations are obtained;

$$\begin{aligned} x_r = \frac{N_{2,r}}{N_C} &= \frac{\exp\left(-\frac{rh\nu_2}{kT}\right)}{Q^v} = \{1 - \exp(h\nu_2\beta)\} \exp(rh\nu_2\beta), \\ \beta &\equiv -\frac{1}{kT}, \end{aligned} \quad (3-52)$$

where partition function  $Q^v$  is given by Eq. (3-3), and vibrational energy per unit volume  $e_2^V$  is represented from Eqs. (3-1) and (3-5),

$$e_2^V = N_C m_C e_2^v = \sum_{r=0}^{\infty} rh\nu_2 N_C x_r = \frac{Nch\nu_2}{\exp(-h\nu_2\beta) - 1}. \quad (3-53)$$

From Eq. (3-53), the summation of  $rx_r$  is given by

$$\sum_{r=0}^{\infty} rx_r = \frac{1}{\exp(-h\nu_2\beta) - 1} = \frac{e_2^V}{Nch\nu_2} \equiv A. \quad (3-54)$$

Also from the first differentiation of this equation by  $\beta$ , following relation is obtained;

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \beta} \left( \sum_{r=0}^{\infty} rx_r \right) &= \frac{h\nu_2 \exp(-h\nu_2\beta)}{\{\exp(-h\nu_2\beta) - 1\}^2} = \frac{(e_2^V)^2 \exp(-h\nu_2\beta)}{(N_C)^2 h\nu_2} \\ &= \frac{e_2^V}{Nch\nu_2} h\nu_2 \left( 1 + \frac{e_2^V}{Nch\nu_2} \right) = h\nu_2 A(1+A). \end{aligned} \quad (3-55)$$

In a similar manner the second derivative of Eq. (3-54) with respect to  $\beta$  becomes as

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \left( \sum_{r=0}^{\infty} rx_r \right) &= \frac{\partial}{\partial \beta} \left[ \frac{h\nu_2 \exp(-h\nu_2\beta)}{\{\exp(-h\nu_2\beta) - 1\}^2} \right] \\ &= (h\nu_2)^2 A(1+A)(1+2A). \end{aligned} \quad (3-56)$$

On the other hand the summation of  $rx_r$  is also obtained from multiplying Eq. (3-52) by  $r$  and taking their summation over  $r$  as follows,

$$\sum_{r=0}^{\infty} rx_r = \sum_{r=0}^{\infty} r \{1 - \exp(h\nu_2\beta)\} \exp(rh\nu_2\beta). \quad (3-57)$$

Taking the first derivative of this equation with  $\beta$  yields

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \beta} \left( \sum_{r=0}^{\infty} r x_r \right) &= \sum_{r=0}^{\infty} [r^2 h \nu_2 \{1 - \exp(h \nu_2 \beta)\} \exp(r h \nu_2 \beta) - r h \nu_2 \exp(h \nu_2 \beta) \exp(r h \nu_2 \beta)] \\ &= \sum_{r=0}^{\infty} r^2 h \nu_2 x_r - \sum_{r=0}^{\infty} r h \nu_2 \frac{x_r}{\exp(-h \nu_2 \beta) - 1} \\ &= h \nu_2 \sum_{r=0}^{\infty} r^2 x_r - h \nu_2 A^2, \end{aligned}$$

and the summation of  $r^2 x_r$  can be obtained from this relation together with Eq. (3-55) as

$$\sum_{r=0}^{\infty} r^2 x_r = \frac{1}{h \nu_2} \frac{\partial}{\partial \beta} \left( \sum_{r=0}^{\infty} r x_r \right) + A^2 = A + 2A^2. \quad (3-58)$$

The second differentiation of Eq. (3-57) with respect  $\beta$  similarly becomes;

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \left( \sum_{r=0}^{\infty} r x_r \right) &= \frac{\partial}{\partial \beta} \sum_{r=0}^{\infty} [r^2 h \nu_2 \{1 - \exp(h \nu_2 \beta)\} \exp(r h \nu_2 \beta) - r h \nu_2 \exp(h \nu_2 \beta) \exp(r h \nu_2 \beta)] \\ &= \sum_{r=0}^{\infty} \left\{ r^3 h^2 \nu_2^2 x_r - 2r^2 h^2 \nu_2^2 \frac{x_r}{\exp(-h \nu_2 \beta) - 1} - r h^2 \nu_2^2 \frac{x_r}{\exp(-h \nu_2 \beta) - 1} \right\} \\ &= h^2 \nu_2^2 \sum_{r=0}^{\infty} r^3 x_r - 2e^{\frac{1}{2}} \frac{h \nu_2}{N_C} \left\{ \frac{1}{h \nu_2} \frac{\partial}{\partial \beta} \left( \sum_{r=0}^{\infty} r x_r \right) + A^2 \right\} - h^2 \nu_2^2 A^2, \end{aligned}$$

which gives the summation of  $r^3 x_r$ , along with Eq. (3-55),

$$\begin{aligned} \sum_{r=0}^{\infty} r^3 x_r &= \frac{1}{(h \nu_2)^2} \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \left( \sum_{r=0}^{\infty} r x_r \right) + \frac{2e^{\frac{1}{2}}}{N_C (h \nu_2)^2} \cdot \frac{\partial}{\partial \beta} \left( \sum_{r=0}^{\infty} r x_r \right) + A^2 + A^3 \\ &= 6A^3 + 6A^2 + A. \end{aligned} \quad (3-59)$$

Using Eqs. (3-54), (3-58), and (3-59), the summation terms in Eq. (3-51) can be evaluated to give;

$$\left. \begin{aligned} \sum_{r=0}^{\infty} (r^3 x_r + 6r^2 x_r + 11r x_r + 6x_r) &= 6 \left( \frac{e^{\frac{1}{2}}}{N_C h \nu_2} + 1 \right)^3, \\ \sum_{r=0}^{\infty} (r^3 x_r - 3r^2 x_r + 2r x_r) &= 6 \left( \frac{e^{\frac{1}{2}}}{N_C h \nu_2} \right)^3. \end{aligned} \right\} \quad (3-60)$$

Substituting these equations into Eq. (3-51), obtained is

$$\frac{de_3^V}{dt} = z_{CM} N_{MP} [{}^{1,0} \nu_3; {}^{0,3} \nu_2] \left[ \left( \frac{e^{\frac{1}{2}}}{N_C h \nu_2} \right)^3 (e_3^V + N_C h \nu_3) \exp \left( \frac{3\theta_2 - \theta_3}{T} \right) - e_3^V \left( \frac{e^{\frac{1}{2}}}{N_C h \nu_2} + 1 \right)^3 \right]. \quad (3-61)$$

Finally the equation of intramolecular  $V-V$  energy transfer rate per unit mass into  $\nu_3$  mode of  $\text{CO}_2$  is represented as follows;

$$\left(\frac{de_3^v}{dt}\right)_{v-v}^{ITR} = z_{CM} N_M P[\nu_3; \nu_2] \left[ \left(\frac{e_2^v}{R_C \theta_2}\right)^3 (e_3^v + R_C \theta_3) \exp\left(\frac{3\theta_2 - \theta_3}{T}\right) - e_3^v \left(1 + \frac{e_2^v}{R_C \theta_2}\right)^3 \right]. \quad (3-62)$$

B) Intramolecular Transition Rate for Mode  $\nu_2$  of CO<sub>2</sub>

Similar consideration can be applied to the mode  $\nu_2$  of CO<sub>2</sub>, and the equivalent rate equation to Eq. (3-44);

$$\begin{aligned} \frac{dN_{2,r}}{dt} = & \sum_{l=0}^{\infty} z_{CM} N_M N_{3,l}^{2,r+3} f[\nu_3; \nu_2] P[\nu_3; \nu_2] \\ & - \sum_{l=0}^{\infty} z_{CM} N_M N_{3,l}^{2,r} f[\nu_3; \nu_2] P[\nu_3; \nu_2] \\ & - \sum_{l=0}^{\infty} z_{CM} N_M N_{3,l+1}^{2,r} f[\nu_3; \nu_2] P[\nu_3; \nu_2] \\ & + \sum_{l=0}^{\infty} z_{CM} N_M N_{3,l+1}^{2,r-3} f[\nu_3; \nu_2] P[\nu_3; \nu_2] \end{aligned} \quad (3-63)$$

is transformed into

$$\begin{aligned} \frac{dN_{2,r}}{dt} = & \frac{1}{6} z_{CM} N_M N_C P[\nu_3; \nu_2] \left[ \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) x_l \left\{ (r+1)(r+2)(r+3) x_{r+3} - r(r-1)(r-2) x_r \right\} \right. \\ & \left. \times \exp\left(\frac{3\theta_2 - \theta_3}{T}\right) - \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) x_{l+1} \left\{ (r+1)(r+2)(r+3) x_r - r(r-1)(r-2) x_{r-3} \right\} \right]. \end{aligned} \quad (3-64)$$

Making use of the following equations;

$$\left. \begin{aligned} \sum_{l=0}^{\infty} x_l &= 1, \\ \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) x_l &= \frac{e_3^v}{h\nu_3 N_C} + 1, \\ \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) x_{l+1} &= \frac{e_3^v}{h\nu_3 N_C}, \end{aligned} \right\} \quad (3-65)$$

and multiplying by  $rh\nu_2$ , the summed rate of energy transfer becomes as;

$$\begin{aligned} \frac{de_2^v}{dt} = & \sum_{r=0}^{\infty} rh\nu_2 \frac{dN_{2,r}}{dt} \\ = & \frac{1}{6} z_{CM} N_M N_C P[\nu_3; \nu_2] \left[ h\nu_2 \left(\frac{e_3^v}{N_C h\nu_3} + 1\right) \exp\left(\frac{3\theta_2 - \theta_3}{T}\right) \left\{ \sum_{r=0}^{\infty} r(r+1)(r+2)(r+3) x_{r+3} \right. \right. \\ & - \sum_{r=0}^{\infty} r^2(r-1)(r-2) x_r \left. \right\} - h\nu_2 \left(\frac{e_3^v}{N_C h\nu_3}\right) \left\{ \sum_{r=0}^{\infty} r(r+1)(r+2)(r+3) x_r \right. \\ & \left. \left. - \sum_{r=0}^{\infty} r^2(r-1)(r-2) x_{r-3} \right\} \right]. \end{aligned} \quad (3-66)$$

The summation terms in bracket are estimated by

$$\left. \begin{aligned} \sum_{r=0}^{\infty} r(r+1)(r+2)(r+3)x_{r+3} - \sum_{r=0}^{\infty} r^2(r-1)(r-2)x_r &= -18 \left( \frac{e_2^v}{Nch\nu_2} \right)^3, \\ \sum_{r=0}^{\infty} r(r+1)(r+2)(r+3)x_r - \sum_{r=0}^{\infty} r^2(r-1)(r-2)x_{r-3} &= -18 \left( \frac{e_2^v}{Nch\nu_2} + 1 \right)^3. \end{aligned} \right\} \quad (3-67)$$

And finally obtained is the rate equation of intramolecular V-V energy transfer per unit mass to mode  $\nu_2$  of CO<sub>2</sub> as follows;

$$\left( \frac{de_2^v}{dt} \right)_{V-V}^{ITR} = z_{CM} N_M P \left[ \nu_3^{1,0} \nu_2^{0,3} \right] \frac{3\theta_2}{\theta_3} \left[ - \left( \frac{e_2^v}{R_C \theta_2} \right)^3 (e_3^v + R_C \theta_3) \exp \left( \frac{3\theta_2 - \theta_3}{T} \right) + e_3^v \left( 1 + \frac{e_2^v}{R_C \theta_2} \right)^3 \right]. \quad (3-68)$$

#### 4. COMBINED RATE EQUATIONS FOR CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> SYSTEM

According to the three-mode model shown in Fig. 1, summarized energy rate equations for modes of energies  $e_{12}^v = e_1^v + 2e_2^v$ ,  $e_3^v$ , and  $e_N^v$  can be given by the following relations;

$$\left. \begin{aligned} \frac{de_{12}^v}{dt} &= 2 \left( \frac{de_2^v}{dt} \right)_{T-V} + 2 \left( \frac{de_2^v}{dt} \right)_{V-V}^{ITR}, \\ \frac{de_3^v}{dt} &= \left( \frac{de_3^v}{dt} \right)_{V-V}^{INT} + 2 \left( \frac{de_3^v}{dt} \right)_{V-V}^{ITR}, \\ \frac{de_N^v}{dt} &= \left( \frac{de_N^v}{dt} \right)_{T-V} + \left( \frac{de_N^v}{dt} \right)_{V-V}^{INT}. \end{aligned} \right\} \quad (4-1)$$

Substituting Eqs. (3-17), (3-18), (3-33), (3-40), (3-62), and (3-68) into these terms yields the final form of Eqs. (4-1) as;

$$\frac{de_{12}^v}{dt} = -\Delta e_2^v + \frac{3\theta_2}{\theta_3} \Delta e_{32}^v, \quad (4-2)$$

$$\frac{de_3^v}{dt} = -\Delta e_{32}^v + \Delta e_{3N}^v, \quad (4-3)$$

$$\frac{de_N^v}{dt} = -\Delta e_N^v - \frac{C_C \theta_N}{C_N \theta_3} \Delta e_{3N}^v, \quad (4-4)$$

where

$$\Delta e_2^v = 2K_C \left\{ e_2^v - \frac{R_C \theta_2}{\exp \left( \frac{\theta_2}{T} \right) - 1} \right\}, \quad (4-5)$$

$$\Delta e_N^v = K_N \left\{ e_N^v - \frac{R_N \theta_N}{\exp \left( \frac{\theta_N}{T} \right) - 1} \right\}, \quad (4-6)$$

$$\Delta e_{32}^v = 2P_C \left\{ \left( \frac{e_2^v}{R_C \theta_2} + 1 \right)^3 e_3^v - (e_3^v + R_C \theta_3) \left( \frac{e_2^v}{R_C \theta_2} \right)^3 \exp \left( \frac{3\theta_2 - \theta_3}{T} \right) \right\}, \quad (4-7)$$

$$\Delta e_{3N}^v = Q_{CN} \left\{ (e_3^v + R_C \theta_3) \frac{e_N^v}{R_N \theta_N} \exp \left( \frac{\theta_N - \theta_3}{T} \right) - \left( \frac{e_N^v}{R_N \theta_N} + 1 \right) e_3^v \right\}. \quad (4-8)$$

These relations are what are called vibrational rate equations for CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> (+He) system employed in the analysis of CO<sub>2</sub> GDL. Here rate constants  $P_C$  and  $Q_{CN}$  are defined by

$$P_C = z_{CM} N_M P[{}^{1,0} \nu_3; {}^{0,3} \nu_2],$$

$$Q_{CN} = z_{CN} N_N P[{}^{1,0} \nu_3; {}^{0,1} N_2],$$

and each of these constants is the reciprocal of vibrational relaxation time  $\tau$ , so that the parallel resistance rule for  $\tau$  can be applied to the constants to give,

$$\left. \begin{aligned} K_C &= \frac{X_N}{\tau_{2N}} + \frac{X_C}{\tau_{2C}} + \frac{X_{He}}{\tau_{2He}}, \\ K_N &= \frac{X_{He}}{\tau_{NHe}}, \\ P_C &= \frac{X_N}{\tau_{3N}} + \frac{X_C}{\tau_{3C}} + \frac{X_{He}}{\tau_{3He}}, \\ Q_{CN} &= \frac{X_N}{\tau_{NC}}, \end{aligned} \right\} \quad (4-9)$$

with neglecting small terms. Relaxation times can be practically determined by empirical data, e. g. from Taylor and Bittermann<sup>11)</sup>. The data for relaxation times used in our investigation of CO<sub>2</sub> GDL are exemplified as follows;

$$\left. \begin{aligned} \log(p\tau_{2C}) &= -0.7636 - 30.94\alpha + 599.1\alpha^2 - 2123\alpha^3, \\ \log(p\tau_{2N}) &= -2.475 + 41.43\alpha - 94.36\alpha^2, \\ \log(p\tau_{2He}) &= 1.673 - 72.31\alpha + 635.9\alpha^2 - 1667\alpha^3, \\ \log(p\tau_{NHe}) &= -2.179 + 34.6\alpha, \\ \log(p\tau_{NC}) &= -0.7297 + 19.03\alpha - 170.4\alpha^2 + 159.7\alpha^3, \\ \log(p\tau_{3C}) &= -0.9207 - 89.93\alpha + 1433\alpha^2 - 5114\alpha^3, \\ \log(p\tau_{3N}) &= -20.73 + 412.9\alpha - 2681\alpha^2 + 5988\alpha^3, \\ \log(p\tau_{3He}) &= 3.360 - 160.8\alpha + 1821\alpha^2 - 5699\alpha^3, \end{aligned} \right\} \quad (4-10)$$

where  $T(K)$ ,  $p(\text{atm})$ , and  $\tau(\mu \text{ sec})$  are employed and

$$\alpha = T^{-1/3}.$$

For example, the relaxation constants obtained from Eqs. (4-9) and (4-10) are shown in Fig. 2, in the case of  $(X_C, X_N, X_{He}) = (0.1, 0.4, 0.5)$ .

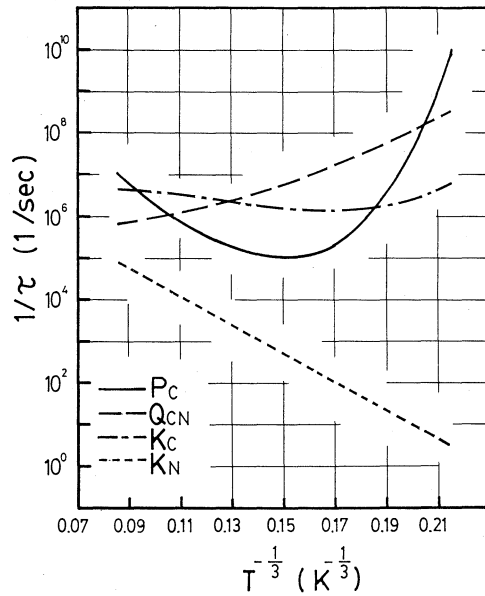


Fig. 2 Variation of rate constants with temperature.  
 $(X_C, X_N, X_{He}) = (0.1, 0.4, 0.5)$

## 5. AN IMPROVED FORM OF RATE EQUATIONS

Owing to the assumption of 3-mode model in  $\text{CO}_2\text{-N}_2$  system, modes  $\nu_1$  and  $\nu_2$  are specified by a single vibrational temperature  $T_{12}$ . When this model is applied to the numerical analysis such as time-dependent method for quasi-one-dimensional nozzle flow of  $\text{CO}_2\text{-N}_2$ , algebraic equation with respect to  $T_{12}$  must be numerically solved at each step to obtain the energies  $e_1^v$  and  $e_2^v$  separately. To avoid this numerical inefficiency, the rate equations are transformed into the improved expression with vibrational temperatures.

Since the vibrational energy in each mode is a function of single vibrational temperature, following derivatives with respect to the temperatures can be derived;

$$\frac{de_{12}^v}{dT_{12}} = R_c \left[ \frac{\exp\left(\frac{\theta_1}{T_{12}}\right)}{\left(\frac{T_{12}}{\theta_1}\right)^2 \left\{ \exp\left(\frac{\theta_1}{T_{12}}\right) - 1 \right\}^2} + 2 \frac{\exp\left(\frac{\theta_2}{T_{12}}\right)}{\left(\frac{T_{12}}{\theta_2}\right)^2 \left\{ \exp\left(\frac{\theta_2}{T_{12}}\right) - 1 \right\}^2} \right], \quad (5-1)$$

$$\frac{de_3^g}{dT_3} = R_c \frac{\exp\left(\frac{\theta_3}{T_3}\right)}{\left(\frac{T_3}{\theta_3}\right)^2 \left\{ \exp\left(\frac{\theta_3}{T_3}\right) - 1 \right\}^2}, \quad (5-2)$$

$$\frac{de_N^v}{dT_N} = R_N \frac{\exp\left(\frac{\theta_N}{T_N}\right)}{\left(\frac{T_N}{\theta_N}\right)^2 \left\{ \exp\left(\frac{\theta_N}{T_N}\right) - 1 \right\}^2} \quad (5-3)$$

The Rate Equation (4-2) for mode I in Fig. 1 can be arranged as

$$\frac{de_{12}^v}{dT_{12}} \frac{dT_{12}}{dt} = -\Delta e_{12}^v + \frac{3\theta_2}{\theta_3} \Delta e_{32}^v, \quad (5-4)$$

and with the aid of local equilibrium together with Eq. (5-1), the expression with  $T_{12}$  transformed from Eq. (5-4) is obtained as

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{T_{12}}{\theta_2} \right) = \left[ \frac{\exp\left(\frac{\theta_1}{T_{12}}\right)}{\left(\frac{T_{12}}{\theta_1}\right)^2 \left\{ \exp\left(\frac{\theta_1}{T_{12}}\right) - 1 \right\}^2} + 2 \frac{\exp\left(\frac{\theta_2}{T_{12}}\right)}{\left(\frac{T_{12}}{\theta_2}\right)^2 \left\{ \exp\left(\frac{\theta_2}{T_{12}}\right) - 1 \right\}^2} \right]^{-1} (-\Delta T_{12}^v + 3\Delta T_{32}^v), \quad (5-5)$$

where  $\Delta T_{12}^v$  and  $\Delta T_{32}^v$  are defined by

$$\Delta T_{12}^v = 2K_C \left\{ \frac{1}{\exp\left(\frac{\theta_2}{T_{12}}\right) - 1} - \frac{1}{\exp\left(\frac{\theta_2}{T}\right) - 1} \right\}, \quad (5-6)$$

$$\Delta T_{32}^v = 2P_C \frac{\left\{ \exp\left(\frac{\theta_2}{T_{12}}\right) \right\}^3 - \exp\left(\frac{\theta_3}{T_3}\right) \exp\left(\frac{3\theta_2 - \theta_3}{T}\right)}{\left\{ \exp\left(\frac{\theta_2}{T_{12}}\right) - 1 \right\}^3 \left\{ \exp\left(\frac{\theta_3}{T_3}\right) - 1 \right\}}. \quad (5-7)$$

In the similar procedure to obtain Eq. (5-5), expressions of Eq. (4-3) by  $T_3$  and Eq. (4-4) by  $T_N$  can be transformed as follows;

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{T_3}{\theta_3} \right) = \frac{\left(\frac{T_3}{\theta_3}\right)^2 \left\{ \exp\left(\frac{\theta_3}{T_3}\right) - 1 \right\}^2}{\exp\left(\frac{\theta_3}{T_3}\right)} (-\Delta T_{32}^v + \Delta T_{3N}^v), \quad (5-8)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{T_N}{\theta_N} \right) = \frac{\left(\frac{T_N}{\theta_N}\right)^2 \left\{ \exp\left(\frac{\theta_N}{T_N}\right) - 1 \right\}^2}{\exp\left(\frac{\theta_N}{T_N}\right)} \left( -\Delta T_N^v - \frac{C_C R_C}{C_N R_N} \Delta T_{3N}^v \right), \quad (5-9)$$

where  $\Delta T_{3N}^v$  and  $\Delta T_N^v$  are given by

$$\Delta T_{3N}^v = Q_{CN} \frac{\exp\left(\frac{\theta_3}{T_3}\right) \exp\left(\frac{\theta_N - \theta_3}{T}\right) - \exp\left(\frac{\theta_N}{T_N}\right)}{\left\{ \exp\left(\frac{\theta_3}{T_3}\right) - 1 \right\} \left\{ \exp\left(\frac{\theta_N}{T_N}\right) - 1 \right\}}, \quad (5-10)$$

$$\Delta T_N^v = K_N \left\{ \frac{1}{\exp\left(\frac{\theta_N}{T_N}\right) - 1} - \frac{1}{\exp\left(\frac{\theta_N}{T}\right) - 1} \right\}. \quad (5-11)$$



Equations (5-5), (5-8) and (5-9) are the temperature expression of rate equations, which can be employed to numerical analysis without solving them to obtain vibrational temperatures in each numerical step. The similar consideration can be applied also to the vibrational energy expression of rate equations, and both expressions are utilized according to numerical demand.

## 6. CONCLUSION

According to the assumption of three-mode model in  $\text{CO}_2\text{-N}_2$  (+He) system, the detailed derivations of molecular vibrational rate equations are presented. An improvement of the form of these equations convenient to time-dependent numerical analysis is also made to be present.

Along with this system of rate equations, mass, momentum, and energy equations and equation of state are employed to estimate the performance of  $\text{CO}_2$  GDL. A quasi-one-dimensional calculation of these equation was applied to a nozzle shown in Fig.3 by explicit time-dependent numerical method devised by MacCormack as an example. The typical result for the distributions of temperatures  $T$ ,  $T_2$ ,  $T_3$ , and  $T_N$  is represented in Fig. 4. As can be seen in this figure, the present method by the system of rate equations with temperature expressions predicts reasonable performance of conventional  $\text{CO}_2$  GDL.

## ACKNOWLEDGEMENT

The author would like to express his gratitude to Dr. S. Suzuki, Toyohashi University of Technology, for his instructive discussions and advices, and also to Mr. N. Yamaguchi, graduated student of Muroran Institute of Technology, for his useful discussion of temperature expression and numerical calculation. The numerical estimation of  $\text{CO}_2$  GDL was performed by M-200H of Hokkaido University Computing Center.

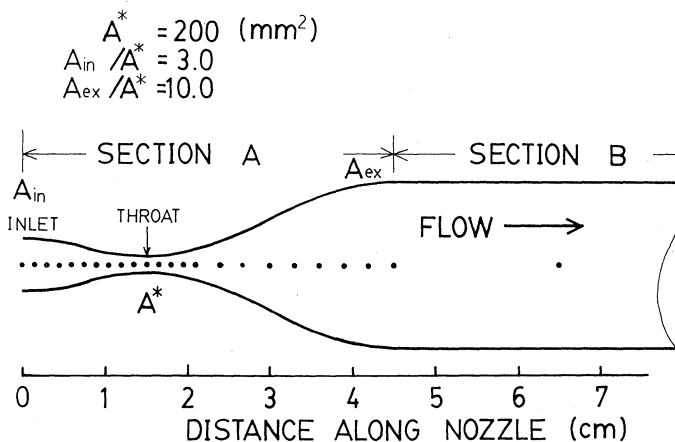


Fig. 3 Nozzle configuration

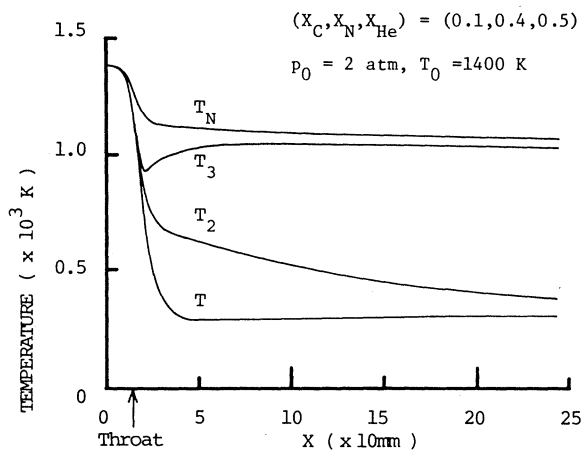


Fig. 4 Distributions of translational and vibrational temperatures along the nozzle.

#### REFERENCES

- 1) J. D. Anderson, Jr., "Gasdynamic Lasers: An Introduction," Academic Press (1976).
- 2) S. A. Losev, "Gasdynamic Laser," Springer Series in Chemical Physics 12, Springer Verlag (1981).
- 3) N. G. Basov, V. G. Mikhailov, A. N. Oraevskii, and V. A. Shcheglov, "Molecular Population Inversion in the Supersonic Flow of a Binary Gas in a Laval Nozzle," Soviet Physics-Technical Physics, Vol. 13, No. 12, pp. 1630-1636 (1969).
- 4) G. Kamimoto and K. T. Len, "Shock-Tube Studies of the CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>-He System Gasdynamic Laser," Proceedings of 10th International Shock Tube Symposium, pp. 528-535 (1975).
- 5) G. Lee, "Quasi-One-Dimensional Solution for the Power of CO<sub>2</sub> Gasdynamic Lasers,"

- The Physics of Fluids, *Vol. 17*, No. 3, pp. 644-649 (1974).
- 6) J. D. Anderson, Jr., "Navier-Stokes Solutions of High Energy Laser Flows," *Gas-Flow and Chemical Lasers*, Hemisphere Publishing Corporation, pp. 3-21 (1979).
  - 7) S. A. Munjee, "Numerical Analysis of a Gasdynamic Laser Mixture," *Physics of Fluids*, *Vol. 15*, pp. 506-508 (1972).
  - 8) S. Suzuki, "Population Inversion in Gas Dynamic Laser Due to H<sub>2</sub>O Addition," Master Thesis of Department of Aeronautics and Astronautics, Tokai University, JAPAN (1976), also by S. Suzuki and H. Oguro, "Population Inversion in CO<sub>2</sub> Gas Dynamic Laser," *Proceeding of the Faculty of Engineering, Tokai Univ.*, *Vol. 3* (1976).
  - 9) W. G. Vincenti and C. H. Kruger, Jr., "Introduction to Physical Gas Dynamics," John Wiley & Sons, Inc., pp. 128-135 (1965).
  - 10) *ibid*, pp. 215-216.
  - 11) R. L. Taylor and S. Bitterman, "Survey of Vibrational Relaxation Data for Processes Important in the CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> Laser System," *Reviews of Modern Physics*, *Vol. 41*, No. 1, pp. 26-47 (1969).

# 1981年8月の豪雨による北海道日高門別町 の典型的な表層崩壊と侵食谷について

小島伸夫

On the Typical Surface Landslide and Eroded Valleys  
on the Slope in Monbetsu-chō, Hokkaidō, Caused  
by Rainstorm in Aug., 1981

Nobuo Kozima

## Abstract

In Aug. 5, 1981, a severe rainstorm attacked and caused surface landslides in Hidaka district, Central Hokkaidō. The soil layer, which contains volcanic ash bed in its middle part, slid at 270 points on the terrace slope in Toyosato area, Monbetsu-chō. Mud flows occurred and deposited sediments on alluvial plane extending over 170,000 m<sup>2</sup>. By the evidence of succession of the sediments, it is considered as follows: —Volcanic ash bed in the soil layer first slid along the slope in temporarily saturated underground water and came out of the soil layer through seepage surface at the foot of the slope and flowed. Secondly the soil layer slid, and thirdly it tumbled down and flowed. The process of the landslide is shown schematically in Fig. 6.

The sliding soil eroded the bedrock and left scoop-, spoon-, and bilge-like valleys on the slope (Photos 5~8).

## I. ま え が き

1981年8月3日~6日の、北海道日高地方を襲った豪雨災害を調査しているうち、典型的かつ大規模な表層崩壊と、それによって生じた独特の侵食地形を発見したので、これを報告する。

この豪雨は、北海道上空に停滞していた寒冷前線に、北上してきた台風12号が重なることによって生じた記録的なものであった。この地方の豪雨の中心域となった日高門別町(図-3)では8月5日に豪雨が集中し、その日一日の降雨量が292mmという猛烈なもので、平常の2カ月分に匹敵する量であった。その時間別降雨量は図-2に示す通りで、午前6時~7時の



写真一 豊郷地区の航空写真 (パシフィック航業株式会社提供)

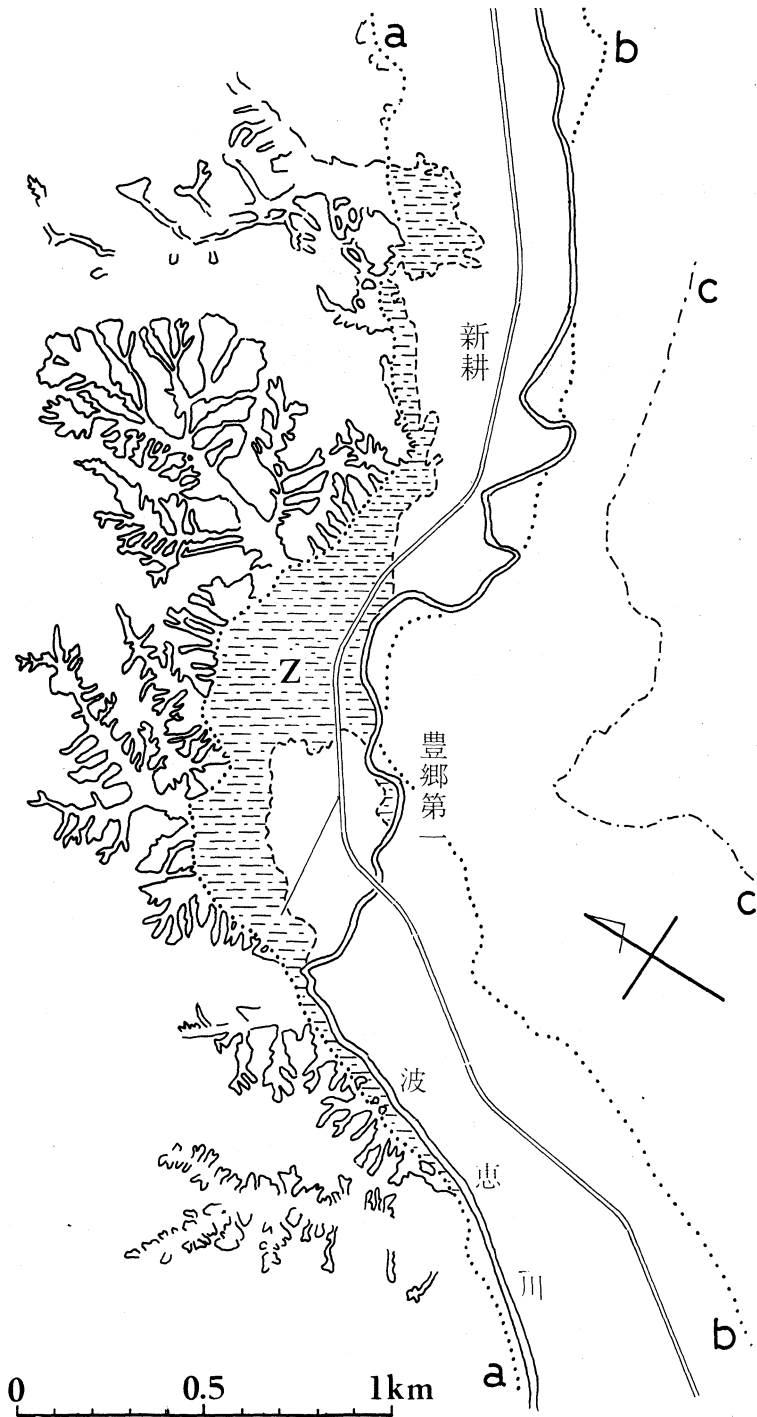
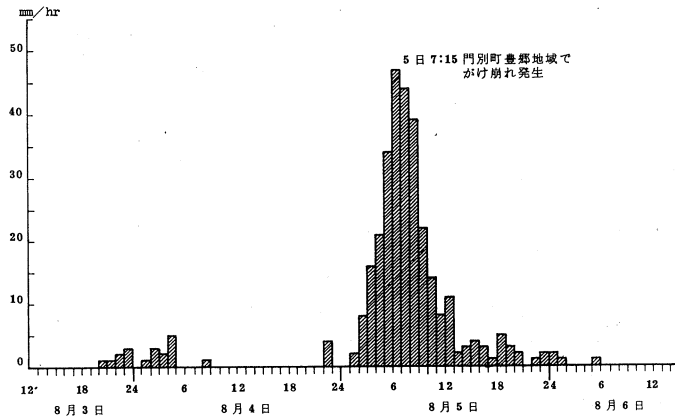
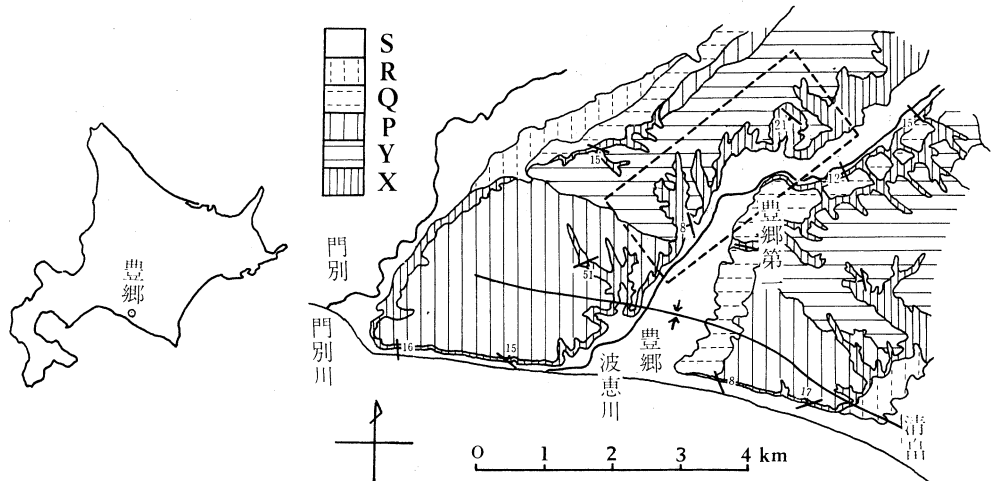


図-1 写真-1の説明図  
点線 a と b の間は沖積地, b と c の間は低位河岸段丘, c の右は高位河岸段丘, z は崩土堆積域



図一2 日高門別の時間雨量の時間変化  
(藤間聡による。資料は室蘭地方気象台提供)



図一3 豊郷付近の地質図(山口, 1958<sup>5)</sup>及び今井・角, 1957<sup>2)</sup>による。一部修正)  
X: 厚賀層 Y: 豊郷段丘堆積物 P: 門別段丘堆積物 Q: 上位河岸段丘堆積物  
R: 下位河岸段丘堆積物 S: 沖積層 破線のわくは写真一の範囲

47 mm/hr が最大値である。

その日、日高門別町の傾斜地の各所で表土の層が滑落し、基盤岩の表部を浅く侵食しつつ崩壊したが、同町の豊郷地区において崩壊が最も激しかった。筆者が関心を持ったのはこの地区の崩壊の性状についてである。

## II. 崩壊の概況と泥流堆積物

この豊郷地区の崩壊斜面は、波恵川川口から上流へ 2 km から 5 km の間の右岸にある豊郷段丘(山口昇一, 1958)の南南東斜面で、そのほぼ中心に豊郷第一バス停留所がある(図-1,

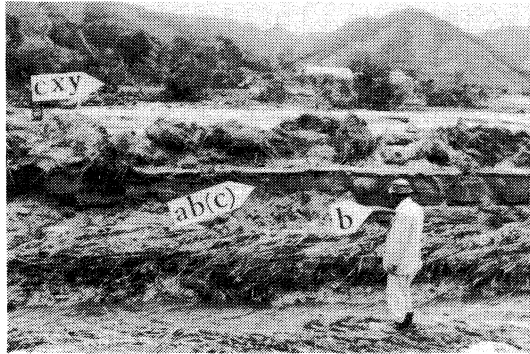


写真-2 豊郷の泥流堆積物(その1)  
付号の意味は、図-6の説明文にある。

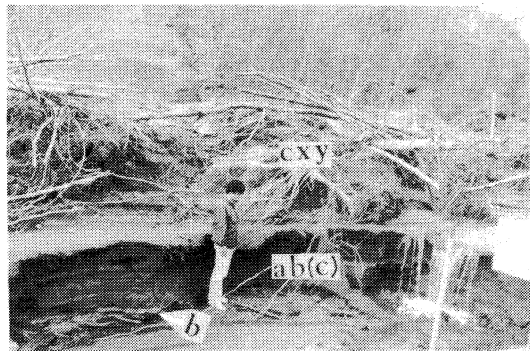


写真-3 豊郷の泥流堆積物(その2)  
付号の意味は、図-6の説明文にある。



写真-4 豊郷の流木群

3)。その斜面は、柏・樺などの保安林でおおわれているが、8月5日の午前7時過ぎから約2時間のうちに、3kmの間の270箇所では崩壊が起こり、泥流化した崩土は斜面のふもとの沖積地の17万 $m^2$ の区域に、1.8~0.5mの厚さの土砂を堆積した(写真-1、図-1)。堆積崩土層はその基底に淡色の火山灰が、斜面のすそ野に近いかなり広い範囲に薄い層をなして見られるが(写真-2及び3のb)、上位へゆく程火山灰が減って土壌物質がふえ(同前の $ab(c) \rightarrow cxy$ )、



最上位に流木が累積する(写真-3, 4)。もし崩土物質が皆同時に崩落したものであれば、軽い火山灰の方が上位にくるべきであるのに、事実はその逆である。この火山灰物質は斜面の表土層中に層をつくって挟まれていたもので、後述するように表土層の崩落前に表土層から抜け出して、最初に沖積地に堆積したものと考えられる。

### III. 侵食谷

この表土層の崩落によって段丘斜面の基盤岩に侵食谷が刻まれたが、それは独得の形の凹面をしているので、次に記載し報告する。

豊郷地区の豊郷面と沖積面の高度差は80mであるが、その段丘斜面の肩の少し下に侵食谷の頂部がある。侵食谷はよく均整のとれた滑らかな、まことに見事な凹面で、その形状はスコ

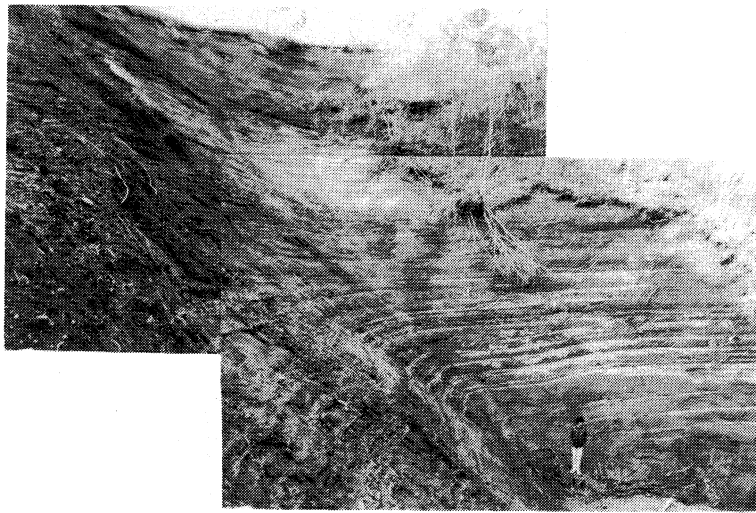


写真-5 スコップ状侵食谷(その1)



写真-6 スコップ状侵食谷(その2)

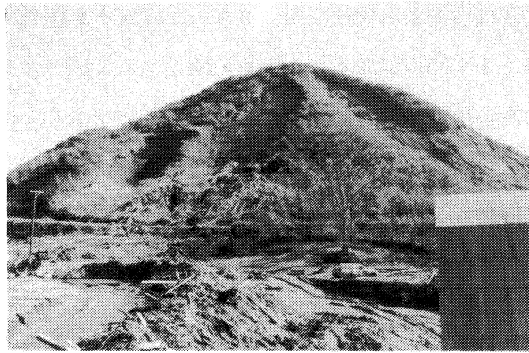


写真-7 スプーン状侵食谷

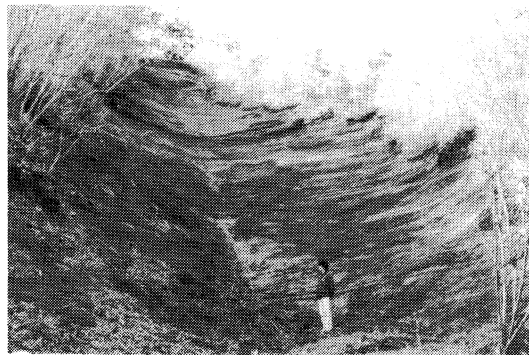


写真-8 舟底状侵食谷

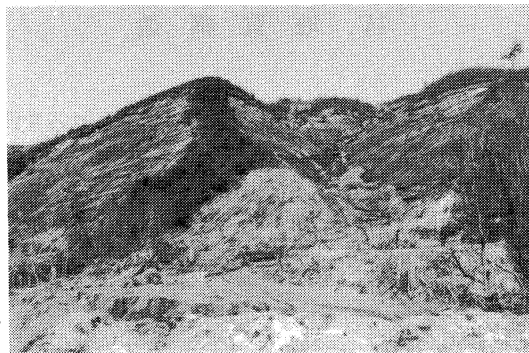


写真-9 平坦な地すべり面

ップ状\* (写真-5, 6), スプーン状 (写真-7) ないし舟底状 (写真-8) を示す。この底面の平均勾配は  $35^{\circ} \sim 40^{\circ}$ , 上端部はやや急で下端部はやや緩やかである。幅は 15~40 m, 長さは 50~80 m, 底の中央部は辺縁部より 3~5 m 深い。幅は上方に漸次狭く又浅くなり, その尖端は丸いかまたぎざぎざしている。幅は下方には急に狭くまた浅くなり, 狭い沢につながる。スコ

\* 片手で使う園芸用のもの。土木工事用のシャベルではない。北海道ではスコップとシャベルの語はしばしば逆に使われている。

ップ状谷は幅に比べ長さは数倍あって長いが、スプーン状はそれ程長くない。そして両者にはどちらもつかない多くの中間型がある。その垂直断面はよく開いた放物線（頂点付近の放物線）を示す。時に放物線の頂点が、内側に僅かに折れた図形を示すものがある。これは滑らかな谷底の中央部に、折れ目状の溝のあるものであるが、これを舟底状谷として、スコップ状ないしスプーン状の谷と区別しておいた（写真-8）。

それらの侵食谷（侵食域）の下端は、普通、急に狭く浅くなって狭い支流の沢に口を開いている。複数の侵食谷に沿って崩落した崩土は支流の沢を通り、本流の沢に集って泥流化し、沢沿いに流れ下って（移動域）沖積地に至り、そこで堆積して（堆積域）崩土層を作る。しかし移動域が殆んどなく、侵食域が直接堆積域につながる所も多い（図-1）。ここでいう移動域は侵食域と堆積域とを結ぶものでその中間に位置し、武居有恒（1980）<sup>41</sup>のそれとは少しちがうことを断っておく。武居の用いた崩壊源という言葉は地形には使用しない。この場合崩壊源は斜面の表土層に限られていて基盤岩には及ばず、地形にはあまりあらわれないからである\*。

この斜面崩壊の侵食域は、上記の侵食谷のほか、まれに平坦面を示すことがある。写真-9は豊郷の浦新氏宅の裏山に見られるもので、表土層が崩落した時もともと平だった基盤岩の表面があまり侵食を受けずにあらわれたように見える。他の侵食域が凹面をなすのに比べこれは幾分不自然である。昔の土着民が作った人工的な平坦斜面があらわれたものかも知れない。

#### IV. 地質構造

前記の侵食域には基盤岩があらわれているが、そこで観察される豊郷地区の地質構造は次の通りである（図-3, 6）。

基盤は鮮新統の厚賀層（X）で砂礫岩よりなる。大豆大時に拳大の円礫を含むが、所々に泥

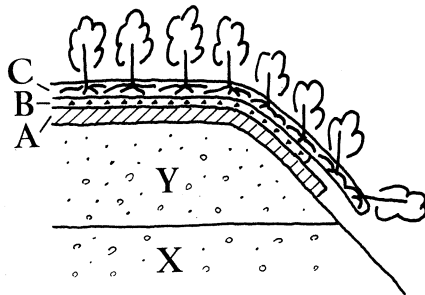


図-4 崩落斜面上部の地質構造模式図

X: 厚賀層 Y: 段丘堆積物

A・B・C: 表土層

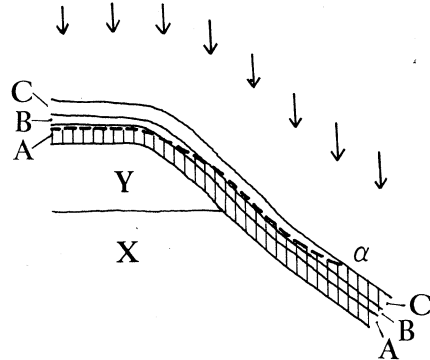


図-5 表土層（A・B・C）中の地下水面（破線）

X, Y: 基盤, 縦線部: 地下水, a: 滲出点

\* 前記の侵食谷は崩土の移動による侵食作用の生成物で、侵食域であるが崩壊源ではない。

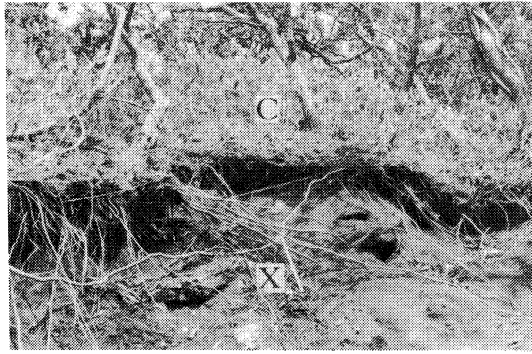


写真-10 表土層の切断部。火山灰層がぬけている。

岩の薄層を狭む。層理が認められ、その走向は  $N 30^{\circ} \sim 50^{\circ} W$ 、傾斜は  $20^{\circ} \pm SW$  である。台地の上部には洪積統の段丘堆積物 (Y) が、厚層を水平な不整合面 (高度  $80 \text{ m} \pm$ ) でできてその上に横たわるが、これも砂礫岩層で厚さは  $12 \sim 13 \text{ cm}$  である。表土の層は  $0.6 \sim 1.1 \text{ m}$  あるが、本地形の起伏に沿ってそのほぼ全表面をおおう。

表土層 (図-4, 写真-10) はそのほぼ中に、よく続く火山灰層 (B) を挟むが、これより上を含根系表土層 (C)、下を下位表土層 (A) とする。このような層区分は、厳密な意味では層序学的とは言えないが\*、斜面崩壊の過程を考察するには都合がよい。

含根系表土層は黒い腐植土層の層で厚さ  $20 \sim 30 \text{ m}$ 、保安林の母体土壌である。その中には柏・樺・笹などの木や草の根がはびこり、これらがからみ合って根系をなす結果、「じゅうたん」状構造を持つにいたる。これらの根は横に生長して土壌に間隙を作り、透水性を高める。しかし養分のない下側の火山灰層には根が入りこまないことは注意するべきである。火山灰層はその大部分が樽前山起源のもので\*\*厚さ  $15 \sim 30 \text{ cm}$  であるが、径  $1 \text{ mm}$  程度\*\*\*の軽石の層で、空隙の多いザクザクした未固結のものである。したがって透水性が高く浸透流により移動し易い。その内部摩擦角 (安息角) は  $35^{\circ}$  で\*\*\*\*段丘斜面の角度とほぼ一致する。これが斜面上に安定に存在するのは、低含水状態にあって間隙水による見掛けの吸着力が働いたため、豪雨で間隙水が飽和状態になると、吸着力がなくなり不安定になり易い\*\*\*\*\*。下位表土層は厚さ  $30 \sim 50 \text{ cm}$ 、含根系表土層に比べ腐植の程度は劣る。その大部分は基盤岩の風化したものと思われ、基盤岩との境はしばしば不明瞭である。

- \* 火山灰層 (B) 以上は明らかに沖積統であるが、下位表土層 (A) の少くとも下部は基盤岩 (鮮新統または洪積統) の風化帯である。一括して表土層としているが、異なる時代の層が含まれている。
- \*\* この火山灰層は、その下部は有珠山起源の Us-b、上部は樽前山起源の Ta-b であるが、両者は重なり境界は見られない (勝井義雄博士談、文献1) 参照)。
- \*\*\* 粒度分析値。肉眼観察では径  $2 \text{ m}$  程度のものが目立つ。
- \*\*\*\* 藤間聡の測定による。
- \*\*\*\*\* 間隙水のメニスカスが消失し、表面張力による“見掛けの”吸着力 (工学的表現) がなくなる。

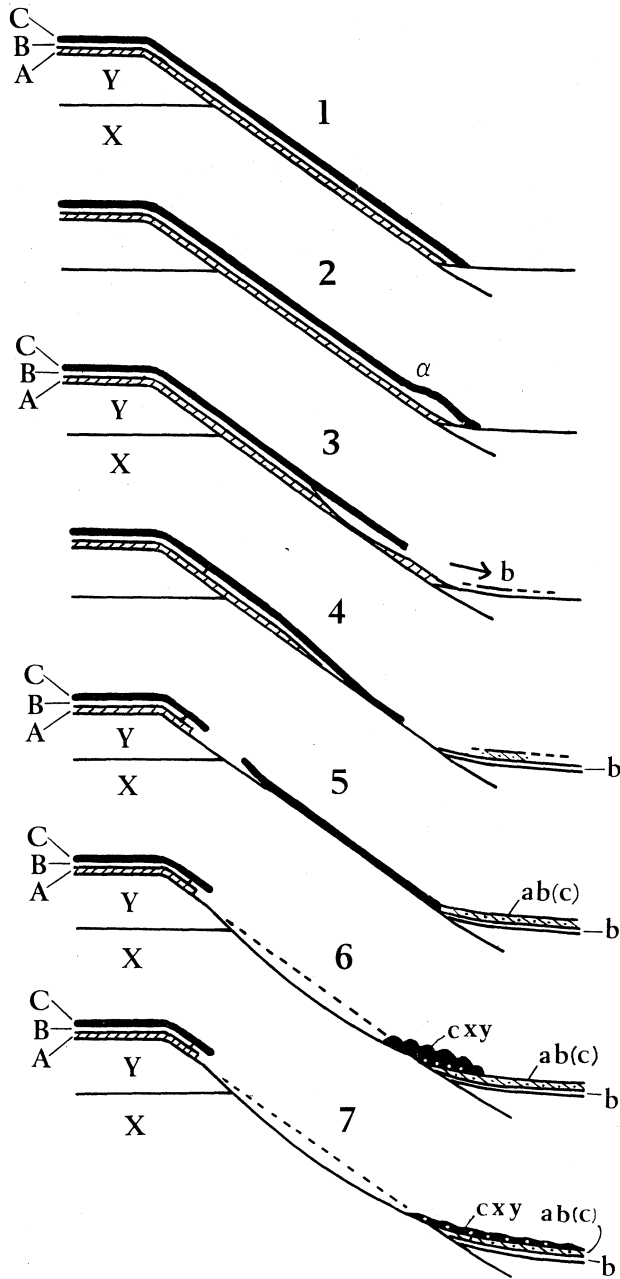


図-6 豊郷地区の斜面崩壊過程の模式図

1. 原地形 2. はらみ出し期 3. 小崩壊期 4. 火山灰流出期 5. 滑降期 6. 崩落期 7. 泥流期

A, B, X, Y は地層, a, b, x, y はその地層の崩土をあらわす。例えば ab(c) は, A, B. の崩土と, 少量の C の崩土が混ったものを示す。

## V. 斜面崩壊の過程

このような構造を持つ表土層に前記のような豪雨が降ると、表土層の基盤上に一時的に飽和地下水帯を生じ、表土層中に地下水面が出現するが、傾斜面では地下水面も傾斜し（図-5）、背後の台地から多量の雨水が供給されて下方に向かう浸透流が発生し、火山灰層が不安定になる。また斜面下部の浸出点（a）以下の表土層にはらみ出しを生じ（図-6の2）、続いて小崩壊が起きる（図-6の3）。そして動水圧が火山灰の水中密度を超えると斜面の火山灰層にパイピング現象を起し、この小崩壊部から地下水と共に火山灰が流れ出して沖積面上に堆積し（b）、その分だけ斜面の表土層中に空洞を生ずる（図-6の4）。堆積崩土層の観察によるとこの火山灰流は、流出が進むにつれて下位表土層の崩土を混えてゆく（ab(c)）。しかし含根系表土層は根系に阻まれて流出しにくく、また根系はからみ合って崩れにくい。この状態が継続し空洞化が進むと、屋根に積もった雪の底がとけて滑り出すように、空洞域上の含根系表土層が斜面上部の空洞域のない表土層から離れ、斜面に沿って滑り出す（滑降）と考えられる。この時空洞域中の地下水は潤滑剤の役目をするであろう。

この滑降と、それに続く崩落の瞬間を見た生々しい現地住民の目撃談がある：——「降雨が一段と強くなった午前7時過ぎ、突然山の頂上から5分の1位下がった木立のある斜面に、幅2m程の切れ目ができて白い地肌があらわれ、めくれるようにその下側の斜面がずれ下がった（図-6の5）。その後間を置いて雷鳴に似た大音響とともに、斜面上の広範囲の表土が木立ごと一気に崩れ落ちた（図-6の6）。するとすぐ隣りの斜面が同様に崩れ、次々と崩壊箇所を広げ木立ごと平坦地に土砂（cxy）が流れ出てきた（図-6の7）。」（崩壊斜面のすぐ下に住む、豊郷158中村功氏の談）

この目撃談に註解を加える：——「幅2m程」は遠目の感覚によるもので、実際はもう少し大きい可能性がある。「白い地肌」は露出した基盤岩。「その後間を置いて……」の前の運動は滑降、後の運動は崩落で、両者は形態的にも時期的にも明瞭に区別できることを示す。「すぐ隣りの斜面が同様に崩れ……」は、一箇所で崩壊が起るとその振動や引きずりで近隣部に崩壊が波及することを意味する。それはまた、豪雨によって広範囲の斜面にほぼ同じ頃、同じ様な崩壊寸前の状態が醸成されていたことを意味する。一箇所の崩壊は広範囲の崩壊の引き金であった。一箇所の崩壊において、斜面に切れ目ができてから崩壊が終るまで数分間（2分～4分程度）であって、最初の崩壊が午前7時15分頃始まり、次々にそれが波及し、豊郷地区一帯を禿山と泥土と化して崩壊がおさまったのは午前9時頃との事であった。

図-6は、以上の観察や目撃談をもとにし、水理学的考察を加えて復元した斜面崩壊の過程

を模式図化したものである。それは、1. 原地形、2. はらみ出し期、3. 小崩壊期、4. 火山灰流出期、5. 滑降期、6. 崩落期、7. 泥流期の7つの時期に分けることができる。その崩壊運動の特徴は崩落前に火山灰の流出があることと、広大な含根系表土層が立木を乗せたそのままの形状で、基盤の斜面に沿って滑降する一時期が明瞭に存在することである。

## VI. 本研究の意義・あとがき

ここに報告した豊郷地区の斜面崩壊の形式は表層崩壊と呼ばれ、ごく普通に見られるものである。しかしこの地域のような明快な表層構造を持ち、これ程広い地域にこれ程明瞭な形で目撃された例は少ないであろう。この地域の例は表層崩壊の典型的なもので、そのモデルと見做すことができよう。普通に見られる表層崩壊はこのモデルと比較することにより、今まで気付かれなかった点に着目されることもあるであろう。例えば表土層中に火山灰層がなくても、表土層の基底部がその上部よりも、先にぬけ出して堆積する可能性が考えられるし、たとえ目に留まらなくても、表土層が崩落する前に僅かながらも滑降する瞬間があるだろうと推察できる。このような予察のもとに一般の表層崩壊を見なおすと、新知見が得られるかも知れない。

また、前に記したスコップ状等独得の形の侵食谷も、表層崩壊による侵食谷のモデルとするのに適当であろう。これは、広大な含根系表土層の断片が滑降し崩落する時、基盤の傾斜面の小さな谷間や凹みを核にして、侵食面を生長させてできたものと思われるが、どのような原地形にどのような形の侵食谷ができるかは、精密な原地形の資料がないので明瞭ではない。しかし恐らく、普通の谷にはスコップ状谷、狭い割合に深い谷には舟底状谷、凹みのような形の短い小谷にはスプーン状谷ができるものと思われる。

この運動像と侵食地形は、ある種の氷河の運動像と氷食地形に似ている。すなわち含根系表土層の滑落は、氷河地域における氷床の滑動に似ているし、スコップ状等の侵食谷は氷食地形のカーブやU字状谷に比べられる。ただその規模において桁ちがいに小さく、その滑落速度において桁違いに大きい。航空写真(写真-1)を見るとその崩壊地形の全体像は、小型の氷河地形を思わせるものがある。

本地域の斜面崩壊を、表層崩壊の典型的なものとして報告すると共に、これを考察するいくつかの立場をこの小論で提起するものである。

謝辞——この研究にあたり、室蘭工業大学土木工学科助教授の藤間聡氏からは、現地で水理学的な助言を頂き、その資料を提供された。それは筆者の地質学的な見解を広げ、研究を進展させるのに役立った。また北海道大学の勝井義雄教授からは火山灰層について、地質調査所北海道支所の山口昇一博士からは地質について御教示を頂いた。これらの方々には厚く御礼を申し上げます。

る。また室蘭地方気象台からは降雨量の資料を、門別町役場からは豪雨災害の資料を、パシフィック航業株式会社からは航空写真の資料を、それぞれ提供して頂いた。記して御礼を申し上げます。なおこの研究には昭和56年度文部省科学研究費の一部を使用した。

#### 文 献

- 1) 北海道火山灰命名委員会：北海道の火山灰分布図，1972.
- 2) 今井 功・角 靖夫：5万分の1地質図幅「富川」および説明書，北海道開発庁，1957.
- 3) 岸 力外23名：昭和56年8月北海道豪雨災害に関する調査研究，昭和56年度自然災害特別研究，210～259頁，1982.
- 4) 武居有恒：地すべり・崩壊・土石流，198・199頁，鹿島出版会，1980.
- 5) 山口昇一：5万分の1地質図幅「門別」および説明書，地質調査所，1958.





# 炭素の接触ガス化における種々の添加物の触媒作用

(第一報) 酸素による反応

稲川 郁夫・富士川 計吉  
田中 裕敏・宮原 孝四郎

## Catalytic Activity of Various Compounds in the Gasification of Carbon

Part 1. Reaction with Oxygen

Ikuo Inagawa, Keikichi Fujikawa, Hirotohi Tanaka  
and Koshiro Miyahara

### Abstract

Catalytic gasification of pure carbon in the reaction with oxygen was tested with the carbon samples impregnated with various metal compounds. Compounds of Ia group metal in the periodic table were the most active. The activities of almost all the compounds indicated a tendency that gasification rates decreased with increasing number of the periodic group of metal ion under the present experimental conditions. Within one periodic group, samples were gasified with almost similar rates. The reaction using  $^{18}\text{O}_2$  in place of normal oxygen formed considerable amount of oxidized compounds containing  $^{16}\text{O}$  which might be present in metal oxide on carbon. Referring to 1) and 2) of references we have found the results suggest that the working state of the impregnating compounds is one of metal oxides formed by decomposition of these compounds in samples.

### I. はじめに

炭素質の有効利用の研究は、最近のエネルギーおよび資源の問題と関連しており、進展が期待されている。酸素による炭素の接触ガス化は、廃ガス処理あるいは煤発生防止等とも関連し興味深い。遷移金属およびアルカリ金属等がこの反応に触媒作用を示すことは、既に古くから知られていたが、これら最近の問題を契機として、いくつかの研究が報告されている。

横山ら<sup>1)</sup>は、 $\text{K}_2^{13}\text{CO}_3$ を炭素粒に添加した試料の焼成過程において、温度上昇に伴う $^{13}\text{CO}_2$

および  $^{13}\text{CO}$  の生成量を測り、この炭酸塩が通常の分解開始温度 ( $891^\circ\text{C}$ ) よりもかなり低い温度で分解し、触媒として作用しているとした。D. McKee<sup>2)</sup> は、熱重量分析における炭素の重量減少の起ちり温度がアルカリ金属過酸化物の融点に近いことを見出している。

本研究は、高純度炭素に種々の化合物を添加し、これを酸素と反応させることによって生成する炭酸ガスの生成速度を、添加物の種類および量を変えて測定する。また、 $^{18}\text{O}_2$  をトレーサーとする反応を行ない、触媒の作用状態を調べる。

## II. 実験方法

炭素試料には、元素分析用高純度炭素 (キシダ化学製, 10/30 mesh) を用いた。添加物には、主に関東化学の特級試薬を用いた。種々の化合物の水溶液あるいは混濁液を、炭素に対する陽イオンの原子百分率が所定の値になるように炭素粒に添加し、これを湯浴上で蒸発乾固したものを試料とした。

実験装置は、石英反応管を結合した、容積約 400 ml の閉鎖循環系である (図-1)。

通常の前処理として、試料 100 mg を反応管に収めた後、 $500^\circ\text{C}$  で 30 分間排気を行ない、続いて、室温で 30 分間排気 (約  $10^{-5}$  mm Hg 程度) を行なった。前処理の後、約 3.0 cm Hg の酸素を導入し、一定温度に 30 分間保持して反応を行なった。この後、気相成分をガスクロ分析した。分析カラムには、活性炭を用い、設定温度  $100^\circ\text{C}$  とした。キャリアーガスはヘリウムで、流速は 50 ml/min である。

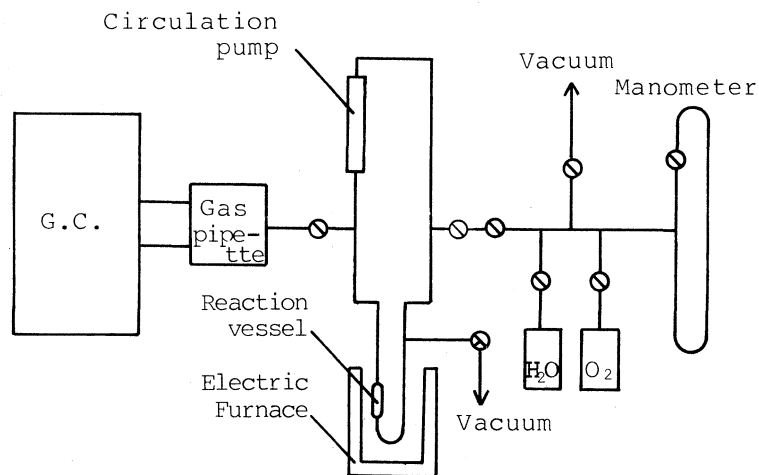


Fig. 1 Apparatus

### III. 結果と考察

#### 1. ガス化速度

図-2は、全炭素量に対する金属イオン 2.5 atom % 担持した試料を用い、酸素との反応を行った結果を、反応温度 (°C) に対する炭酸ガスの生成速度 (mol/min) として集録したものと

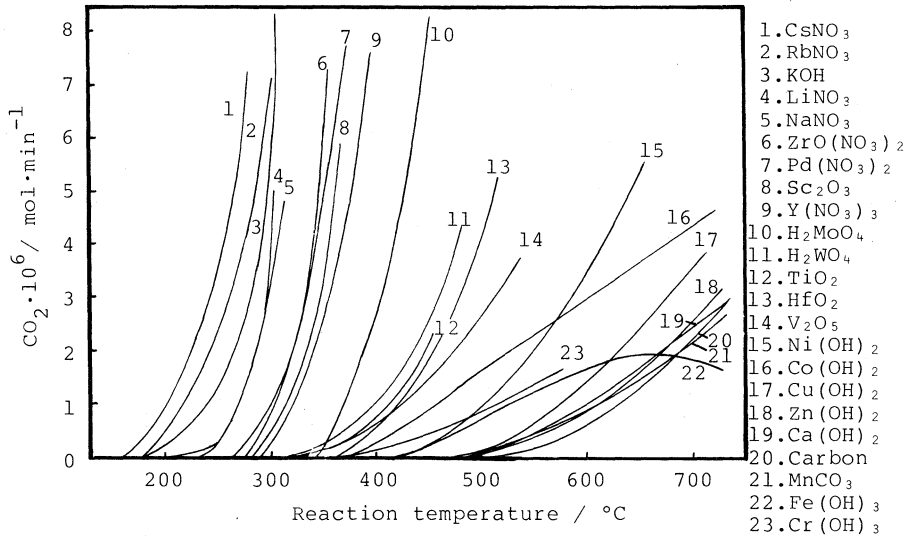


Fig. 2 Pressure of formed CO<sub>2</sub> within 30 min versus reaction temperature in the reaction with O<sub>2</sub>

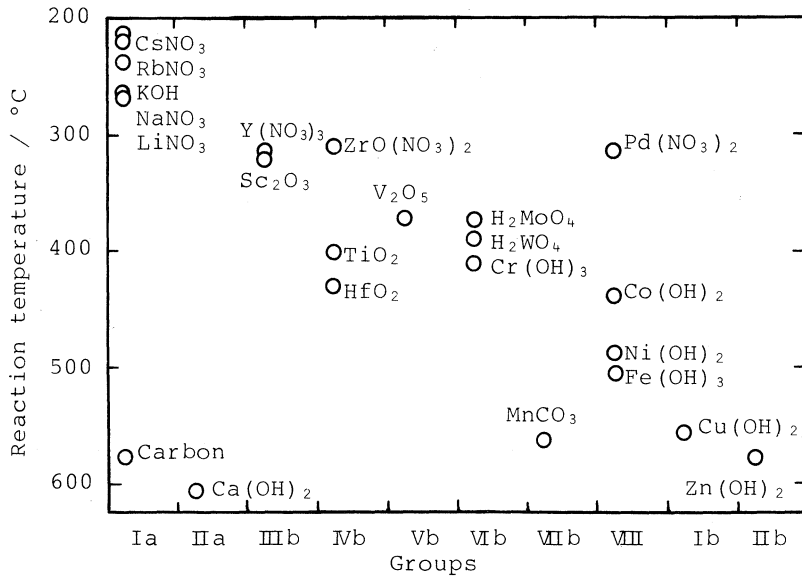


Fig. 3 Characteristic temperatures (C. T.) in the reaction with O<sub>2</sub>

である。この図から、Ia 族化合物が他のいずれの化合物よりも促進効果大きいことが解る。

図-3 は、図-2 の結果より炭酸ガスの圧力が  $0.1 \text{ cm Hg}$  ( $7.17 \times 10^{-7} \text{ mol/min}$ ) に達する温度 (C.T.) を、陽イオンの元素族に対して、再整理したものである。概して、活性は族番号の増加とともに低下する傾向を示す。また、同一族の中では、種々の化合状態のものが含まれているにもか

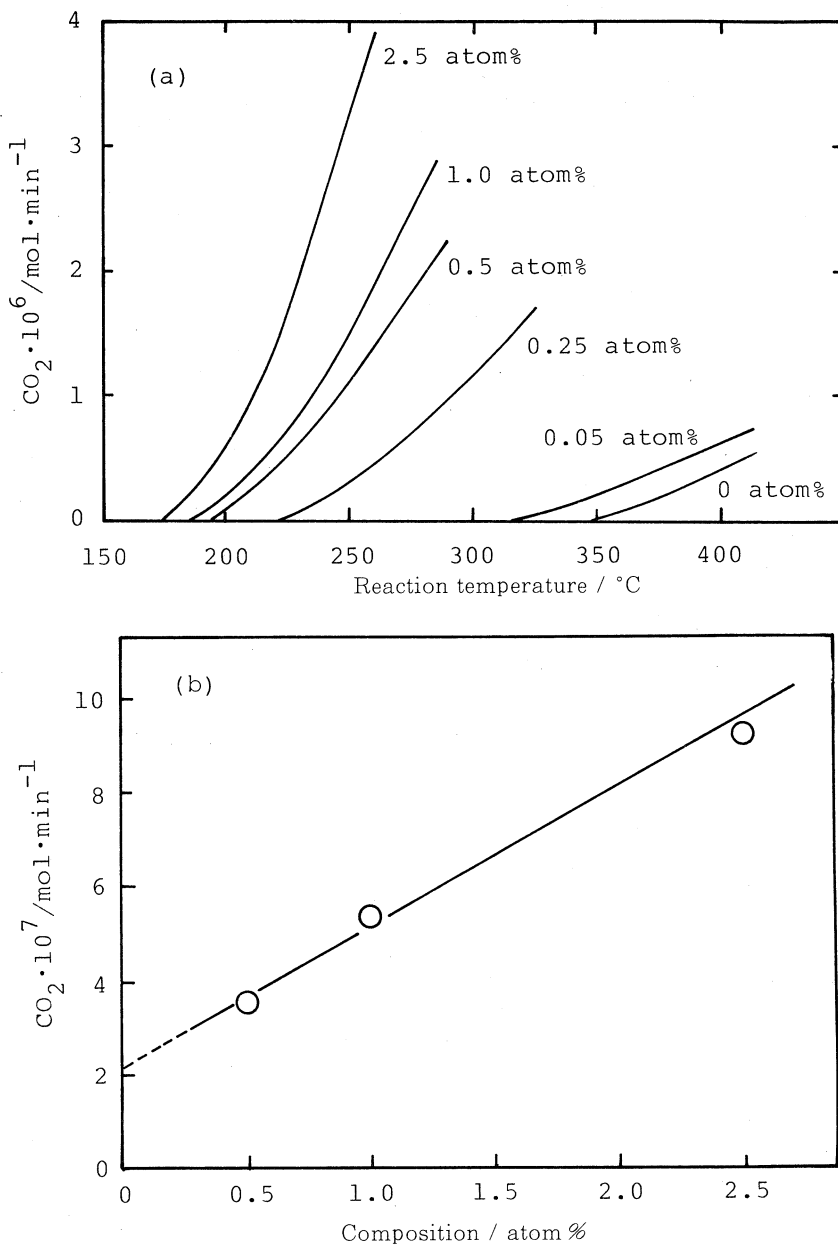


Fig. 4 Variations of  $\text{CO}_2$  formation rate with temperature and composition of  $\text{CsNO}_3$

かわらず、ほぼ類似した活性を持つ。但し、硝酸パラジウムの活性が VIII 族化合物の中で異常に高いことは、ここに指摘した傾向に合致しない。

同一族の化合物が互いに類似した活性を持つことは、添加された化合物が、前処理の間に、脱水あるいは分解して、互いに類似した状態をつくり、ガス化を促進していることが示唆される。更に、活性の系統的变化を示す図-3 の事実は、異なる族の化合物から生じる活性種についても、何らかの類似性のある化学種となっていることが期待される。横山ら<sup>1)</sup>および D. Mckee<sup>2)</sup> は、アルカリ金属炭酸塩の促進作用を調べ、これらの酸化物が作用状態の化学種であるとしている。本実験に用いたアルカリ金属の硝酸塩は炭酸塩よりも容易に分解する。よって、図-3 の傾向は、アルカリ金属を頂点とする金属の酸化物による活性序列を示すものと見ることができる。一方、パラジウム化合物の異常活性は、白金族において金属状態が安定であることを考えれば、前者と異り、作用状態において金属状態の可能性はある。

図-4 (a) は、高活性な Ia 族化合物、硝酸セシウムを用いて、組成を変化させたときの炭酸ガスの生成速度を図示したものである。また、図-4 (b) は、220°C における組成 0.5, 1.0, および 2.5 atom% に対する炭酸ガス生成速度を示したものである。

硝酸セシウムの担持量と反応速度は、比例関係にある。従って、添加されたセシウム化合物は、用いた濃度範囲において、有効に作用しており、良好な分散状態にあるものと考えられる。

## 2. 添加物の炭素上における分解

硝酸カリウム 5.0 atom% の試料を、予め排気してある反応管中で加熱分解し、生成した気体の圧力およびマスフィルターによる分析をした結果が図-5 である。発生する気体は、約 500°C までに大部分が出尽している。各温度における気体の質量数, M, から推定して、次の事が解る。

- (1) 硝酸イオンの分解により生じた一酸化窒素 ( $M = 30$ ) は、550°C までに発生が止む。この他の窒素化合物は検出されない。
- (2) 550~600°C 付近の分解は、一酸化炭素、および、二酸化炭素を主に生成する。
- (3) 図-2 および 3 の測定で行なった前処理において、500°C に保つことは、添加した化合物を完全に分解している。

添加物に塩化カリウムを用いたとき、ガス化はほとんど促進されない。この化合物は熱分解しにくいことを考慮すると、活性を示すカリウム化合物は作用状態において、酸化物となっている可能性が強い。

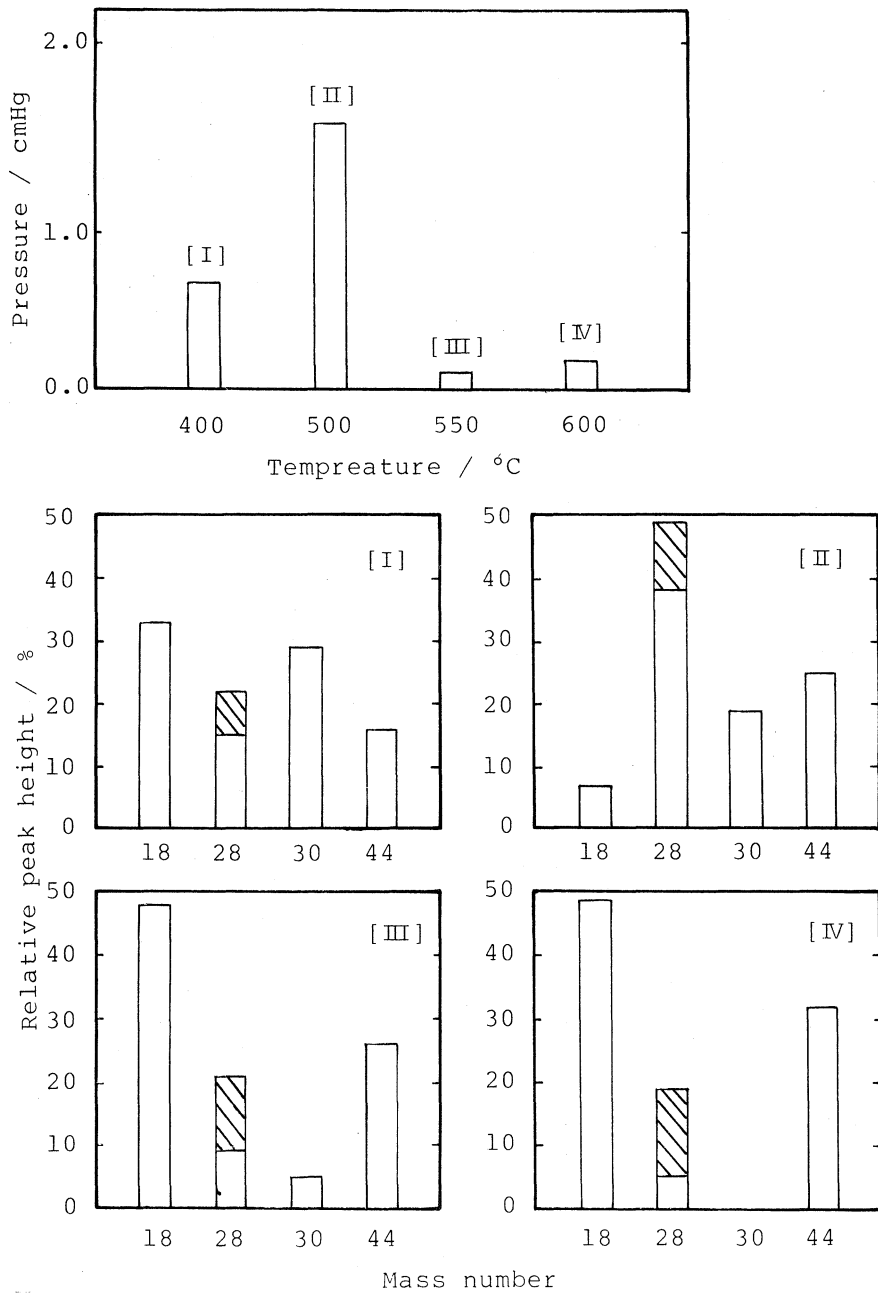


Fig. 5 Pressure and mass spectra of evolved gas by decomposition of impregnating  $\text{KNO}_3$  (▨; fragment from  $\text{CO}_2$ )

### 3. 酸素同位体による炭素のガス化

図-6 は炭素, 硝酸カリウムおよびモリブデン酸試料 (10 atom %) を前処理した後,  $^{18}\text{O}_2$  (99

atom %  $^{18}\text{O}$ ) を接触させ、 $500^\circ\text{C}$  で 30 分間反応を行なった後、気体をマスキフィルターにより分析した結果である。

炭素のみの試料 (a) において、 $M=44$  および  $46$  のピークが現われることは、生成炭酸ガスの中にそれぞれ  $\text{C}^{16}\text{O}_2$  および  $\text{C}^{18}\text{O}^{16}\text{O}$  が含まれていることを示す。 $^{18}\text{O}$  に対する  $^{16}\text{O}$  の原子数の比 (以下、 $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$  ( $\text{CO}_2$ ) と表す。) は約  $0.8$  である。また、 $M=28$  は  $\text{C}^{16}\text{O}$  の存在を示す。これの一部分は炭酸ガスのマス分析管内におけるフラグメントである。この分量を差引くと少量の  $\text{C}^{16}\text{O}$  が生成していることが確かめられた。一酸化炭素における  $^{16}\text{O}$  の原子比、 $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$  ( $\text{CO}$ ) は約  $0.3$  であった。二つの値を比較すると前者がかなり大きい。従って、炭素上に捕捉されている  $^{16}\text{O}$  は炭酸ガスとして脱離し易い状態にある。

硝酸カリウムおよびモリブデン酸を含む試料は  $M=36$  にピークがなく、 $^{18}\text{O}_2$  が完全に反応に費されたことを示す。各試料の原子数比、 $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$  ( $\text{CO}_2$ ) および ( $\text{CO}$ ) は、硝酸カリウムで  $0.79$  および  $0.84$  であり、一方、モリブデン酸で  $0.67$  および  $0.61$  である。これらにより、試料に捕捉されている  $^{16}\text{O}$  は炭酸ガスおよび一酸化炭素のいずれとしても脱離し得る状態にあり、明らかに炭素上の状態とは相違している。また、金属酸化物の酸素が活性種の少なくとも一部を構成していることを示しており、更に、モリブデンで原子数比が小さいことは、活性序列が (図-3) 捕捉酸素の量に依存することを示唆する。

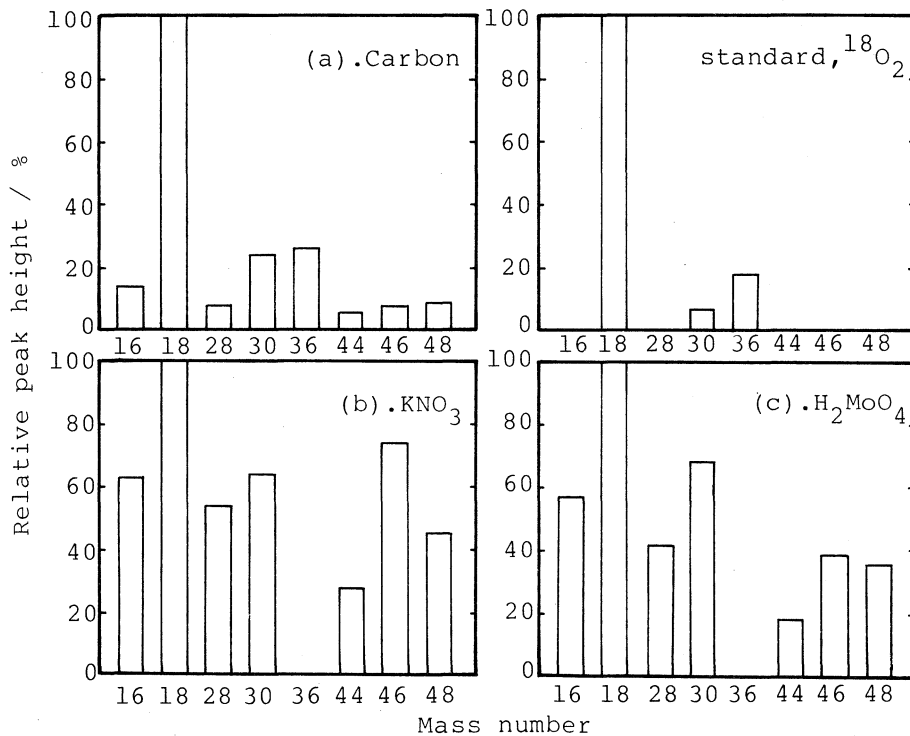


Fig. 6 Mass spectra of formed gas in the gasification with  $^{18}\text{O}_2$



## IV. ま と め

酸素による炭素の接触ガス化反応において、Ia 族化合物が最も高い触媒活性を示した。その他種々の化合物について、金属イオンの周期律における族番号に対して活性を比較すると、族番号の増加とともに活性が低下する傾向を示した。しかし、同一族の化合物では、ほぼ類似した活性を示すこと、および、添加した化合物の分解あるいは  $^{18}\text{O}$  トレーサーによる反応等から、添加した化合物は前処理によって分解し、作用状態においては酸化物であること、および、酸化物の酸素に活性種が存在することが推論される。

## 文 献

- 1) 横山伸也, 宮原孝四郎, 田中虔一, 田代 襄, 高桑 功, 日化誌, 1980 (6), 974 (1980); Shin-ya Yokoyama, Koshiro Miyahara, Ken-ichi Tanaka, Isao Takakuwa, Jo Tashiro, Fuel, 58; 510 (1979); 横山伸也, 宮原孝四郎, 田中虔一, 豊島 勇, 田代 襄, 高桑 功, 触媒 22 (1), p. 1 (1980).
- 2) D. W. Mckee, D. Chatterji, Carbon, 13, 381 (1975).

# 横型攪拌槽内の懸濁液の攪拌所要動力

井戸川 清\*・福田 隆 至\*

池 田 光 二\*・安 藤 公 二

Power consumption required for agitation of  
slurry in a horizontal stirred vessel

Kiyoshi Idogawa\*, Takashi Fukuda\*, Koji Ikeda\*  
and Koji Ando

## Abstract

Power consumption required for agitation of the  $\text{CaCO}_3$  slurry in a horizontal stirred vessel was measured, and was compared with power consumption for gas-liquid system.

The values of power number were correlated with Froude number, using average density of the slurry. The relation was in good agreement with that for gas-liquid system. Viscosity of the slurry had little effect on that correlation.

## 1. 緒 言

アルカリ土類化合物の微粒子を懸濁した液状の反応剤を用いる排煙ガス中の脱硫あるいは脱硝プロセスなどで、横型攪拌式ガス吸収装置を適用する場合は懸濁液の攪拌動力を推定する必要がある。すなわち、ガスと懸濁液との有効な接触をはかり、液中の固体粒子の完全浮遊とその溶解を促進させる条件下での攪拌動力を推定することが操作設計に必要となる。これら懸濁液の流動状態は攪拌動力と密接に関連している。しかし、これまでに横型攪拌槽を用いた気液固系の攪拌動力については、ほとんど研究が行なわれていない<sup>1)</sup>。

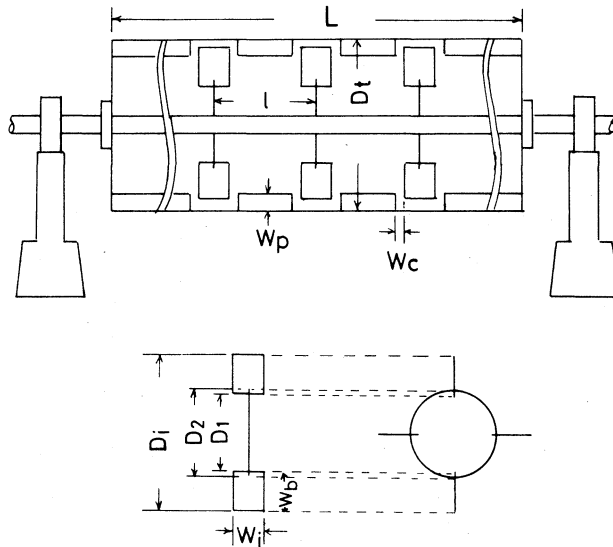
本実験では、炭酸カルシュームの粉末を水に分散させた懸濁液を用いて攪拌動力を測定し、気液系における動力との比較を行なった。

\* 北海道工業開発試験所

(Government Industrial Development Laboratory, Hokkaido, Sapporo, Japan)

## 2. 実験装置と方法

実験装置の概要を図-1に示す。用いた攪拌槽本体は槽径  $D_t=0.283\text{m}$ 、槽長と槽径の比  $L/D_t=2$ の透明アクリル樹脂製の円筒槽である。攪拌羽根は羽根直径  $D_i=0.255\text{m}$ の平羽根タービン型のもを用い、これを槽中央に一段、取付けた。槽内壁には邪魔板を設置している。攪拌羽根と邪魔板の寸法比を図-1に示したが、安藤ら<sup>2)</sup>の場合と同一とした。動力の測定には、ねじりばねのねじり角度を検出する方法およびトルク検出器を用いた。攪拌液としては、炭酸カルシュームの粉末を水に分散させた懸濁液を用いた。粉体粒子の粒径分布の測定は主としてふるい分け法や沈降法など<sup>5)</sup>により行なわれている。しかし、炭酸カルシューム粉末のような粉体は、湿気を帯ると凝集するので、その真の粒径分布を求めることはむずかしい。また、沈降法によっても水中微粒子の凝集はさけがたい。そこで真の粒径分布を求める方法としてコールターカウンタによる方法<sup>5)</sup>を採用した。用いたコールターカウンタはCoulter-Electronics社製ZB型である。懸濁液の粘度の測定には、東京計器製B-8M型(ロータ直径18mm)の回転粘度計を用いた。攪拌液の調製は、炭酸カルシューム粉末を水に懸濁させ、さらに、攪拌機を用いて30分から1時間攪拌して行なった。



$D_t = 0.283 \text{ m}$	$D_i/D_t = 0.5$	$W_p/D_t = 0.1$
$L/D_t = 2 \sim 4$	$D_2/D_t = 0.55$	$W_b/D_i = 0.25$
$D_i/D_t = 0.9$	$W_c/D_t = 0.05$	$W_i/D_i = 0.2$

図-1 実験装置

### 3. 実験結果と考察

使用した炭酸カルシウムおよび炭酸カルシウム懸濁液の性状を表-1に、また、炭酸カルシウムの個数基準の粒径分布を図-2に示した。固体粒子を懸垂させた高濃度の懸濁液は通常、擬塑性流動を示すとされているが<sup>3),4)</sup>、40wt%の炭酸カルシウム懸濁液においては、回転粘度計の回転速度を12rpmから60rpmに変化させてもその粘度に変化が認められなかった。図-3に動力数 $N_P$ と攪拌羽根基準のレイノルズ数 $N_{Re}$ の関係を示した。図示の結果から、 $N_P$ 対 $N_{Re}$ の関数に懸濁液の粘性による影響が現われており、動力数はレイノルズ数単独では相関されないことがわかる。固液系攪拌に関する通常の縦型攪拌槽においては、固体粒子濃度が比較的低く、粒子平均粒径が大きく、かつ、粒子の真比重が大きい場合、その動力は既往の液体攪拌に関する推定式に懸濁液の平均密度を用いることによって表わされる<sup>6)</sup>。そこで、気液系の横型攪拌槽の流動状態を規定するフルード数を用いて、図-3に図示の結果を、 $N_P$ 対 $N_{Fr}$ の関係として点綴し、図-4

に示した。なお、密度としては懸濁液の密度を用いた。同図から、 $N_P$ と $N_{Fr}$ の相関関係は良好であり、固体粒子を含まない場合のデータも含めて同一の線上に散乱している。槽内は気液固状の激しい攪乱状態となっており、レイノルズ数の影響は無視できる。著者ら<sup>2)</sup>は、高粘度液を用いた場合の攪拌動力を測定し、 $N_P$ 対 $N_{Fr}$ の関数に粘度の影響は現われないと報告しているが、本結果から、懸濁液を用いた場合にも同様の傾向が認められる。

本装置内には邪魔板を取付けていることから、高濃度の懸濁液を用いた場合、邪魔板近傍での固体粒子の偏在による攪拌動力の増加が予想されるが、図-4に図示の結果からはこのような傾向はほとんど認められない。換言

表-1 炭酸カルシウムと懸濁液の性状

Density of CaCO <sub>3</sub> powder: 2.72×10 <sup>3</sup> kg/m <sup>3</sup>		
Concentration of CaCO <sub>3</sub> slurry [w/v] %	Density at 20°C [kg/m <sup>3</sup> ]	Viscosity at 20°C [Pa·s]
0	998	1.002×10 <sup>-3</sup>
5	1020	1.23×10 <sup>-3</sup>
10	1050	1.54×10 <sup>-3</sup>
20	1110	2.33×10 <sup>-3</sup>
40	1230	5.73×10 <sup>-3</sup>

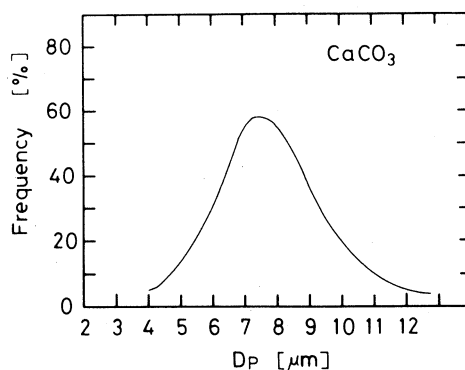
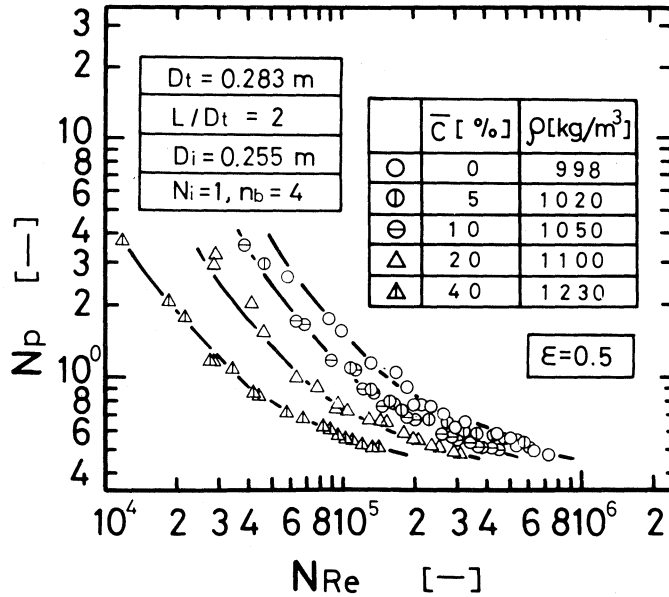
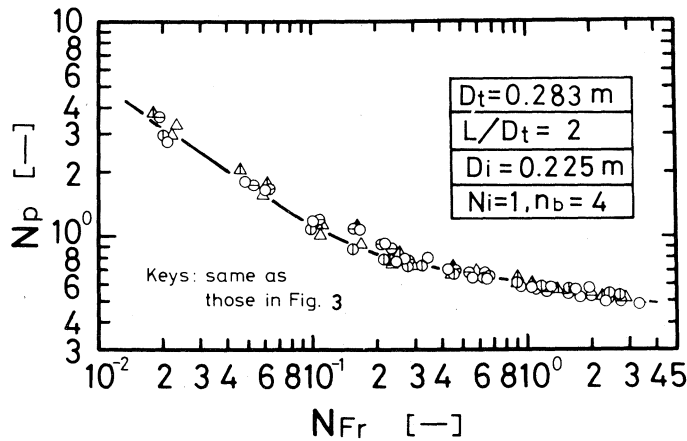


図-2 炭酸カルシウムの個数基準の粒径分布

図-3 懸濁液における  $N_p$  と  $N_{Re}$  との関係図-4 懸濁液における  $N_p$  と  $N_{Fr}$  との関係

すれば、攪拌液は均一に混合されており、攪拌目的の一つでもある粒子の完全浮遊化条件が低回転速度域においても満たされていることを示している。

#### 4. 結 言

横型攪拌槽を用いて、懸濁液の攪拌動力を測定した。その結果、懸濁液の平均密度を用いることによって、動力数はフルード数で相関され、気液系の場合とよく一致した。動力数とフルード数の関係に懸濁液の粘性の影響は認められず、レイノルズ数の影響は無視できる。

## 使用記号

$C$ : 懸濁液中の炭酸カルシュームの濃度 [%]	$N_P$ : 動力数 ( $= P/\rho \cdot n^3 \cdot D_i^5$ )	[-]
$D_i$ : 攪拌羽根直径 [m]	$N_{Re}$ : レイノルズ数 ( $= D_i^2 \cdot n \cdot \rho / \mu$ )	[-]
$D_t$ : 攪拌槽直径 [m]	$n$ : 攪拌羽根回転速度	[1/s]
$D_P$ : 固体粒子の直径 [ $\mu\text{m}$ ]	$P$ : 攪拌所要動力	[W]
$g$ : 重力加速度 [ $\text{m/s}^2$ ]	$\epsilon$ : 液量率	[-]
$L$ : 槽長 [m]	$\mu$ : 懸濁液および水の粘度	[Pa.s]
$N_{Fr}$ : フルード数 ( $\doteq D_i \cdot n^2/g$ )	$\rho$ : 懸濁液および水の密度	[ $\text{kg/m}^3$ ]

## 参考文献

- 1) 安藤公二：化学装置，p. 19 (Feb, 1975)
- 2) 安藤公二・原 弘・遠藤一夫：化学工学，**35**, 466 (1971)
- 3) Clark, B. : Trans. Instn. Chem. Engrs., **45**, 251 (1967)
- 4) 奥田 聡，“レオロジー”，p. 151, 丸善 (1959)
- 5) 粉体工学研究会編，“粉体粒度測定法”，第1版，養賢堂，(1964)
- 6) 永田進治・高石勝利・山口高正・上野治朗：化学工学協会第30年会講演要旨集，p. 177 (1965)



# 岩石区，別の日本の花こう岩中の鉛同位体存在比

田中裕敏・中村精次

## Isotopic Abundance of Lead in Japanese Granites Province

Hirotoishi Tanaka and Seiji Nakamura

### Abstract

It is geologically important to determine lead isotopic abundance in granite from petrographic provinces in Japan. The isotopic abundance can distinguish the geochronological characteristic of the provinces among others. Surface ionization mass spectrometry using a Hitachi RMU-6 Type mass spectrometer equipped with a newly established computer system has been applied the determination of isotopic abundances of lead in those granites from four typical provinces such as Tsukuba, Naegi, Hira and Sakihama.

Measured lead isotopic abundances in granite from the same petrographic province have been found to be equal respectively within the analytical accuracy by the above method, while geologically known difference of characteristics of the granites from those provinces has been also distinguished by the isotopic abundances of lead.

### 1. 緒 言

日本の花こう岩類に含まれる鉛の同位体比の測定値は僅かしか報告されていない<sup>1), 2)</sup>。それ故，日本全地域についての花こう岩中の鉛同位体比の値をとらえておくことは，地質学的にも重要なことである。そのような目的で今回は4地域について検討した。

マグマは地方的・時代の特徴を持ち，とくに化学組成・鉱物組成上に特徴がある。そして同一時代で同一傾向を有する岩石型を一括して岩石区というが，それらの岩石区に鉛同位体比を用いることによって，さらに詳しくその特徴がつかめるはずである。すなわち，花こう岩および鉱物の鉛同位体比は異なる岩石区や鉱床により差異があり，その差異によって岩石区の違いを見い出すことが可能である。一方，同じ岩石区内に異種の岩石型が隣接しているとき，それらは晶出時期または過程によって鉛同位体比が異なる場合もある。そのような時にもそれら岩石型中の鉛同位体比を用いることによってある程度その成因を判断することもできる。今回はその二つの立場から花こう岩（全岩）について報告する。



試料は4地域, すなわち茨城県筑波地方6試料, 岐阜県苗木地方7試料, 滋賀県比良1試料そして岩手県崎浜地区1試料の15試料である。

## 2. 実 験

実験装置は日立RMU-6型表面電離型質量分析計を使用した。イオン源はレニウムシングルフィラメントを用いた。

試料中の鉛の抽出

実験室：無塵実験室<sup>3)</sup>

抽出方法：ジチゾクロロホルム法<sup>4)</sup>

純水および試薬：純水はサブボイリング水を使用し, 試薬は市販の超特級品を二回精製してある。

上記の純水, 試薬および使用した器具からの汚染量は1.0ngである。よってそれらによる誤差を防ぐために鉛供試料を1.2 $\mu$ g用いた。イオン化安定剤はリン酸とシリカゲルを併用した。測定値の変動係数は0.1~0.3%である。

尚, 鉛同位体比の測定値は標準試料(NBS—SRM 981)を用いて標準化してある。

## 3. 結果と考察

試料採集地は図-1のとおりである。柴田<sup>5)</sup>は日本の花こう岩類を一応18の岩石区に分類している。今回の試料をその岩石区から見れば, 苗木地方および比良の花こう岩が山陽岩石区に属し, 筑波地方のそれは阿武隈古期岩石区と因美岩石区に属している。一方崎浜地区は特殊な岩石区として他のどの岩石区にも属さないとしている。

### 3-1 試料採集地域の概要

苗木地方(図-2)は城山型花こう岩, 毛呂窪型花こう岩(粗粒花こう岩)および苗木型花こう岩(細粒花こう岩)。これらのうち苗木型と毛呂窪型について述べる。この両型は接触面で不連続になっていて一見異なる径路をたどったように見える。この事について柴田<sup>6)</sup>はOr·Ab·Anについての3成分系図および含有斜長石の成分と黒雲母の屈接率との関係より苗木型花こう岩は毛呂窪型花こう岩から晶洞ペグマタイトへの分化の各段階に相当するものであって, 同一マグマから形成されたものであるとしている。更に下田<sup>7)</sup>も両型に含有されている黒雲母のMgO/FeOの値が毛呂窪→田原→一色, 殿巣→木積沢→一色の方向に一樣に減少している事および花こう岩中の黒雲母の微量元素の増減の傾向とからこの両者は同一のマグマから形成され

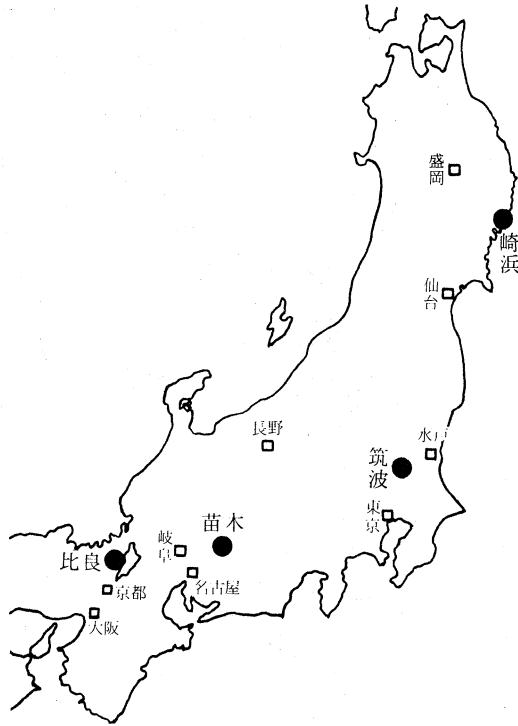


図-1 試料採集地

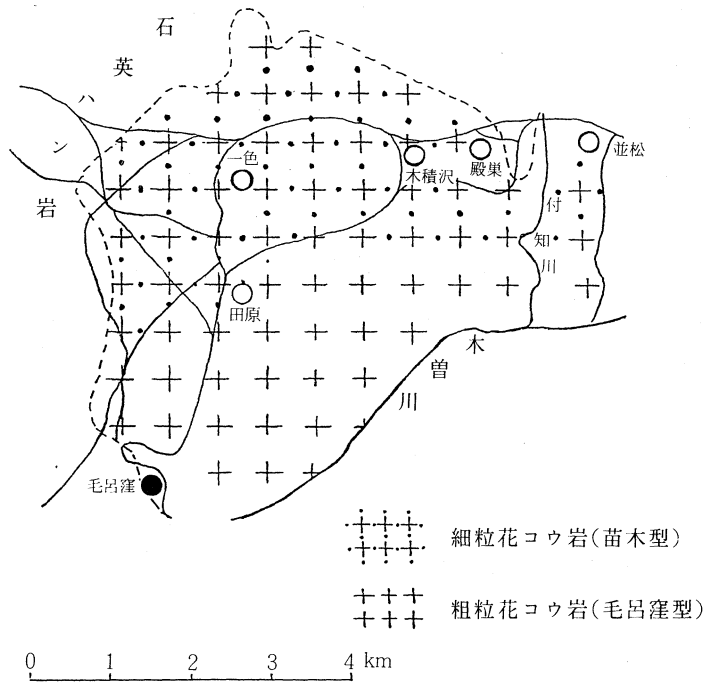
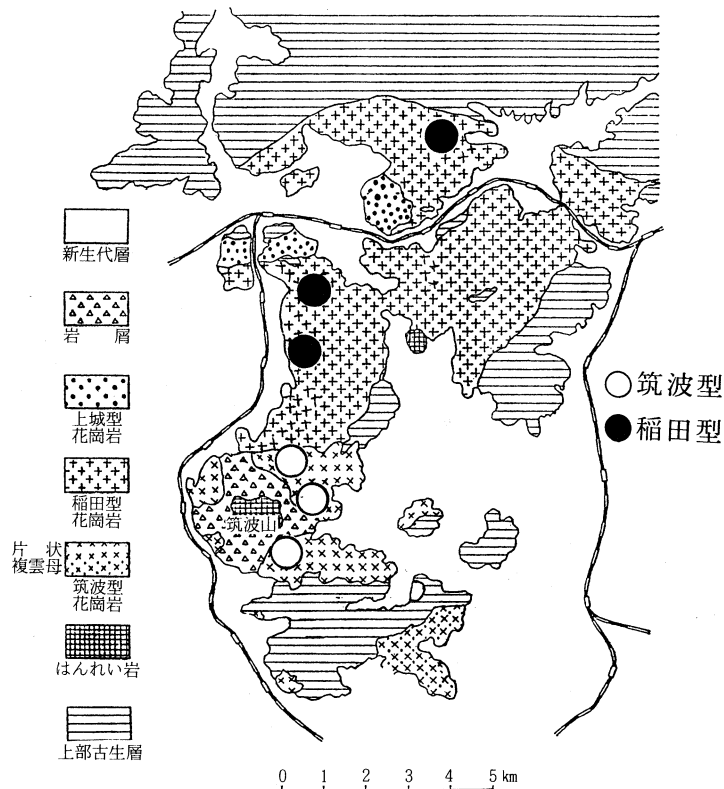


図-2 苗木地方地質図<sup>7)</sup>

図-3 筑波地方地質図<sup>5)</sup>

たとしている。

筑波地方(図-3)の花こう岩類には3種あり、筑波型、稲田型それに上城型がそれである。上城型だけが因美岩石区に属している。今回は前二者の筑波型と稲田型について検討する。この両型の関係は稲田型が筑波型を貫入しているので異なった径路で晶出したように思える。しかしこの両者はけい酸塩に対する他の化学成分が同一曲線上に乗ること、晶出の時期を表わすと考えられる黒雲母の $MgO/FeO$ の値と共存斜長石の $An\%$ との関係、および黒雲母の屈折率と斜長石の $An\%$ の関係が筑波型から稲田型へ連続的に変化していることから、この両型は同一の岩漿から時期を異にして晶出したものであり、筑波型が先に晶出し、後に稲田型が貫入してきたと推定している<sup>8)</sup>。

比良花こう岩は白亜紀のものであり山陽岩石区に属する近江型花こう岩である。前述の苗木型と同じ岩石区に入る。

崎浜の試料については前述の通りである。

### 3-2 鉛同位体比からの考察

表-1に試料中の鉛同位体比を示す。次にその表を基にして $Pb(207/206) - Pb(208/206)$ を図-4に、 $Pb(206/204) - Pb(207/204)$ を図-5に示す。尚、両図中に北海道日高山脈の花

表-1 花こう岩中の鉛同位体比

		$\frac{207\text{Pb}}{206\text{Pb}}$	$\frac{208\text{Pb}}{206\text{Pb}}$	$\frac{206\text{Pb}}{204\text{Pb}}$	$\frac{207\text{Pb}}{204\text{Pb}}$	$\frac{208\text{Pb}}{204\text{Pb}}$
筑波地方	筑波型 1	0.8569 (0.2)	2.134 (0.2)	18.03 (0.3)	15.44 (0.3)	38.51 (0.3)
	" 2	0.8557 (0.1)	2.149 (0.2)	18.08 (0.2)	15.46 (0.2)	38.88 (0.2)
	" 3	0.8515 (0.1)	2.139 (0.2)	18.23 (0.3)	15.50 (0.2)	39.01 (0.1)
	稲田型 1	0.8498 (0.2)	2.133 (0.2)	18.40 (0.2)	15.63 (0.3)	39.25 (0.4)
	" 2	0.8498 (0.2)	2.119 (0.2)	18.38 (0.4)	15.62 (0.3)	38.98 (0.2)
	" 3	0.8482 (0.1)	2.121 (0.2)	18.24 (0.2)	15.48 (0.2)	38.72 (0.3)
苗木地方	苗木型 1	0.8444 (0.1)	2.111 (0.2)	18.52 (0.2)	15.64 (0.2)	39.12 (0.3)
	" 2	0.8429 (0.2)	2.110 (0.2)	18.48 (0.2)	15.55 (0.2)	38.99 (0.2)
	" 3	0.8418 (0.1)	2.104 (0.1)	18.44 (0.2)	15.51 (0.3)	38.83 (0.3)
	" 4	0.8422 (0.1)	2.097 (0.1)	18.44 (0.2)	15.51 (0.2)	38.77 (0.1)
	" 5	0.8420 (0.1)	2.106 (0.1)	18.44 (0.1)	15.51 (0.1)	38.72 (0.1)
	" 6	0.8415 (0.1)	2.105 (0.1)	18.32 (0.3)	15.42 (0.2)	38.66 (0.2)
	毛呂窪型	0.8407 (0.1)	2.105 (0.1)	18.26 (0.2)	15.34 (0.2)	38.51 (0.2)
比良	0.8430 (0.1)	2.106 (0.2)	18.39 (0.3)	15.50 (0.3)	38.75 (0.3)	
崎浜	0.7738 (0.3)	1.936 (0.3)	20.06 (0.4)	15.54 (0.4)	38.70 (0.4)	

( ) 内は変動係数

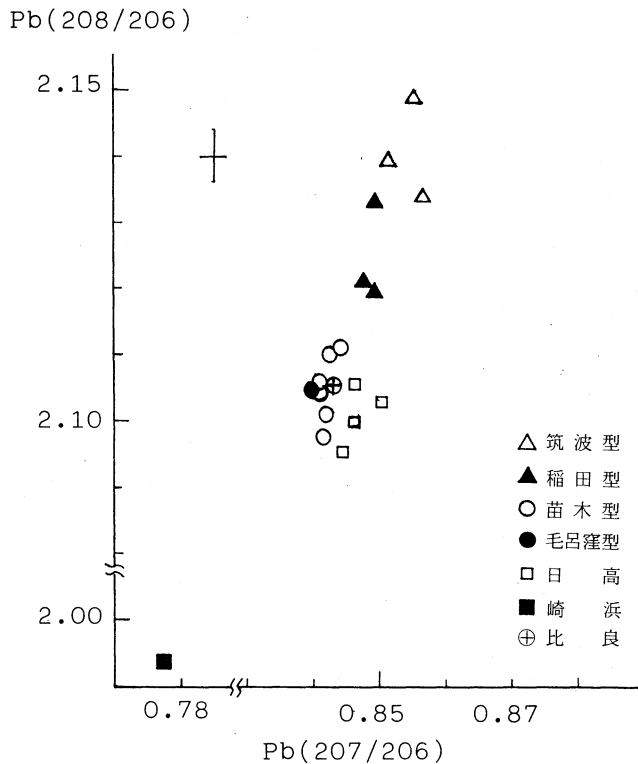


図-4 花こう岩中の鉛同位体比

Pb(207/204)

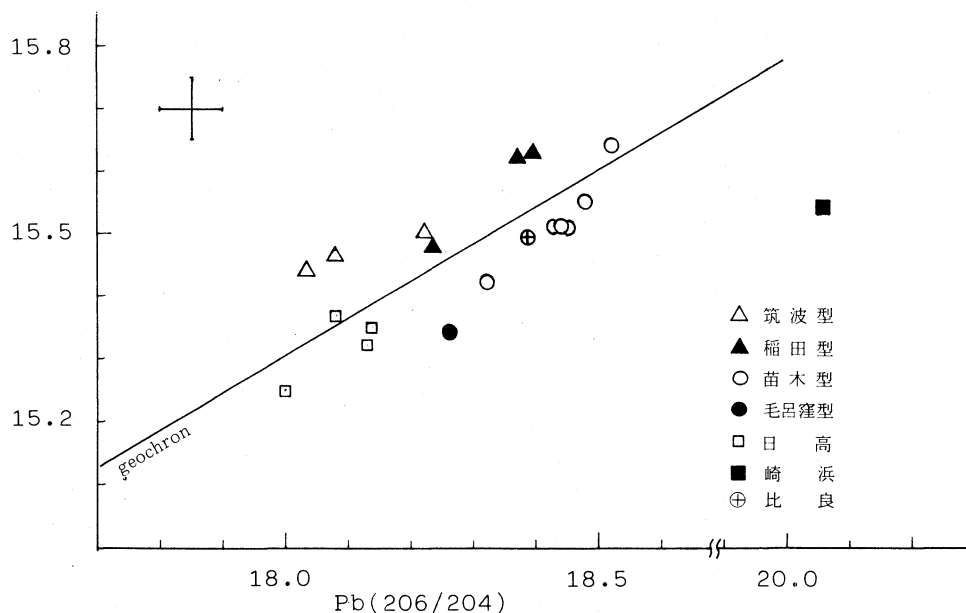


図-5 花こう岩中の鉛同位体比

こう岩中の鉛同位体比<sup>9)</sup>の測定値を比較検討のためにプロットした。

図-4 について考察する。苗木地方は苗木型花こう岩 6 個と毛呂窪型花こう岩 1 個について検討すると、苗木型は一つのグループを作っている。そして毛呂窪はその苗木型の中にプロットされている。このことは両者が同一の岩漿から晶出したことを意味し、先の地学的（地球化学的）見地と一致する。

筑波地方の筑波型花こう岩および稲田型花こう岩については、両者を二つのグループに分けることができる。とすると筑波型が晶出してから後、同じ岩漿が地下で汚染され筑波型を貫入したかまたは別の岩漿が貫入して稲田型を晶出したとも考えられる。しかし、図中、中の 3 点（△ 2 点、▲ 1 点）が近い値であることに注目すると 6 個全体が一つのグループのようにも考えられる。後者の考えにたつと、先に筑波型が晶出した後同一の岩漿が時期を異にして稲田型が晶出したという先の見解と一致することになる。しかしこの事は今後さらに検討したい。

比良花こう岩（近江型）については、その鉛同位体比が苗木地方のそれと完全に一致している。この近江型も苗木型と同様山陽岩石区に属していることから、地質学的観点を鉛同位体比からも支持できる。

崎浜地区については測定値が他の地域のそれと著しく異なっている。先にこの地区と同一岩石区がないとする見解と一致する。

日高の花こう岩類は参考のためプロットしてある。日高の花こう岩は山陰型として扱って

る。山陰—山陽は同一系列の岩石区なので、苗木型あるいは近江型と同じ岩石型と考えてよい。図-4によると日高の花こう岩は苗木型とかなり接近しているが、グリープとして見ると若干の差がある。この事も今後更に検討し、岩石区をはっきりさせたい。

図-5は放射性壊変によらない Pb (204) を基準した図である。この図より山陽岩石区に属する苗木地方および近江型花こう岩は放射性起源の鉛が多いことを示しており、筑波型は放射性起源の少ない方に分布している。ただ一つ崎浜のそれは Pb (206) だけが異常に多くなっている。

### 3. 結 び

日本の花こう岩中の鉛同位体比を岩石区別に求めることは、地質学的裏付けをするためにも重要であるし、新たに研究し直さなければならない岩石区を見い出すためにも重要である。そのような目的で今回4地域(日高花こう岩を加えると5地域)について、個々の地域の検討と、岩石区間の検討とを混じえて鉛同位体比について述べてきた。筑波地方における解釈上の問題点を除けば岩石区についての地質学的判断と鉛同位体比による解釈とは合致していた。今回の報告は地質学的見地を超えるものではないが、それらの裏付けができた。今後さらに多くの地域の花こう岩について研究してゆきたい。

終りに本研究を進めるにあたり、終始御指導をたまわった本学教授室住正世先生に深甚の謝意を表します。また種々御意見をたまわった本学白幡助教授に感謝いたします。

### 文 献

- 1) Shimizu, N: J. Fac. Univ. Tokyo, Sec. II, 17, 445 (1970)
- 2) Miyazaki, A., Sato, N. and Saito, N.: Geochem, J., 7, 231 (1973)
- 3) 室住正世, 中村精次, 湯浅光秋: 分析化学26, 626, (1977)
- 4) E. B. Sandell, Colorimetric Determination of Traces of Metals, 2nd ed. p. 392
- 5) 柴田秀賢編: 日本岩石誌 II (1967) 朝倉書店
- 6) 柴田秀賢: 地質学雑誌46, 547 (1939)
- 7) 下田信男: 日化誌81, 1835 (1960)
- 8) 岡田茂, 下田信男, 柴田秀賢: 東教大鉱物学教室研究報告3, 197 (1954)
- 9) 室住正世, 中村精次, 吉田勝美: 日化投稿中



# 花こう岩および随伴黒雲母中の銅の発光分光分析法

田中裕敏・(故)下田信男・鈴木孝範

## Emission Spectrography of Copper in Granites and Their bearing Biotites

Hirotooshi Tanaka, deceased Nobuo Shimoda and Takanori Suzuki

### Abstract

A minute amount of copper contained in granites and their bearing biotites could be exactly determined by emission spectrography using nickel as an internal standard. Matrix effects resulting from bulk chemical and mineral compositions of the sample and from existent state of copper were minimized to negligible small by preparing the copper standard series of granites and biotites whose copper concentrations had been exactly determined.

A certain amount of Ni was added to these standard granites, biotite and the samples under measurements, and the  $I(\text{Ni})/I(\text{Cu})$  ratios were measured by the use of a Shimazu QL-170 Littrow type spectrography. The  $I(\text{Ni})/I(\text{Cu})$  ratio could show copper concentrations in the samples with a relative error of 5%.

Copper concentration in the Nakanomichi (Ibaragi Prefecture) granite and biotite samples were found to be 5.7 and 11.3 respectively at the level of ppm, revealing a geochemical importance of copper enrichment in the bearing biotite.

### 1. 緒 言

ペグマタイト周縁の花こう岩およびその中に含まれる黒雲母中の微量成分の挙動を知る事を目的とし、数多くの試料の主成分および微量成分の値を定量してきた<sup>1), 2)</sup>。それらのうち銅の発光分光分析法による定量結果を述べる。

花こう岩および黒雲母中の銅の含有量は一般に数 ppm から10数 ppm であるから、僅かの供試料（とくに黒雲母ではそうである）の場合、原子吸光分析法では困難で発光分光分析法が優れている。岩石および鉱物中の銅の発光分光分析には、内部標準として鉄、銀、パラジウム、インジウム<sup>3)</sup> それにゲルマニウム<sup>4)</sup> などが使用されているが、本実験ではニッケルを使用し



た。発光分光分析法では、けい酸塩岩石中における銅の存在形や標準試料と分析試料との化学組成差によるマトリックス効果など重要な問題があり、それを除去するための方法が用いられている。例えば、岩石および鉱物の主成分である  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  それに  $\text{Na}_2\text{CO}_3$  を加えて合成した混合物に標準溶液を一定量加えたもの、または、W-1 (玄武岩) のように銅濃度の高い試料を酸化ゲルマニウムで逐次希釈したもの、更には、銅濃度既知の標準岩石である花こう岩と玄武岩およびそれに標準溶液を添加した3点を用いて標準試料としたことなどが報告されている<sup>5)</sup>。また黒雲母についても、その主成分と同じ組成を  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{MgO}$ ,  $\text{KCl}$  で合成し、銅を内部標準としてマンガンの濃度を求めた例などがある<sup>6)</sup>。

本報での標準試料は、花こう岩の定量には銅濃度既知な花こう岩を、黒雲母の定量には銅濃度既知な黒雲母を用いることによって化学組成の影響を除去した。

## 2. 実 験

発光分光分析に用いた装置、分析条件ならびに電極とその調製法および分析線対は次のとおりである。

### 2-1 装置

島津製大型水晶分光写真器 QL-170 型。島津製万能発光装置。島津製マイクロホトメーター。

### 2-2 発光および撮影条件

#### 2-2-1 発光条件

対電極；炭素棒 6 mm  $\phi$ 。補助電極；炭素棒 6 mm  $\phi$ 。

高周波火花法 電源電圧；100 V。一次電圧；40 V。静電容圧；0.0033  $\mu\text{F}$ 。

自己誘導；0 mH。

弧光法 弧光電圧；200 V。弧光電流；5 A。断続比；1：4。断続周期；4/秒

#### 2-2-2 撮影条件

スリット巾；10/1000。電極間隙；2 mm。予備放電時間；50秒。中間絞；5 mm。

乾板；富士プロセスハード。現象；FD-111・20°C・3分。階段フィルター；100：24。

#### 2-2-3 電極調製

上極；先端を80°円錐形とした。下極；直径 6 mm の中心に直径 2.5 mm、深さ 2 mm の穴をあけた。

### 2-3 試料調製

花こう岩は 0.4 g、黒雲母は 0.2 g を精秤し、それぞれに内部標準としてニッケルが試料に

対して2.5%になるようにニッケル溶液を添加し、十分に均一に混合し乾燥させたものを供試した。尚、緩衝剤は加えていない。

#### 2-4 標準試料

定量しようとする全ての花こう岩(70試料)および黒雲母(50試料)を発光分光分析で銅およびニッケルのスペクトル線の黒度を測定し、その比( $I_{Ni}/I_{Cu}$ )を求めた。そしてその値が段階的に異なる試料を花こう岩および黒雲母それぞれ4個をとって、吸光度法(ジェチルジチオカルバミン酸法<sup>7)</sup>;以後DDTC法と記す)により銅の値を正確に定量し、それらを標準系列試料として用いた。

#### 2-5 試薬

ニッケル溶液; 金属ニッケル(99.99%)を硝酸に溶かし、Ni 5mg/mlにする。

その他の試薬は全て特級試薬を使用した。

#### 2-6 分析線

Cu; Cu I 3273.962Å, Ni; Ni I 3145.719Å

### 3. 結果と考察

本法では2.4に基いて標準試料を調製した。すなわち黒度比( $I_{Ni}/I_{Cu}$ )が最低値,最高値およびその間の2点を含む4標準試料で検量線を作成した。花こう岩のうち最低値を示した試料でもその黒度比を十分な感度で読みとることができた。一般に花こう岩および黒雲母中のニッケ

表-1 標準系花こう岩中の銅の濃度とその  $I_{Ni}/I_{Cu}$

標準系列試料	銅濃度 (ppm)	$I_{Ni}/I_{Cu}$ 測定値					平均値
		0.43	0.45	0.44	0.44	0.37	
A	3.4	0.43	0.45	0.44	0.44	0.37	0.44
B	4.5	0.68	0.73	0.70	0.71	0.70	0.70
C	6.0	0.78	0.93	0.88	0.92	0.96	0.92
D	9.6	1.90	1.88	1.83	2.11	1.72	1.87

表-2 標準系列黒雲母中の銅の濃度とその  $I_{Ni}/I_{Cu}$

標準系列試料	銅濃度 (ppm)	$I_{Ni}/I_{Cu}$ 測定値					平均値
		0.65	0.59	0.58	0.53	0.53	
E	7.6	0.65	0.59	0.58	0.53	0.53	0.54
F	11.3	0.45	0.45				
		1.04	1.28	1.28	1.30	1.28	1.26
G	14.8	1.32	1.20	1.15	1.38	1.35	
		1.74	1.96	1.52	1.60	1.80	1.73
H	21.0	1.75	1.57	1.96	1.57	1.80	
		3.55	3.59	2.98	2.80	3.40	3.26

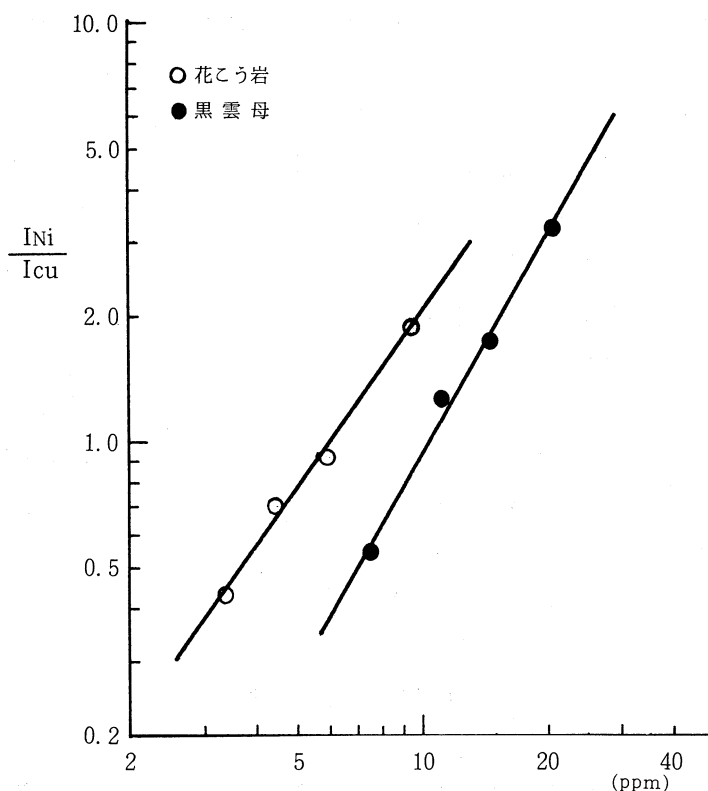


図-1 検量線

ルの含有量はそれぞれ 2~3ppm であるからニッケル添加量 2.5% に比べて無視できる。

表-1 および表-2 は花こう岩および黒雲母の標準系列試料それぞれ 4 試料中の銅の濃度を吸光度法にて定量した結果と、それらを発光分光分析で黒化度の比を繰返し測定した結果を示す。

上記 2 表より花こう岩と黒雲母では銅濃度が同じであってもそれらの黒化度が著しく異なっている。したがって、試料中の銅の定量にはそれと同一の化学組成および結晶構造を有しているものを標準試料に選ぶ必要がある。

表-3 花こう岩および黒雲母の主成分(中の道)

	花こう岩(%)	黒雲母(%)
SiO <sub>2</sub>	71.42	34.05
TiO <sub>2</sub>	0.35	3.03
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	14.55	18.12
Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.50	2.43
FeO	2.54	21.33
MnO	0.055	0.69
MgO	0.66	5.45
CaO	2.35	1.44
Na <sub>2</sub> O	3.27	0.10
K <sub>2</sub> O	3.95	8.50
H <sub>2</sub> O <sup>+</sup>	0.73	-
H <sub>2</sub> O <sup>-</sup>	nd	-

表-1 および表-2 より図-1 の検量線が得られる。この図-1 を用いて表-3 の主化学成分を有する花こう岩(茨城県中の道)および黒雲母(同)中の銅濃度を求めた。結果を表-4 に示す。

ここで平均値および変動係数は、測定値の平均値 ± 標準偏差の範囲内の値のみ用いてある。

表-4 花こう岩(中の道)および黒雲母(同)中の銅濃度のくりかえし分析

	測定値 (ppm)							平均値	変動係数(%)
花こう岩	5.4	5.5	5.3	5.7	5.2	6.1	5.8	5.7	5
	6.0	5.7	6.0						
黒雲母	12.5	11.2	11.4	10.6	11.7	10.5	9.3	11.3	5
	11.9	11.6							

以上の結果これら花こう岩および黒雲母の銅濃度を変動係数5%で定量できた。更に、花こう岩中の銅は含まれている黒雲母に濃縮していることをも示している。

#### 4. 結 び

花こう岩および黒雲母中の銅の含有量を発光分光分析で定量するにあたりニッケルを内部標準に用いた。岩石・鉱物中の銅は揮発性元素に属しているため、やや難揮発性元素に属するニッケルは内部標準として今まで実用されていない。本実験で  $I_{Ni}/I_{Cu}$  を変動係数5%で測定することができた。

一方、図-1よりお互いの検量線が著しく異なることから、花こう岩と黒雲母との個体差からの影響は明らかである。このことは地球化学的応用にあたっては、標準試料と分析試料とが化学組成および銅の存在形が類似条件下にあることの必要性を示している。本法では銅の標準系列試料として分析試料中より選びその濃度をDDTC法にて定量したものを用いた。すなわち、標準系列試料の  $I_{Ni}/I_{Cu}$  に分析試料の  $I_{Ni}/I_{Cu}$  を内挿して濃度を求めることにより前述の影響を除去した。したがって同一組成からなる数多くの試料を迅速に定量する場合には極めて有効である。

本法は花こう岩と黒雲母の個体差を識別しうる感度と精度とを具備し、地球化学的研究に応用可能と思われる。

#### 文 献

- 1) 下田信男：日化76(11)1248(1955)
- 2) 下田信男・遠藤信也：日化86(1)43(1965)
- 3) L. H. Ahrens, S. R. Taylor: Spectrochemical Analysis. 2nd ed. Addison-Wesley 1961 p. 244
- 4) A. E. Watson, G. M. Russel: Spectrochim. Acta 33(5)143(1978)
- 5) 浜口 博・黒田六郎・小沼直樹・安永 力：日化82(9)1190(1961)
- 6) 立川正久：地質学雑誌70, 36(1964)
- 7) E. B. Sandell, Colorimetric Determination of Traces of Metals, 2nd ed. p. 304



# Propagation of Elastic Wave in two Layered Concentric Cylinder Having Different Elastic Constants

Kenichi G. MATSUOKA and Sumio G. NOMACHI\*

## Abstract

Propagation of stress waves in a two concentrically layered cylinder: an inner solid and an outer annular cylinders of different elastic moduli each other, is investigated as an eigen value problem of the coefficients matrices of boundary conditions which are derived from the solution of dynamic equations of cylindrical coordinates by means of Hankel transforms.

The discussions are around the variations of wave velocity with the change of ratio between wave length and the diameter of the outer cylinder. The numerical calculations are performed for several ratio of the diameter of the cylinders.

## 1. Introduction

A cylinder concentrically layered one with another is supposed to be the simplest example of composite materials. The solution of stress wave in the two layered cylinder, may give us one of the basic properties concerning the stress wave propagation in a fiber reinforced composite which has become of increasing importance as well as research object.

In this paper, the discussion is specifically focused on the propagation of the axial stress wave in the two layered elastic cylinder. The variations of the wave velocity are shown by the change of ratio between the wave length and the diameter of the outer part, with the different combinations of elastic moduli and densities. The dispersion diagram thus obtained give the bar velocity of the two layered cylinder by letting wave length be infinite, and the modes corresponding to various velocity describe how the composite action works between both layers.

---

\* Department of Civil Engineering, Hokkido University.

## 2. Fundamental Equations of Stress Wave propagation

The equation of motions written in the cylindrical coordinates  $r$ ,  $\theta$  and  $z$ , yield the solutions of the harmonic stress wave in the solid and the hollow cylinders by means of finite Hankel transforms in the  $r$  direction, as follows;

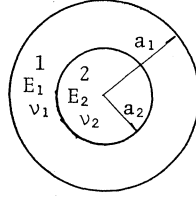


Fig. 1 The two layered cylinder.

$$u = (\tilde{\mathbf{A}}_{mr} + \tilde{\mathbf{B}}_{mr}) \cos m\theta \cdot e^{ip(t-z/V)} \quad (1)$$

$$v = (\tilde{\mathbf{A}}_{mr} - \tilde{\mathbf{B}}_{mr}) \sin m\theta \cdot e^{ip(t-z/V)} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{A}}_{mr} = & \sum_{k=1}^{\infty} [\chi_{mp}^{(k)}(N_\mu r) \{ \alpha_{mk}/2\mu + (m+1)A_{mk} + (m-1)B_{mk} - iNE_{mk}/2 \} / N_\mu \\ & + (\mu N^2/\rho p^2) \{ \chi_{mp}^{(k)}(N_\mu r)/N_\mu - N_\alpha \chi_{mp}^{(k)}(N_\alpha r)/N^2 \} \{ \beta_{mk}/2\mu \\ & + (m+1)A_{mk} - (m-1)B_{mk} - iNE_{mk} \}] \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{B}}_{mr} = & \sum_{k=1}^2 [-\chi_{ms}^{(k)}(N_\mu r) \{ \alpha_{mk}/2\mu + (m+1)A_{mk} + (m-1)B_{mk} \\ & + iNE_{mk}/2 \} N_\mu + (\mu N^2/\rho p^2) \{ \chi_{ms}^{(k)}(N_\mu r)/N_\mu - N_\alpha \chi_{ms}^{(k)}(N_\alpha r)/N^2 \} \\ & \times \{ \beta_{mk}/2\mu + (m+1)A_{mk} - (m-1)B_{mk} - iNE_{mk} \}], \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} w = & \tilde{\mathbf{W}}_{mr} \cos m\theta \cdot e^{ip(t-z/V)} = \sum_{k=1}^2 [G_m^{(k)}(N_\mu r) E_{mk} + (2\mu i N/\rho p^2) \\ & \times \{ G_m^{(k)}(N_\alpha r) - G_m^{(k)}(N_\mu r) \} \{ \beta_{mk}/2\mu + (m+1)A_{mk} - (m-1)B_{mk} \\ & - iNE_{mk} \}] \cos m\theta \cdot e^{ip(t-z/V)}, \end{aligned} \quad (5)$$

where  $u$ ,  $v$ ,  $w$  are components of displacements in the  $r$ ,  $\theta$ ,  $z$  directions respectively.  $\mu$ ,  $\lambda$ : Lamé's elastic constants,  $N = p/V = 2\pi/\lambda$ .  $p$ : circular frequency,  $V$ : propagation velocity of wave in the  $z$  direction,  $L$ : wave length,  $l$ : half of wave length,  $\rho$ : density,  $m=0, 1, 2, \dots$ ,  $N_\mu^2 = N^2 - \rho p^2/\mu$ ,  $N_\alpha^2 = N^2 - \rho p^2/(2\mu + \lambda)$ .

The following functions are seen in the Eqs. (3)~(5)

$$\begin{aligned} G_m^{(k)}(Nr) &= R_{m \cdot m}^{(k)}(Nr) / R_{m \cdot m}^{(k)}(Na_k), & \chi_{mp}^{(k)}(Nr) &= R_{m+1 \cdot m}^{(k)}(Nr) / R_{m \cdot m}^{(k)}(Na_k), \\ \chi_{ms}^{(k)}(Nr) &= R_{m-1 \cdot m}^{(k)}(Nr) / R_{m \cdot m}^{(k)}(Na_k), \end{aligned}$$

which are for the outer cylinder by letting the outer and inner radii  $a_1$  and  $a_2$ , and  $a_0$

= $a_2$ , that is

$$R_{j,m}^{(k)}(Nr) = I_j(Nr)K_m(Na_{k-1}) - (-1)^{j+m}I_m(Na_{k-1})K_j(Nr),$$

$$j = m-1, m, m+1, \quad k = 1, 2$$

In case of a solid cylinder, letting  $k=1$ , and the radius =  $a$ , we have

$$R_{j,m}^{(1)}(Nr) = I_j(Nr), \quad j = m-1, m, m+1.$$

The functions I and K are the modified Bessel functions of the 1st and 2nd order respectively. The letters  $\alpha_{mk}$ ,  $\beta_{mk}$ ,  $A_{mk}$ ,  $B_{mk}$  and  $E_{mk}$ , are unknown coefficients relating to the stresses and the displacements on the outer and inner boundaries.

### 3. Boundary Conditions

By putting 1 for the subscription, we have the coefficients of the outer layer and the coefficients of the inner cylinder are given by the subscription of 2, as shown in Fig. 1.

Let  $r$  be  $a_k$  in the Fgs. (3), (4) we have,

$$\tilde{A}_{mr} \rangle_{r=a_k} = a_k A_{mk}, \quad \tilde{B}_{mk} \rangle_{r=a_k} = a_k B_{mk}, \quad (6), \quad (7).$$

1). Conditions for  $r=a_1$ .

The Egs. (6), (7) yield,

$$i) \quad \tilde{A}_{mr \cdot 1} \rangle_{r=a_1} = a_1 A_{m1 \cdot 1}, \quad \tilde{B}_{mr \cdot 1} \rangle_{r=a_1} = a_1 B_{m1 \cdot 1}, \quad (8)$$

The outer surface is free from any stresses, and it follows,

$$ii) \quad \left. \begin{aligned} \sigma_{r \cdot a_1} \rangle_{r=a_1} = 0 \quad \therefore \beta_{m1 \cdot 1} = 0, \quad \tau_{r\theta \cdot 1} \rangle_{r=a_1} = 0 \quad \therefore \alpha_{m1 \cdot 1} = 0, \\ \tau_{rz \cdot 1} \rangle_{r=a_1} = 0, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

2). Conditions for  $r=a_2$ .

Likewise, we have from the Egs. (6) and (7),

$$iii) \quad \left. \begin{aligned} \tilde{A}_{mr \cdot 1} \rangle_{r=a_2} = a_2 A_{m2 \cdot 1}, \quad \tilde{A}_{mr \cdot 2} \rangle_{r=a_2} = a_2 A_{m1 \cdot 2}, \\ \tilde{B}_{mr \cdot 1} \rangle_{r=a_2} = a_2 B_{m2 \cdot 1}, \quad \tilde{B}_{mr \cdot 2} \rangle_{r=a_2} = a_2 B_{m1 \cdot 2}, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

and the continuity of the displacements is written by

$$iv) \quad \left. \begin{aligned} u_1 \rangle_{r=a_2} = u_2 \rangle_{r=a_2}, \quad v_1 \rangle_{r=a_2} = v_2 \rangle_{r=a_2}, \quad w_1 \rangle_{r=a_2} = w_2 \rangle_{r=a_2} \\ \therefore A_{m2 \cdot 1} = A_{m1 \cdot 2}, \quad B_{m2 \cdot 1} = B_{m1 \cdot 2}, \quad E_{m2 \cdot 1} = E_{m1 \cdot 2} \\ \sigma_{r \cdot 1} \rangle_{r=a_2} = \sigma_{r \cdot 2} \rangle_{r=a_2}, \quad \tau_{r\theta \cdot 1} \rangle_{r=a_2} = \tau_{r\theta \cdot 2} \rangle_{r=a_2} \\ \therefore \alpha_{m1 \cdot 1} = \alpha_{m1 \cdot 2}, \quad \beta_{m1 \cdot 1} = \beta_{m1 \cdot 2} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

and

$$\tau_{rz \cdot 1} \rangle_{r=a_2} = \tau_{rz \cdot 2} \rangle_{r=a_2}, \quad (12)$$



The Eqs. (8)~(12), lead to the matrix for the eigen value from which phase velocity of stress wave may be obtained.

### 4. Numerical Example

Taking the ratio of the elastic moduli and the densities between both layer as  $E_2/E_1=7.0$  and  $\rho_2/\rho_1=3.2$  with the Poisson's ratio:  $\nu_1=1/6, \nu_2=0.3$ , we carried out the numerical calculation of the phase velocity concerning axially symmetrical wave for  $a_2/a_1=0.0, 0.25, 0.5$  and  $1.0$ . The case of  $a_2/a_1=0.0$  and  $1.0$  coincide with the cases a single solid cylinder. The calculation of the eigen values from the prescribed matrix, was performed by means of iteration keeping an accuracy for a number of five figures. The eigen value is nothing but the phase velocity, from which the group velocity is derived by numerical differentiation.

Fig. 2 shows the dispersion diagram concerning the phase velocity of the 1st order. The ordinate of the figure is measured by the ratio between the phase velocity and the

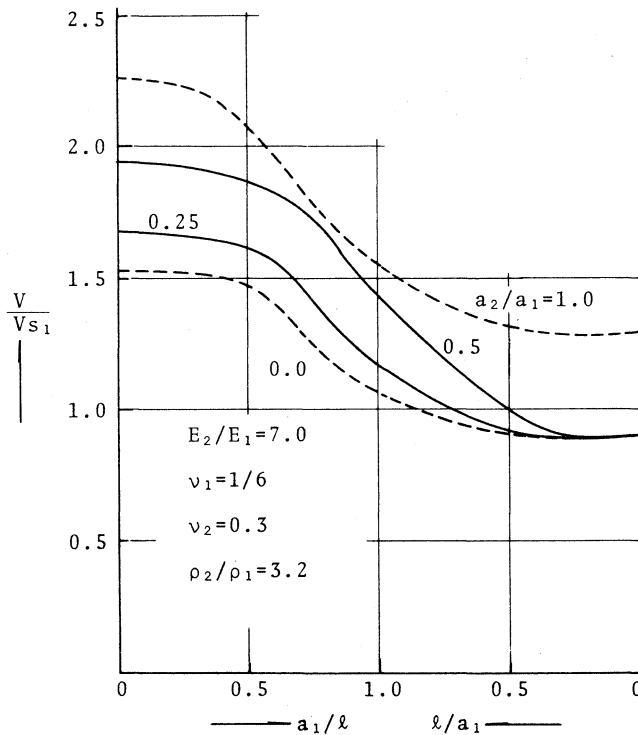


Fig. 2 The dispersion diagram of phase velocity.

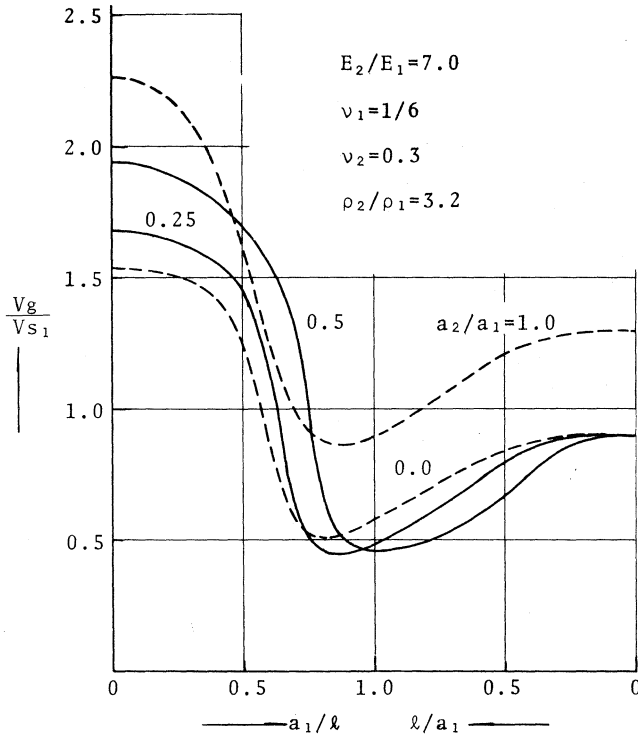


Fig. 3 The dispersion diagram of group velocity.

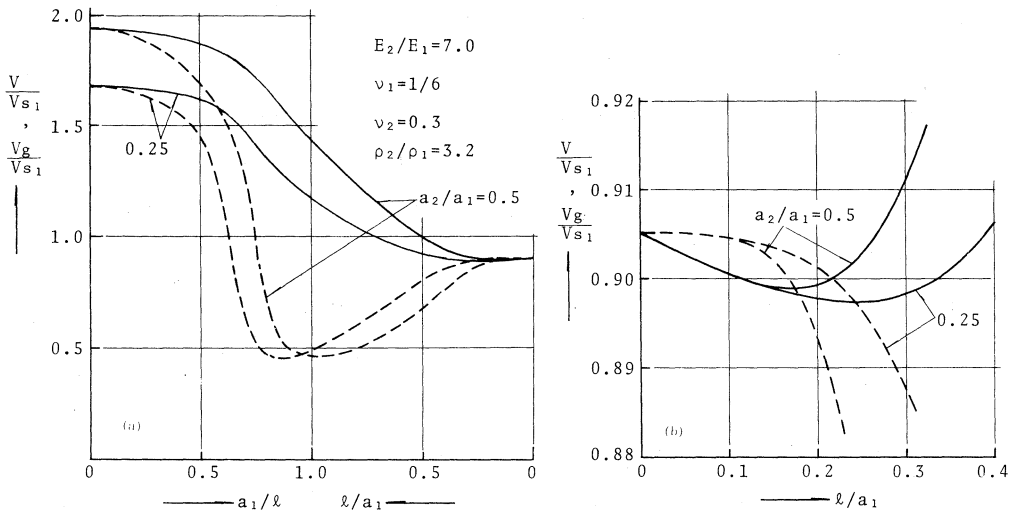


Fig. 4 The comparison between phase and group velocity of two layered cylinder.

shear wave velocity of the outer material, and abssisa, by  $a_1/l$  on the left and by  $l/a_1$  on the right part in which  $l$  is the half of wave length. Thus the figure covers all the wave length from zero to infinite. The dotted lines are for the solid cylinders,

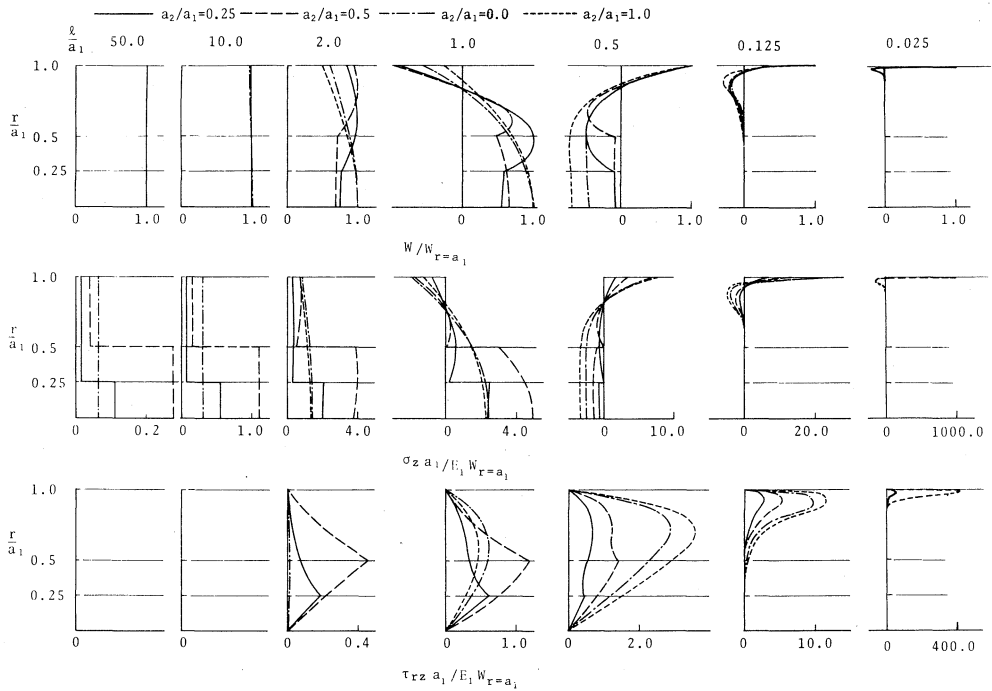


Fig. 5 The wave modes of  $w$ ,  $\sigma_z$ , and  $\tau_{rz}$ .

one with  $E_1, \rho_1, \nu_1$  and another with  $E_2, \rho_2, \nu_2$ . The full lines are for the two layered cylinder, and they are drawn between both dotted lines in Fig. 2. In case of infinite wave length,  $V/V_{s1}=1.681$  for  $a_2/a_1=0.25$  and  $V/V_{s1}=1.942$  for  $a_2/a_1=0.5$ . The bar velocities corresponding to the above, which are calculated by use of material constants averaged over cross sections, are 1.699 and 1.940, respectively. They are of fairly good coincidence. However, as wave length tends to zero the velocity become to that of Rayleigh wave on the outer free surface.

Fig. 3 shows the dispersion diagram of group velocities. The lines in the figure represent same discrimination with those in Fig. 2. The group velocities of the layered cylinder are not always evaluated between those of solid cylinders. The minimum values for the layered cylinder are smaller than those of solid cylinders.

Fig. 4 shows the phase and the group velocities of the two layered cylinder, and the group velocity is always lower than the phase velocity except in the short wave range.

Fig. 5 includes many figures showing the wave modes of the axial displacement  $W$ , the stresses  $\sigma_z$  and  $\tau_{rz}$ , with  $l/a_1=50.0, 10.0, 2.0, 1.0, 0.5, 0.125,$  and  $0.025$ . We see that the modes uniformly distribute over the section when the wave length in large,

however, the modes vary over the section as the wave length becomes short. The mode in solid cylinder tends to surface wave style as the wave length becomes shorter. Whereas the mode in the two layered cylinder, keeps uniform distribution on the section of inner cylinder until a considerably short wave length occurs, a concentration of the mode to the outer surface takes place at very short wave length.

## 5. Conclusions

Investigating the propagation of stress wave in the concentric two layered cylinder of different elastic moduli and densities in the way of three dimensional stress problem, we have the results as follows:

- 1). The phase velocity of the two layered cylinder is in good agreement with the bar velocity by use of statical equivalent rigidity.
- 2). By tending the wave length to zero, the phase velocity becomes the Rayleigh wave's one on the outer free surface.
- 3). The group velocity of the two layered cylinder is not always in between those of the solid cylinders of each elastic moduli and densities.
- 4). The elastic wave concentrates to the outer boundary for the short wave length.

The numerical example was calculated using FACOM 230-75 of Hokkaido University and MELCOM 9100 of Muroran Institute of Technology.

## References

- 1) K. Matsuoka and S. Nomachi, Procs. JSCE, No. 258, (1977) p. 13.
- 2) K. G. Matsuoka and S. G. Nomachi, Theoretical and Applied Mechanics, Vol. 24, (1976) p. 399.



# The Dynamic Response of Plate with Two Ribs under Impact Load

Hiroshi Takano\*, Norimitsu Kishi  
and Sumio G. Nomachi\*\*

## Abstract

Reaction against normal impulsive forces on the midspan of a rectangular acryl plate, which is reinforced by two ribs parallel to its free sides, was measured.

Stress analysis corresponding to the test was carried on by means of dynamic finite strip method.

Initial stress behavior and action of the ribs in the test approximately agree with the numerical results.

## 1. INTRODUCTION

The response of a plate under dynamic load has importance in many applications. The objective is to keep the plate from undesirable response by all means. Attaching ribs to the plate are a common way of reinforcement.

According to C. Zerner<sup>1)</sup>, the center of disturbance, the point where the impulse acted, remains stationary until the return of the disturbance reflected from the boundary of the plate. This implies that when the impulsive load acts between the ribs, their action associated with the plate should differ from what is supposed to be in case of statics.

The present investigation was undertaken to gain insight into the initial response of the rectangular plate with ribs, under the normal impulse by way of test and analysis. The rectangular plate with two ribs parallel to its pair of free sides made of acryl resine is used, and the stress analysis is performed by means of dynamic finite strip method<sup>2)</sup>.

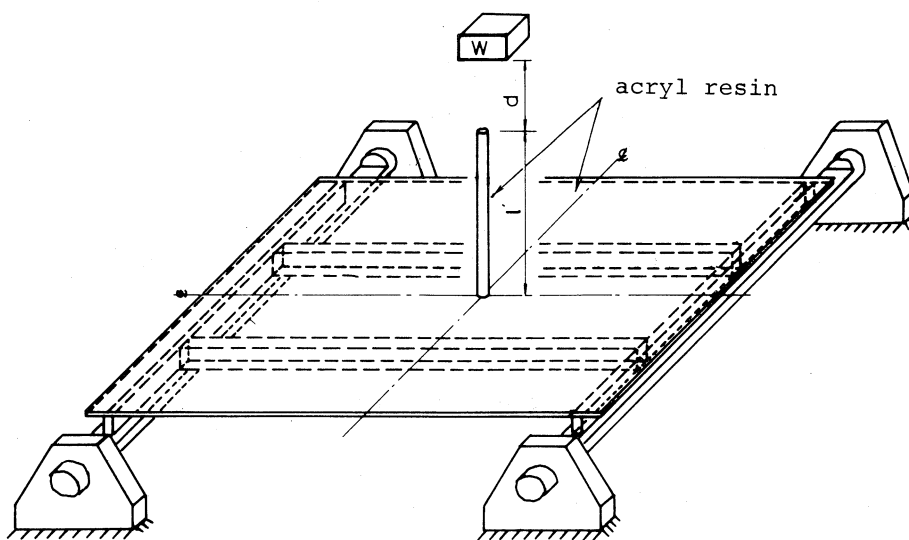
---

\* Structure Departure of Civil Engineering Laboratory, Central Research Institute of Electric Power Industry, Abiko, Chiba.

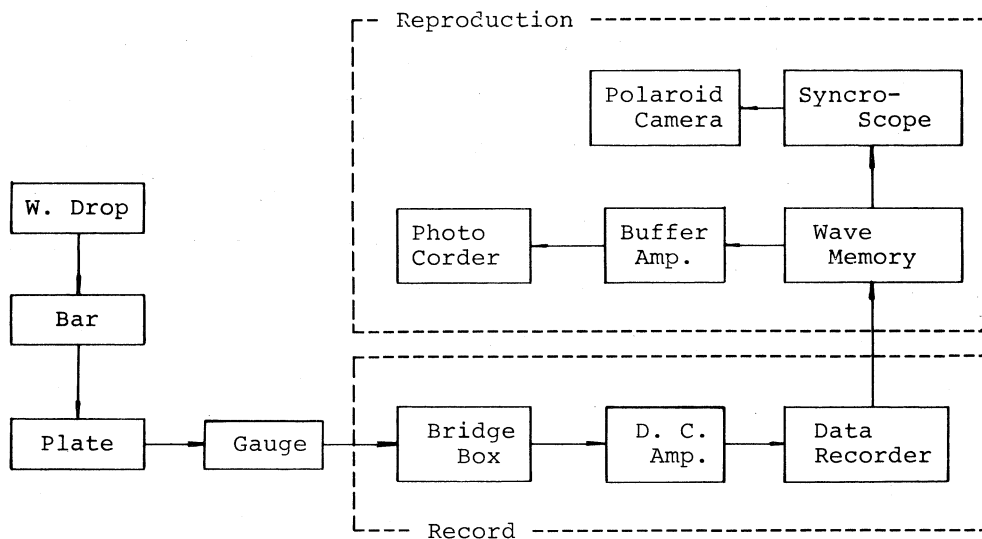
\*\* Departure of Civil Engineering, Hokkaido University, Sapporo.

## 2. EXPERIMENTS

Figure 1 shows an outline of the experimental set up and a flow chart of the measurement. Experimental technique is almost similar to the one what we used for the beam impact problems<sup>3), 4)</sup>. The boundary conditions of the plate are two opposite sides free and the other sides hinged. A rod is set on the midspan of the plate, which is impacted

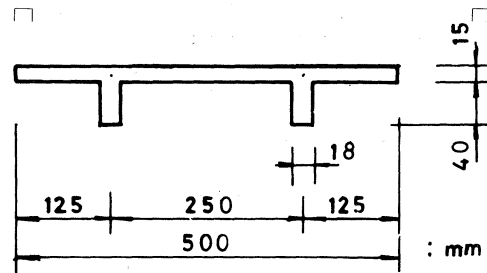


(a) experimental equipment



(b) measurement block diagram

Fig. 1 Experimental set up



Span Length	$l = 100$ cm
Elastic Rod	$l = 50$ cm
	$\phi = 30$ mm
Drop Weight	$W = 1.9$ Kg
	$d = 30$ cm
Acryl resin	$E = 30000$ Kg/cm <sup>2</sup>
	$\nu = 0.38$
	$\rho = 1.18$ g/cm <sup>3</sup>

Fig. 2 Specifications of the plate with two ribs and elastic rod

through the rod by a dropping weight. The variation of impact intensity is observed by a strain gauge at the bottom of the rod and measured impact will be applied to the impact load on the plate in case of numerical calculation.

Strains on the surface of the plate are measured by means of one gauge method, that is a foil strain gauge whose length is 1 mm and resistance 120  $\Omega$ . In order to record the high frequency components, a D. C. Amp. that can measure up to 20 KHz was used and the measured data were recorded by a wide band data recorder, and the strains were stroed in Wave Memory, so that we could reproduce and magnify them any optional time span.

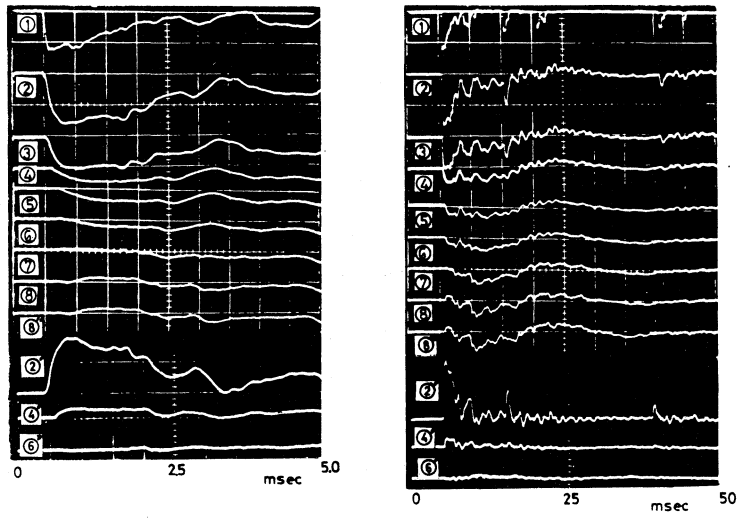
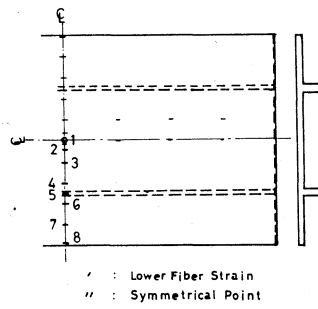
By making use of symmetry of the strain distribution, we limited the measurement to a quarter or a half of the plate. The specifications of the plate with two ribs and the loading rod are shown in Figure 2. The impact was produced by 1.9kg weight dropped for 30 cm above the loading rod.

Symmetrical loading is for the case when the impact load acts on the midpoint of plate, and eccentric loading for the case when the impact load acts on the central point of one rib, respectively.

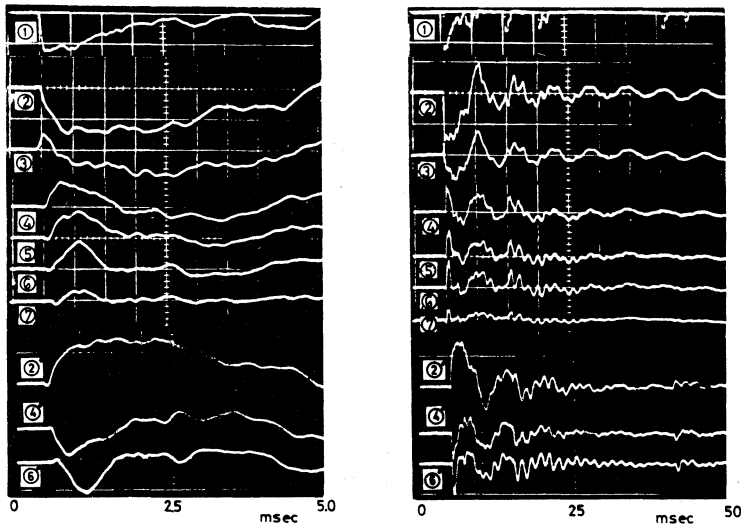
### 3. EXPERIMENTAL RESULTS

Figures 3 and 4 show the variations of strains with time for the symmetrical and eo-



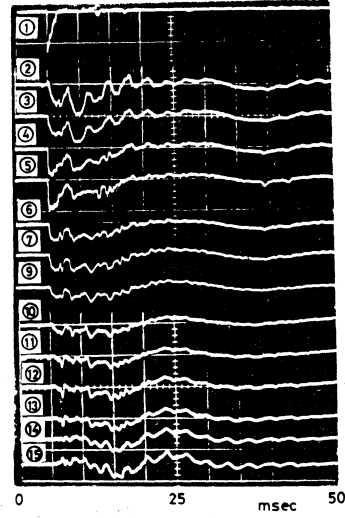
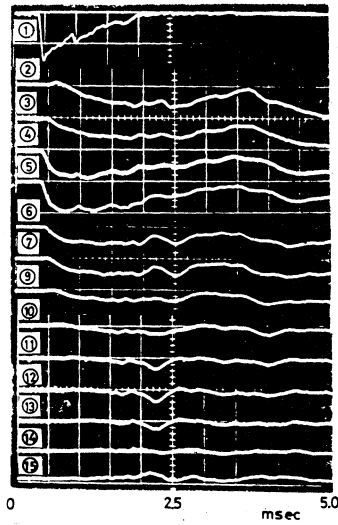
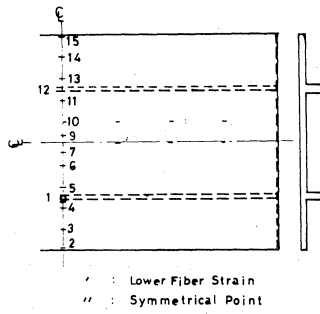


(a) variation of longitudinal strain

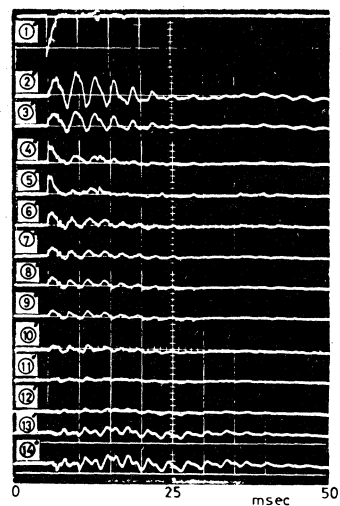
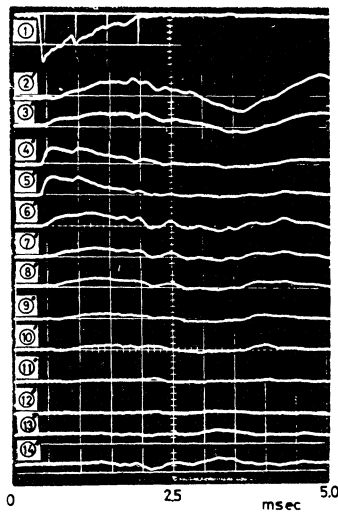


(b) variation of transversal strain

Fig. 3 Variation of strain on top surface of plate in case of symmetrical loading



(a) variation of strain on top surface of plate



(b) variation of strain on bottom surface of plate

Fig. 4 Variation of longitudinal strain in the plate in case of eccentric loading

central loading, respectively. The impact strain in the rod is illustrated in Figure 3 by ①, whose curve is a triangular distribution with the duration of about 2.5 msec.

The variation of strains at the incident moment of impact in Figure 3 (a), shows that the strain wave front advances in concentric way about the speed of shear velocity. The strain gauges ②, ④ and ⑥, which are glued on top and bottom surfaces of the plate, give all symmetric pattern at the incident moment before 5 msec, as shown in Figure 3 (a). This implies that the ribs do not play a part of the structure and the plate behaves as a plane plate. For the time being, the strains vary in a manner of the natural vibration of the composite structure of plate and ribs, and the maximum response takes place at the very beginning as shown in Figure 3 (a). It is very much like in case of impact of infinite beam due to bending.

The strain measurement when the impact load acts on a central point of one rib is illustrated in Figure 4. Comparing, for instance, two curves of ⑤ with each other, we can see that the one for the top surface clearly differs from the other for the bottom surface. This implies that the composite action of the rib may occur from the beginning of impact. For the time being, the response rapidly moves to the natural vibration of the plate with two ribs.

#### 4. THEORETICAL ANALYSIS

Long sizes of a strip element are denoted by  $i$  and  $j$  nodes, displacements in the  $x$ -,  $y$ - and  $z$ -directions by  $u$ ,  $v$  and  $w$ , and rotation about  $x$  axis by  $\theta$ , as shown in Figure 5.

The function for  $w$ ,  $\theta$  may be expressed by cubic variation of  $y$  and for  $u$ ,  $v$  linear of  $y$  in the narrow direction of the strip element.

Thus,

$$u = u^{(i)}u_i + u^{(j)}u_j \quad \dots\dots (1)$$

$$v = v^{(i)}v_i + v^{(j)}v_j \quad \dots\dots (2)$$

$$w = w^{(i)}w_i + w^{(j)}w_j + \theta^{(i)}\theta_i + \theta^{(j)}\theta_j \quad \dots\dots (3)$$

in which

$$\left. \begin{aligned} u^{(i)} = v^{(i)} &= 1 - \eta \\ u^{(j)} = v^{(j)} &= \eta \\ w^{(i)} &= 1 - 3\eta^2 + 2\eta^3 \end{aligned} \right\} \dots\dots (4)$$

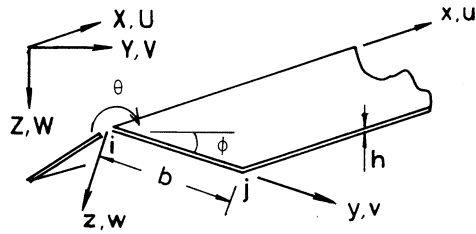


Fig. 5 One strip element

$$\begin{aligned}
 w^{(j)} &= 3\eta^2 + 2\eta^2 \\
 \theta^{(i)} &= b(\eta - 2\eta^2 + 3\eta^3) \\
 \theta^{(j)} &= b(-\eta^2 + \eta^3)
 \end{aligned}$$

where  $\eta = y/b$ . The position of the displacements are identified by the suffix  $i$  and  $j$ .

The Galerkin's method<sup>5)</sup> will be applied to equilibrium equations of in-plane and out-plane forces with the weight function  $u^{(k)}$ ,  $v^{(k)}$ ,  $w^{(k)}$  and  $\theta^{(k)}$  ( $k=i$  or  $j$ );

$$\int_0^b \left( \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} - \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right) u^{(k)} dy = 0 \quad \dots (5)$$

$$\int_0^b \left( \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} - \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \right) v^{(k)} dy = 0 \quad \dots (6)$$

$$\int_0^b \left( \frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial^2 M_{yx}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 M_y}{\partial y^2} - \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + p \right) w^{(k)} dy = 0 \quad \dots (7)$$

$$\int_0^b \left( \frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial^2 M_{yx}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 M_y}{\partial y^2} - \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + p \right) \theta^{(k)} dy = 0 \quad \dots (8)$$

and integrating by parts eq. (5)–(8) with Hooke's law, we find the equations between the displacements and the forces on the normal line  $i$  and  $j$ . Then applying finite Fourier transforms, and taking the natural boundary conditions for  $x=0$  and  $l$ , we have the stiffness relation as follows :

$$[K] \{ \bar{S}m[\delta] \} + [M] \frac{\partial^2}{\partial t^2} \{ \bar{S}m[\delta] \} = \{ \bar{S}m[f] \} + \{ \bar{S}m[p] \} \quad \dots (9)$$

where

$$\begin{aligned}
 \{ \bar{S}m[\delta] \} &= [ Cm[u_i] \ Sm[v_i] \ Sm[w_i] \ Sm[\theta_i] \\
 &\quad Cm[u_j] \ Sm[v_j] \ Sm[w_j] \ Sm[\theta_j] ]^T \\
 \{ \bar{S}m[f] \} &= [ Cm[T_i] \ Sm[S_i] \ Sm[Q_i] \ Sm[M_i] \\
 &\quad Cm[T_j] \ Sm[S_j] \ Sm[Q_j] \ Sm[M_j] ]^T \\
 Cm[u] &= \int_0^l u \cos \frac{m\pi}{l} x dx, \quad Sm[v] = \int_0^l v \sin \frac{m\pi}{l} x dx
 \end{aligned}$$

$$T = h\tau xy, \quad S = h\sigma y, \quad Q = \frac{\partial My}{\partial y} + 2 \frac{\partial Myx}{\partial x}, \quad M = My$$

$$m = 1, 2, 3, \dots$$

in which  $[K], [M]$  are stiffness and mass matrices,  $\{Sm[p]\}$  is external force vector by nodal loads. Thus, they are rewritten in the following forms:

$$[K] = GhVp^2 \begin{bmatrix} A1 & A3 & & & A2 & A4 & & & 0 \\ & A5 & & 0 & -A4 & A6 & & & 0 \\ & & B1 & B3 & & & & & B2 & B4 \\ & & & B5 & & 0 & & & -B4 & B6 \\ & & & & A1 & -A3 & & & & 0 \\ & & & & & A5 & & & & 0 \\ & & & & & & & & B1 & -B3 \\ \text{Symm.} & & & & & & & & & B5 \end{bmatrix}$$

$$[M] = \rho h \begin{bmatrix} C1 & 0 & & & C2 & 0 & & & 0 \\ & C1 & & 0 & 0 & C2 & & & 0 \\ & & D1 & D3 & & & & & D2 & D4 \\ & & & D5 & & 0 & & & -D4 & D6 \\ & & & & C1 & 0 & & & & 0 \\ & & & & & C1 & & & & 0 \\ & & & & & & & & D1 & -D3 \\ \text{Symm.} & & & & & & & & & D5 \end{bmatrix} \{Sm[p]\} = Sm[p] \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ - \\ E1 \\ E2 \\ \dots \\ 0 \\ 0 \\ - \\ E1 \\ -E2 \end{Bmatrix}$$

where

$$\begin{aligned} A1 &= \frac{b}{3} \left(\frac{m\pi}{l}\right)^2 + \frac{1}{bVp^2} & B1 &= rp^2 \left\{ \frac{13}{35} \left(\frac{m\pi}{l}\right)^4 b + \frac{12}{5b} \left(\frac{m\pi}{l}\right)^2 + \frac{12}{b^3} \right\} \\ A2 &= \frac{b}{6} \left(\frac{m\pi}{l}\right)^2 - \frac{1}{bVp^2} & B2 &= rp^2 \left\{ \frac{9}{70} \left(\frac{m\pi}{l}\right)^4 b - \frac{12}{5b} \left(\frac{m\pi}{l}\right)^2 - \frac{12}{b^3} \right\} \\ A3 &= \frac{-1+3\nu}{4} \left(\frac{m\pi}{l}\right) & B3 &= rp^2 \left\{ \frac{11b^2}{210} \left(\frac{m\pi}{l}\right)^4 + \left(\nu + \frac{1}{5}\right) \left(\frac{m\pi}{l}\right)^2 + \frac{6}{b^2} \right\} \\ A4 &= -\frac{1+\nu}{4} \left(\frac{m\pi}{l}\right) & B4 &= rp^2 \left\{ -\frac{13b^2}{420} \left(\frac{m\pi}{l}\right)^4 + \frac{1}{5} \left(\frac{m\pi}{l}\right)^2 + \frac{6}{b^2} \right\} \\ A5 &= \frac{1-\nu}{6} \left(\frac{m\pi}{l}\right)^2 b + \frac{1}{b} & B5 &= rp^2 \left\{ \frac{b^3}{105} \left(\frac{m\pi}{l}\right)^4 + \frac{4b}{15} \left(\frac{m\pi}{l}\right)^2 + \frac{4}{b} \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A6 &= \frac{1-\nu}{12} \left(\frac{m\pi}{l}\right)^2 b - \frac{1}{b} & B6 &= rp^2 \left\{ -\frac{b^3}{140} \left(\frac{m\pi}{l}\right)^4 - \frac{b}{15} \left(\frac{m\pi}{l}\right)^2 + \frac{2}{b} \right\} \\
 C1 &= \frac{b}{3} & C2 &= \frac{b}{6} & D1 &= \frac{13}{35} b^2 & D2 &= \frac{9}{70} b & D3 &= \frac{11}{210} b^2 \\
 E1 &= \frac{b}{2} & E2 &= \frac{b^2}{12} & D4 &= -\frac{13}{420} b^2 & D5 &= \frac{1}{105} b^3 & D6 &= -\frac{1}{140} b^3
 \end{aligned}$$

in which  $Vp = \sqrt{2/(1-\nu)}$ ,  $rp = h/\sqrt{12}$ , and  $G$  and  $\nu$  denote shear modulus and Poisson's ratio.

In order to analyze, the stresses and the displacements in a whole structure, we must transform local coordinate of each strip element into global one. By making use of the matrix  $[T]$  in between local and global coordinates, the forces, the displacements and the loads are transformed by following equations :

$$\left. \begin{aligned}
 \{\bar{S}m[F]\} &= [T]\{\bar{S}m[f]\} \\
 \{\bar{S}m[A]\} &= [T]\{\bar{S}m[\delta]\} \\
 \{\bar{S}m[P]\} &= [T]\{\bar{S}m[p]\}
 \end{aligned} \right\} \dots\dots(10)$$

where

$$[T] = \begin{bmatrix} L & 0 \\ 0 & L \end{bmatrix} \quad \text{with} \quad [L] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \phi & \sin \phi & 0 \\ 0 & -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \dots\dots(11)$$

$\phi$  = angle of the element by global coordinate (clockwise positive) as shown in Figure 5.

Thus, the dynamic equations of concerning the whole structure can be expressed by

$$[Kst]\{\bar{S}m[Ast]\} + [Mst] \frac{\partial t}{\partial t^2} \{\bar{S}m[Ast]\} = \{\bar{S}m[Fst]\} + \{\bar{S}m[Pst]\} \quad \dots\dots(12)$$

By letting  $\{\bar{S}m[Fst]\} = 0$ ,  $\{\bar{S}m[Pst]\} = 0$  in eq. (12), eigen values and corresponding mode vectors may be found out. Thus obtained mode matrix  $[\Phi]$  together with normal coordinate vector  $\{Sm[\Psi]\}$  lead to the relation :

$$\{\bar{S}m[Ast]\} = [\Phi]\{\bar{S}m[\Psi]\} \quad \dots\dots(13)$$

Substituting eq. (13) into eq. (12) and considering the orthogonality of matrix and Rayleigh damping effect  $hr$ , we obtain the equation of motion for the  $r$ -th eigen value  $\omega r$  as follows.

$$\bar{S}m[\ddot{\Psi}r] + 2\omega r hr \bar{S}m[\dot{\Psi}r] + \omega r^2 \bar{S}m[\Psi r] = Pr/Mr. \quad \dots\dots(14)$$

where

$$Mr = \{\Phi r\}^T [Mst] \{\Phi r\}, \quad Pr = \{\Phi r\}^T \{\bar{S}m[Fst] + \bar{S}m[Pst]\}$$

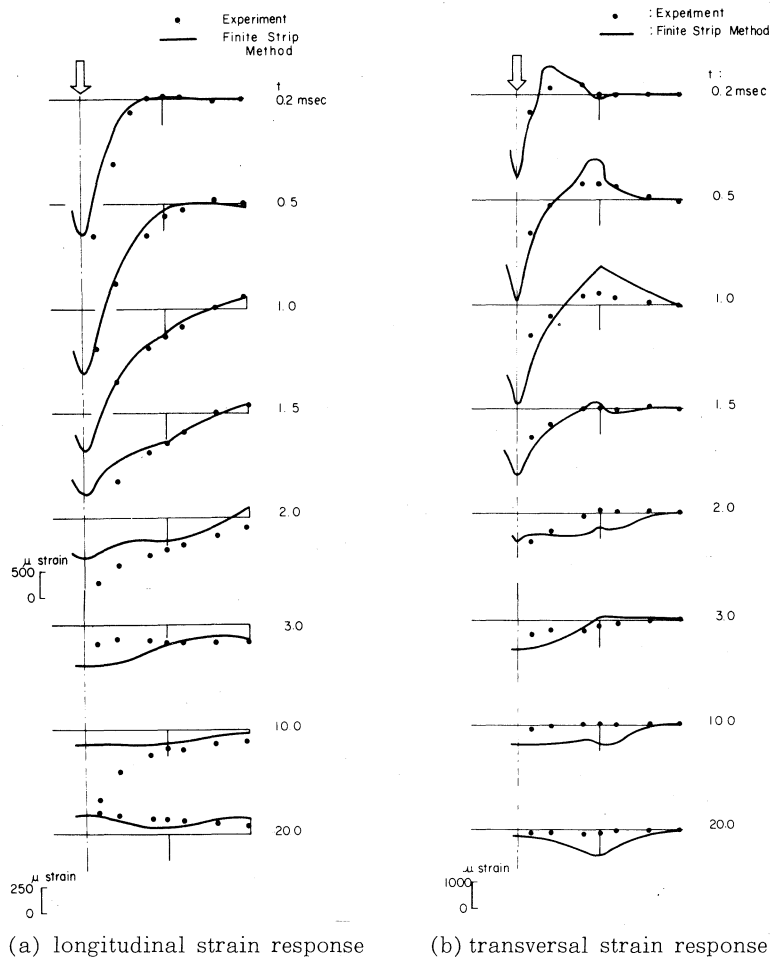
$\{\bar{S}m[\Psi]\}$  yields  $\{\bar{S}m[Ast]\}$  through eq. (13). The nodal displacements and forces are ob-

tained by means of inverse finite Fourier transforms.

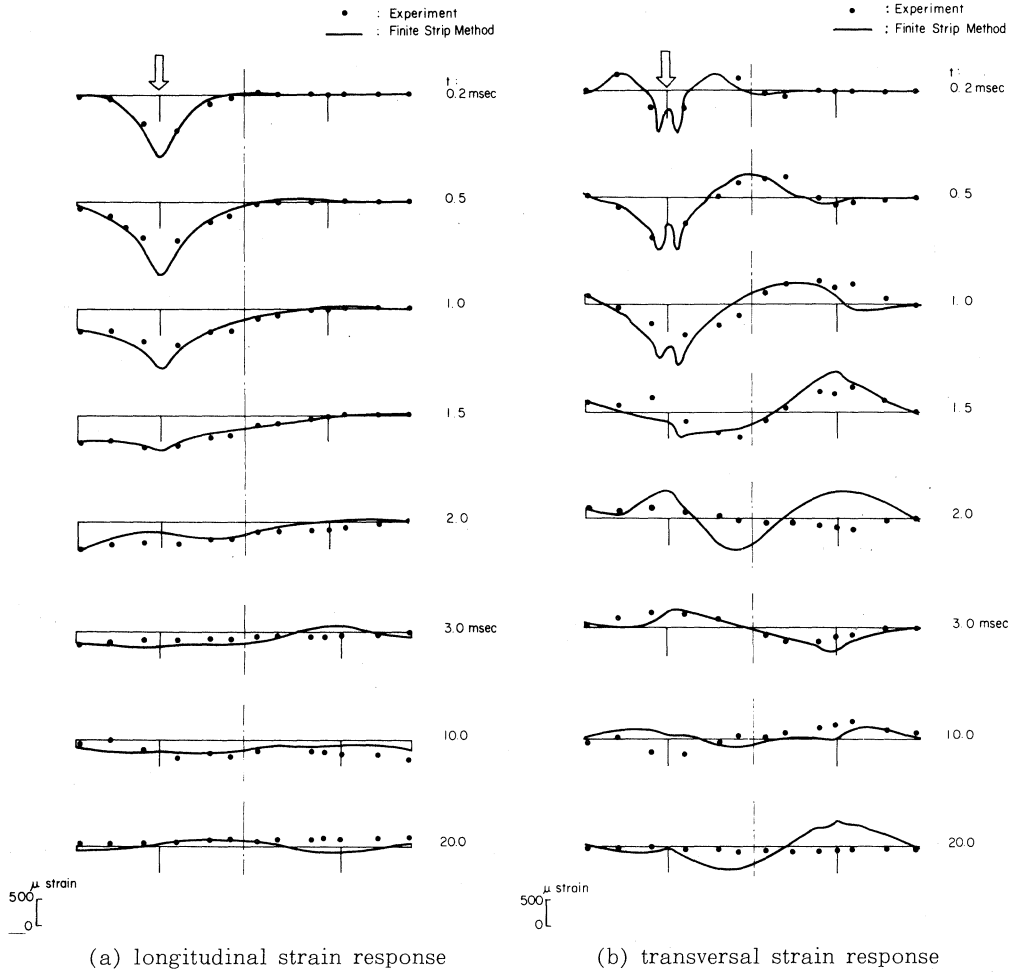
### 5. COMPARISON OF THEORETICAL AND TEST RESULTS

The numerical calculations on the two ribs plate, were performed taking 51 terms of the Fourier series. The structure was divided into 14 and 27 strip elements for the symmetrical and eccentric loading respectively.

The variation of impact load were assumed to be triangular as shown by ① in Figures 3 and 4.



**Fig. 6** Comparison of theoretical and experimental strain mode variation over cross section on top surface of plate at midspan in case of symmetrical loading



**Fig. 7** Comparison of theoretical and experimental strain mode variation over cross section on top surface of plate at midspan in case of eccentric loading

The measured and analyzed longitudinal and transversal strain distributions over the central cross section at certain time are shown in Figures 6 and 7 for the symmetrical and eccentric loading, respectively. In both cases, the analytical results may agree with experimental ones very well. This may indicate that the finite strip method is adequately apply for elastic impact problem of folded plate structures.

We can see that the stress wave propagates in transversal as well as longitudinal directions. In the beginning of the impact, the two ribs do not act as composite members and in long time range the ribs get in cooperation with the plate and the whole structure vibrates according to its fundamental mode.



We can also recognize that the wave propagates in the transverse direction from Figure 7. The unloaded rib does not seem to work as a reinforcing member at the incident of impact, whereas the loaded rib then may bears the most impact load.

## 6. CONCLUSION

Investigating the measured strains in the plate with two ribs from the beginning of impact to the time when the lowest plate vibration occurred, with the analyzed strains corresponding to the test, we have the following remark.

- (1) The plate with two ribs not behave as the composite structure before the reflected wave returns from the boundary. The plate responds as a plane plate at the incident of impact which acts on the portion between the ribs. When the impact load acts on one of the ribs, the rib only bears the load at the very beginning of impact.
- (2) The finite strip method of stress analysis may deal with the impact problem of folded plate structures.

## 7. REFERENCES

- 1) Zener, C., The intrinsic inelasticity large plates. *Physical review*, Vol. 59 (1941), pp. 669-673.
- 2) Nakamura, H., Dynamic analysis of thin-walled beams considering cross sectional deformations. *J. S. C. E.*, Vol. 223 (1974), pp. 11-22.
- 3) Takano, H., Kishi, N. and Nomachi, S. G., On dynamic behavior of beams with rectangular section under impact load. *Theoretical & Applied Mech.*, Vol. 28 (1980), pp. 369-378.
- 4) Takano, H., Nomachi, S. G. and Kishi, N., On the bending impulse of simple supported composite beams. *Theoretical & Applied Mech.*, Vol. 29 (1981), pp. 213-223.
- 5) Okumura, T. and Sakai, F., An approach to statical analysis of three-dimensional structures consisting of thin flat plates and its applications. *J. S. C. E.*, Vol. 176 (1970), pp. 43-59.

# 教官学術研究発表集録

## 理 工 編

(昭和56. 4. 1~57. 3. 31)

### 建 築 工 学 科

荒川卓 荒井康 藤田幸 溝口光 溝男	線返し荷重を受ける鉄筋コンクリート柱の変形性能の評価	日本コンクリート工 学協会, 第3回コン クリート工学年次講 演会講演論文集	1981. 6
荒川卓 荒井康 溝田幸 江口男 江頭恵	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3: 補足実験による耐力性状) (その4: 補足実験による変形性状) (その5: 変形性能評価の再検討)	日本建築学会, 大会 学術講演梗概集(九 州)	1981. 9
Takashi ARAKAWA Yasuyuki ARAI Mitsuo MIZOGUCHI Yutaka FUJITA	Evaluation of Deformational Behavior of Reinforced Concrete Columns under Cyclic Loading	Transactions of the Japan Con- crete Institute	3, (1981)
荒川卓 藤田康 大小保繁 小野晃 森野毅 森竹治	鉄筋コンクリート柱の動的挙動と塑性変形性 能の評価に関する実験的研究(その1: 線返 し加力時の変位漸増速度の影響)	日本建築学会北海道 支部研究報告集No.55	1982. 3
荒川卓 荒井康 江川恵 川口剛 川秀	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5: $F_c$ が変化する場合の追 加実験の結果)	日本建築学会北海道 支部研究報告集No.55	1982. 3
荒井康 柴田幸 田拓二	開断面立体耐震壁の弾性解析法	日本建築学会, 大会 学術講演梗概集(九 州)	1981. 9
荒井康 溝村幸 北田修 柴拓 二	開断面耐震壁を含む建物の立体解析(Ⅰ, 静 加力時)	日本建築学会北海道 支部研究報告集No.55	1982. 3
荒井康 柴田幸 田拓二	一般骨組内の開断面立体耐震壁の解析につい て	日本建築学会論文報 告集第313号	1982. 3
泉清 佐藤人身 竹内幸 博	衝撃性騒音のやかましさをの閾値に関する実験 (2)	日本建築学会大会学 術講演	1981. 9.28
泉清 佐藤人身 竹内幸 博	聴感実験室と騒音現場における不快感評定の 比較(1)	日本建築学会大会学 術講演	1981. 9.28

泉佐竹	藤内	清哲博	人身幸	騒音の心理的屬性に関する因子分析(3)	日本建築学会大会学術講演	1981. 9 28
泉		清	人	衝撃音の評価研究における課題	環境科学シンポジウム	1981.12.18
泉佐竹	藤内	清哲博	人身幸	繰返し衝撃音のやかましさに関する実験(7) —騒音の不快感の評価に感ずる研究(28)—	日本建築学会北海道支部研究報告集	No. 55, p. 1-4 (1982)
泉佐竹	藤内	清哲博	人身幸	聴感実験室と騒音現場における不快感の比較(2) —騒音の不快感の評価に関する研究(29)—	日本建築学会北海道支部研究報告集	No. 55, p. 5-8 (1982)
泉佐武	藤田	清哲克	人身彦	都市騒音の変動特性に関する考察(1) —騒音の不快感の評価に関する研究(30)—	日本建築学会北海道支部研究報告集	No. 55, p. 9-12(1982)
泉佐	藤	清哲	人身	騒音の心理的屬性に関する因子分析	日本音響学会建築音響研究委員会資料	AA-82-04, p.1-8 (1982)

機 械 系 (機械工学科, 産業機械工学科, 第二部機械工学科)

丸谷	政正	志鄰亘		Malvern 理論におけるひずみプラトーの存在について	日本材料学会第30期学術講演会前刷	1981
臺丸谷	政	志		円柱を伝播する熱弾性波の伝播と減衰	日本機械学会論文集(A編)	47, (420) 834-840 (1981)
内臺丸	藤谷	正政恒哲	鄰志平夫	銅丸棒における塑性波の伝播	日本機械学会講演論文集	No. 822-1 (1982)
奥田	教海			北海道における風力エネルギーの利用—風車による発電	建設経済社, 建設とエネルギー	第8号, 28-31 (1981)
奥山	田岸	教英	海明	風力エネルギー変換システム, 小型プロペラ型風車に関する実験的研究	日本機械学会講演論文集	No. 810-9, 29-32 (1981)
奥山	田岸	教英	海明	定常流水路におけるサボニウス型波力水車の模型実験	日本機械学会北海道支部第23回講演会講演論文集	No.812-13, 4-6 (1981)
奥山	田岸	教英	海明	小型風車に関する実験的研究第4報	日本機械学会講演論文集	No.810-15, 79-81 (1981)
Kyokai	OKUDA			Trajectory and Diffusion of Particles in Liquid-Solid Flow of Freight Pipelines	Journal of Pipelines, Elsevier Scientific Publishing Company	1, (3) 211-223 (1981)
杉山		弘		断面収縮型衝撃波管の空力特性に関する研究(性能に及ぼす隔膜位置, 断面積比及び収縮角の影響)	日本機械学会東北支部講演論文集	No. 811-1, (1981)
水谷	野口	忠治博	治博	圧縮式冷凍機とガスタービンの組合せサイクル(第2報, 冷媒の種類による性能の比較)	冷凍	56, (646) 651-660 (1981)

- |   |   |   |                        |
|---|---|---|------------------------|
| Masayoshi<br>KOBAYAMA   | A Measuring Method of the Absorption Coefficient for the Radiative Medium with Arbitrary Configuration, Density and Temperature             | Proceeding of the 2nd Japan Symposium on Thermophysical Properties  | 1981<br>171-174        |
| 媚山政良  | 放射熱伝達の解析 (第5報, 煙煙による農地の保温効果について)  | 室蘭工業大学研究報告  | 10, (3) 389-411 (1981) |
| 津野修一<br>(北海道電力)   | 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11回学生会卒業研究発表講演会講演前刷集   | 1982<br>21-22          |
| 佐藤和彦<br>(日立製作所)   |   |   |                        |
| 媚山政良<br>水野忠治  |   |   |                        |
| 林澤重信<br>弘   | 小型火花点火機関の過渡特性に関する研究 (気化器絞りに弁急閉の場合)  | 日本機械学会北海道支部, 第23期学術講演会  | No. 812-3, (1981-9-13) |
| 林澤重信<br>弘   | 小型火花点火機関の過渡特性に関する研究 (気化器絞りに弁急開の場合)  | 日本自動車技術会, 昭和56年度秋期学術講演会前刷集  | (1981-10-2)            |
| 林澤重信<br>山光久   | 小型火花点火機関の過渡特性に関する研究 (負荷変動に対する機関連度の応答)   | 日本機械学会北海道支部, 第23期総会講演会  | No. 822-1, (1982-3-13) |
| 吉井俊明<br>西田公至  | ハンマーによる円柱片端面衝撃による衝突音の研究   | 精機学会北海道支部学術講演会講演論文集   | 1981. 9                |
| 福地雅夫<br>西田公至  | 直方体構造の板面振動による回折音場の可視化による研究  | 精機学会北海道支部学術講演会講演論文集   | 1981. 9                |
| Koji<br>NISHIDA<br>Osamu<br>TOBISE  | Sound Field Produced by the Vibration of a Rectangular Solid Structure and Sound Visualization  | Bull. of JSPE   | 15, (4) (1981. 12)     |
| 福地雅夫<br>西田公至  | 円孔を有する直方体構造物内部の音源により形成される周囲音場   | 精機学会春季大会学術講演会論文集  | 1982. 3                |
| Yuichi<br>TANAKA<br>Hakaru<br>SAITO<br>Ikuo<br>TOKURA<br>Katsuya<br>IKAWA<br>(Tohoku Univ.) | Relationship Between Some Physico-Mechanical Properties and Numerical Indexes of Graphite Shape in Compacted-Vermicular Graphite Cast Irons | Transactions of American Society of Mechanical Engineers, Journal of Engineering Materials and Technology | 104, (1) 60-65 (1982)  |
| 田中雄一<br>斉藤克也<br>井川 (東北大)  | コンパクトド・バーミキュラー黒鉛鑄鉄の黒鉛形状と物理的機械的性質との関係  | 鑄物  | 53, (4) 37-42 (1981)   |
| 岸浪紘機<br>村本和夫<br>知本定三<br>佐川義博  | 微粒子の移動軌跡による自然対流速度場測定の研究<br>一等温加熱壁と非加熱壁の連続する平面壁の場合   | 第18回日本伝熱シンポジウム講演論文集   | 1981. 6                |

戸倉 郁 夫 斉藤 紘 図 岸本 和 機 村 本 夫	霜の成長と密度および熱伝導率について	第18回日本伝熱シンポジウム	1981. 6.23
岡田 広 一 斉藤 紘 図 岸倉 郁 機 戸 本 夫	平行平板間に置かれた水平加熱円管群の自然対流熱伝達	日本機械学会北海道支部第23回講演会	1981. 9.13
Ikuo TOKURA Hakaru SAITO Koki KISHINAMI	A Study on Thermal Conductivity and Density of Water Frost Layer	第2回日本熱物性シンポジウム	1981.11.13
花岡 裕 水野 忠 治 窪田 英 樹	寒冷地にある工場の暖房実態とその検討	第16回空気調和・衛生工学会道支部学術講演会	1982. 3.18
山岸 英 明 石黒 祐 二 熊田 (北 大) 花岡 (北 大) 岡 裕	液体ナトリウム熱サイフォンの伝熱特性 (第3報)	第18回日本伝熱シンポジウム講演論文集	1981. 6.23
前野 一 夫	混合型 CO <sub>2</sub> ガスダイナミック・レーザー特性の考察	昭和56年度衝撃工学シンポジウム (宇宙科学研究所)	1981. 9.28/29
石井 好 (都立航空高専) 酒井 祐 二 (千葉大・学) 原 浩 幸 (DEC) 前野 一 夫	無隔膜ショック・チューブ駆動部の特性について (第1報)	昭和56年度衝撃工学シンポジウム (宇宙科学研究所)	1981. 9.28/29
東野 郁 夫 黒河 久 男 嘉数 侑 昇 沖野 教 郎 菊地 千 之	NC自動プログラミングシステムにおける工具系の干渉問題 —旋削加工の場合—	昭和56年度精機学会春季大会学術講演会講演論文集第2分冊	1981. 3.28
横内 弘 宇 小野 地 之 菊 善 千	スナッキング研削に関する研究 (第5報) —砥石が跳躍振動する場合の研削深さについて—	昭和56年度精機学会春季大会学術講演会講演論文集第3分冊	1981. 3.29
菊地 千 之 田中 雄 一	ドリル加工における各種球状黒鉛鉄の被削性	日本鑄物協会第99回全国講演大会講演概要集	1981. 5.21
横内 弘 宇 小野 地 之 菊 善 千	スナッキング研削に関する研究 (第6報) —跳躍振動モデル解と静的モデル解の総合—	精機学会北海道支部学術講演会講演論文集	1981. 9.26
東野 郁 夫 黒河 久 男 嘉数 侑 昇 沖野 教 郎 菊地 千 之	時間 $t$ を導入した干渉チェック問題 —旋削加工の場合—	精機学会北海道支部学術講演会講演論文集	1981. 9.26

- |  |   |  |                                 |
|--|---|--|---------------------------------|
| 西田朗<br>黒河男<br>嘉数久<br>沖野教<br>菊地千<br>(北千大)之  | 旋削オペレーション・プランニングの基礎研究<br>—仕上加工情報の生成—  | 精機学会北海道支部<br>学術講演会講演論文<br>集  | 1981. 9. 26                     |
| 疋田弘光   | 最小積分逆システムとその応用  | 第20回計測自動制御<br>学会学術講演会  | 1981. 7. 29                     |
| Hiromitsu<br>HIKITA  | Design of Exact Model Matching<br>Systems and its Applications to Output<br>Tracking Problems                     | International Jour-<br>nal of Control                                    | 34, (6)<br>1095-1111<br>(1981)  |
| 疋田弘光   | 動的補償器を併用したシステム非干渉化  | 第14回計測自動制御<br>学会北海道支部学術<br>講演会   | 1982. 2. 2                      |
| 塚原実<br>早川友吉  | 高速ディーゼル機関への低質油適用における<br>燃焼と排出ガスの改善に関する研究  | 日本機械学会東北支<br>部秋田地方講演会講<br>演論文集No811-1                                    | 1981. 6                         |
| 塚原実<br>早猪友誓  | 定容燃焼容器におけるエマルジョン噴霧の燃<br>焼に関する研究   | 日本機械学会北海道<br>支部第23回講演会講<br>演論文集No812-3                                   | 1981. 9                         |
| 塚村原山<br>宮本康  | ディーゼル機関に水・エマルジョン燃焼法を<br>適用した場合の燃焼促進効果に及ぼす燃焼室<br>形状の影響   | 日本機械学会論文集  | 48, (426)<br>381-388<br>(1982)  |
| 塚村原山<br>吉本康  | ディーゼル機関に水・エマルジョン燃焼法を<br>適用した場合の燃焼促進効果に及ぼす燃料性<br>状の影響  | 日本機械学会論文集  | 48, (428)<br>802 (1982)         |
| Minoru<br>TSUKAHARA<br>Tadashi<br>MURAYAMA<br>Yasufumi<br>YOSHIMOTO                                  | Influence of Fuel Properties on the<br>Combustion in Diesel Engine Driven<br>by the Emulsified Fuels              | Bulletin of the<br>Japan Society of<br>Mechanical Engi-<br>neers         | 25, (202)<br>612-619<br>(1982)  |
| Kosuke<br>TAGASHIRA<br>Bevis<br>Hutchinson<br>(英 Aston Univ.)<br>Ian<br>Dillamore<br>(英 Aston Univ.) | The Effects of Mn and N on the<br>Development of Recrystallization<br>Textures in Cold-Rolled Steels              | Internal Report of<br>Aston University                                   | (1981)<br>April,<br>p. 1-58     |
| Kosuke<br>TAGASHIRA<br>Bevis<br>Hutchinson<br>Ian<br>Dillamore                                       | The Effects of Manganese and Nitrogen<br>on the Development of Recrystallization<br>Textures in Cold Rolled Steel | The Sixth Inter-<br>national Confer-<br>ence on Textures<br>of Materials | 28th Sept.<br>-3rd Oct.<br>1981 |
| Kosuke<br>TAGASHIRA<br>Bevis<br>Hutchinson<br>Ian<br>Dillamore<br>(INCO)                             | The Effects of Manganese and Nitrogen<br>on the Development of Recrystallization<br>Textures in Cold Rolled Steel | Proceedings of 6th<br>ICOTOM (ISIJ)                                      | 2, 778-786<br>(1981)            |

田頭孝介 Bevis Hutchinson Ian Dillamore	極低炭素鋼板の再結晶集合組織発達に及ぼす窒素とマンガンの影響	日本金属学会道支部講演会	1981.11.27
田頭孝介	極低炭素鋼の再結晶集合組織に及ぼす添加元素の影響	日本鉄鋼協会道支部鋼材分科会	1982. 1.29
吉田豊昭 西辻(北大)	レーザによる炭じんの定量化に関する基礎的研究(第6報)	日本鉱業会, 春季全国大会講演会	1981. 4. 1
吉田豊一 門脇良一 土田光也 西藤干(北大)	レーザ光による粉じん計測法についての一考察	日本鉱業会, 春季全国大会講演会	1981. 4. 1
吉田豊一 門脇良一 土田光也 西藤干(北大)	光波伝播損失を用いた粉じん計測法について—実空間における実験的考察—	日本鉱業会道支部, 昭56春季講演会	1981. 5.28
吉田豊昭 西辻(札幌市役所) (北大)	レーザを用いた炭じん及び岩粉の定量法における基礎的研究	電子通信学会論文誌	1981, J64-B, (4) 326
吉田豊昭 西辻(北大) 木下重教(北大)	粉じんによるレーザ光減衰特性—レーザ光による大気中浮遊粉じんの濃度測定法について—	日本鉱業会誌	97, (1126) 1251(1981)
吉田豊一 門脇良一 土田光也 佐藤干(北大)	光波伝搬損失を用いた粉じん計測法について(第2報)	室工大開発技報	1982, (24) 17-21
吉田豊孝 岩崎(早大) 本間(北大)	炭礦保安に関する計測法の標準化についての研究	(財)石炭技術研究所	1981, 27-36
佐藤干城 吉田豊	光波を用いた鉱山保安計測に関する研究	文部省科研費, 総合B研究討論会(代表北大 磯部俊郎教授)	1981. 8.21

### 応用物性学科

Naoki SASAKI Noboru NISHIDA	Viscoelastic Properties of Natural Rubber under the Large Deformation	Reports on Progress in Polymer Physics in Japan	24, 255 (1981)
Naoki SASAKI Shin YAGIHARA Kunio HIKICHI	X-ray Small Angle Analysis of Collagen Hydration	Reports on Progress in Polymer Physics in Japan	24, 605 (1981)

Tatsumi SATO (北海道大学)	Measurement of nonlinear frequency chirp of Q-switched ruby laser	Applied Optics	20, 1477-1482(1981)
Hirofumi FUJIWARA Kazumi MURATA (北海道大学)	ICO-12 報告	光 学	10, 490-491 (1981)
Hirofumi FUJIWARA Tatsumi SATO (北海道大学)	Upper-limit speed of a moving object in front-surface holography using a Q-switched ruby laser	Applied Optics	21, 721-724 (1982)
Kazumi MURATA (北海道大学)	Measurement of transfer function of spectroscopic system	ICO-12 Conference University of Graz	August 31-September 5, 1981
Hirofumi FUJIWARA Tatsuhiko IKEDA (北海道大学)	分光器の OTF 測定法	第17回応物北海道支部学術講演会	1982. 2. 5 (於北海道大学工学部)
池 田 龍 彦 (北海道大学)			
藤 原 裕 文 村 田 和 美 (北海道大学)			

### エネルギー工学専攻

西 畑 寿 幸 田 辺 博 義 福 島 清 太 郎	酸化ビスマス系固体電解質における酸素電極反応	電気化学協会北海道支部, 第8回研究発表会	1982. 1. 26
瀬 川 昇 田 辺 博 義 福 島 清 太 郎	TiO <sub>2</sub> -Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 系複合酸化物の酸素導電特性	電気化学協会北海道支部, 第8回研究発表会	1982. 1. 26
鈴 木 康 次 郎 田 辺 博 義 福 島 清 太 郎	MoSe <sub>2</sub> 焼結体の電極特性	電気化学協会北海道支部, 第8回研究発表会	1982. 1. 26
Tadao KENJO	PTFE-bonded Raney Nickel Hydrogen Electrodes in Alkaline Fuel Cells	Bulletin of Chemical Society of Japan	54, 2553-2556(1981)

### 数 物 系 (数学, 物理学)

山 口 忠 夫 加 地 郁 夫 (北 大)	グラフ間距離について	昭和56年度電子通信学会情報・システム部門全国大会	1981. 10
山 口 忠 夫 加 地 郁 夫 (北 大)	グラフ間距離について (続報)	昭和56年度電気四学会北海道支部連合大会	1981. 10
山 口 忠 夫 加 地 郁 夫 (北 大)	有向グラフ間距離を用いた同形性判定アルゴリズム	昭和56年度電気四学会北海道支部連合大会	1981. 10



山 口 忠 夫 加 地 郁 夫 (北 大)	有向グラフ比較のための頂点の到達可能性に基づく距離について	電子通信学会論文誌 A分冊	Vol. J65A No. 1, 1982
桂 田 英 典	種数 2 の代数関数体の $SL_2(F_p)$ 不分岐拡大	日本数学会代数分科 会	1981. 4
桂 田 英 典	関数体の不分岐拡大	科学研究費シンポジ ウム「ガロア群とそ の表現」	1981. 12
桂 田 英 典	On Unramified $SL_2(F_p)$ Extensions of an Algebraic Function Field of Genus	Proceedings of the Japan Academy	57, SerA. (8)
桂 田 英 典	Bezout の定理の一般化と関数体の不分岐拡 大	日本数学会北海道支 部会	1982. 1

### 地 学

小 島 伸 夫	三浦半島南西部の乱堆積構造の解析	日本地質学会第87年 学術大会, 講演要旨 179頁	1980. 4
小 島 伸 夫	三浦半島南西部の三崎累層にみられる乱堆積 層について (第1報)	地質学雑誌	86, (5) 313- 326 (1980)
小 島 伸 夫	三浦半島南西部の三崎累層にみられる乱堆積 層について (第2報)	地質学雑誌	87, (4) 197- 210 (1981)

筆者はこの一連の研究で、三浦半島の南西部に分布する三崎層中の多くの乱堆積層につき、その形態と構造とを記載し、殊にその基底に注意して全体像を表現するように努めた。そしてここでは三崎層の堆積期間中、北への傾動をつづけ、間欠的に地すべりや土石流をおこして多様な乱堆積層を作っていたことを見出した。この傾動は基盤のブロック運動によると思われるが、乱堆積層の全体像を解明し、それにテクトニクスの意味を見出そうとするこの試みは、研究の新分野を発展させるものと考えられる。

### 金 属 工 学 科

桑 野 寿 彰 田 辺 林 禎 弘 北 師 岡 保 弘	Cr-rich な Fe-Cr 合金の 2 相分離	第88回日本金属学会 春期講演会	1981. 4. 3
桑 野 寿 弘 師 岡 保 弘	Fe-Cr 合金中に析出した Cr-rich 相のメス バウアー効果による研究	日本金属学会誌	45, 457-463 (1981)
桑 野 寿	高純度金属および低炭素鋼の粒界内耗	日本金属学会宿題テ ーマ研究会	1981. 7. 10
田 中 雄 一 齊 藤 一 郎 井 川 克 也 (東北大学)	コンパクトド・パーミキュラー黒鉛鑄鉄の黒 鉛形状と物理的・機械的性質との関係	鑄 物	53, (4) 187- 192 (1981)
田 中 雄 一 河 村 公 治 加 藤 清 夫 (浅間技研工業) 井 川 克 也 (東北大学)	球状黒鉛鑄鉄の疲れ特性と基地組織との関係	鑄 物	53, (9) 500- 505 (1981)

Yuichi TANAKA Hakaru SAITO Ikuo TOKURA Katsuya IKAWA (Tohoku Univ.)	Relationship Between Some Physico-Mechanical Properties and Numerical Indexes of Graphite Shape in Compacted/Vermicular Graphite Cast Iron	Transactions of American Society of Mechanical Engineers, Journal of Engineering Materials and Technology	104, (1) 60-65 (1982)
田中雄一	CV 黒鉛鑄鉄の温度伝導率について	日本鑄物協会 CV 鑄鉄部会	1981. 4. 14
田中雄一	コンパクトド・バーミキュラー黒鉛鑄鉄の黒鉛及び地組織に及ぼす Sb, Ce の影響	日本鑄物協会第99回講演大会	1981. 5. 21
菊地千之 田中雄一	ドリル加工における各種球状黒鉛鑄鉄の被削性	日本鑄物協会第99回講演大会	1981. 5. 21
田中雄一	球状黒鉛鑄鉄の疲れ特性と基地組織との関係	日本金属学会, 日本鉄鋼協会, 両北海道支部講演会	1981. 6. 5
田中雄一	鑄鉄の疲れ強さと基地組織	日本鑄物協会北海道支部, 鑄鉄・鑄鋼研究会	1981. 6. 12
田中雄一	鑄鉄中の硫黄量と接種効果	日本鑄物協会北海道支部講演会	1981. 7. 2
田中雄一	溶湯通過処理による球状黒鉛鑄鉄の製造	日本鑄物協会北海道支部, 鑄鉄・鑄鋼研究会	1981. 9. 25
田中雄一	鑄鉄の熱衝撃抵抗に及ぼす黒鉛及び基地組織の影響	日本鑄物協会第100回講演大会	1981. 10. 21
田中雄一	CV 黒鉛鑄鉄の現状	日本鑄物協会北海道支部, 鑄鉄・鑄鋼研究会	1981. 12. 11
田中雄一	CV 黒鉛鑄鉄の熱的性質	日本鑄物協会第11回シンポジウム	1982. 3. 16
田中雄一	鑄鉄の黒鉛組織の定量係数化及び機械的・物理的性質との関係	日本鑄物協会北海道支部, 鑄鉄・鑄鋼研究会	1982. 3. 30
桃井野正也 川克也 (東北大学)	アルミニウム圧延板の塑性異方性と集合組織に及ぼす鑄塊組織の影響	軽金属学会第60回春期大会	1981. 5. 14
桃井野正也 川克也 (東北大学)	鑄塊の結晶微細化とポロシティ形成に及ぼす振動の影響	軽金属学会第61回秋期大会	1981. 11. 12
三沢俊平	水素エネルギーと水素貯蔵合金	本多光太郎記念会・光友会講演	1981. 4. 3
三菅俊英 原英宝 村林勉	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	日本金属学会春期大会	1981. 4. 4
三菅俊英 原平夫	Co 基合金ヘインズアロイ No. 25 のアノード分極曲線および応力腐食割れに及ぼす過時効熱処理の影響	防食技術	30, (4) 210-217 (1981)

三能菅	沢俊平 町曉彦 原英夫	オーステナイト・ステンレス鋼の繰返し荷重下におけるき裂進展に及ぼすカソード的水素チャージの影響	防食技術	30,(4) 227-229 (1981)
三	沢俊平	防錆防食講座一環境と腐食	色材 (色材協会誌)	54,(5) 309-319 (1981)
三安菅	沢俊平 本恭章 原英夫	き裂モニタリング用電位差測定装置の製作と高張力鋼および水素貯蔵合金の水素割れへの応用	日本鉄鋼協会・日本金属学会, 両北海道支部春季講演大会	1981. 6. 4
及大三	川畑弘 沢昭平	Al-Zn-Mg 合金の腐食疲労き裂進展に及ぼす時効処理および水素チャージの影響	日本鉄鋼協会・日本金属学会, 両北海道支部春季講演大会	1981. 6. 4
	Toshihei MISAWA	The Use of Recrystallization to Study the Plastic Zone Associated with Stress Corrosion Cracking in Type 304 Stainless Steel	Corrosion	37,(7) 427-428 (1981)
三菅	沢俊平 原英夫	水素貯蔵金属の水素吸収割れ・粉化過程及び水素化物形成変態と AE	日本非破壊検査協会 006 (AE) 特別研究委員会	1981. 7. 7
三池曾菅	沢俊平 石我己雄 菅政英夫	CaNi <sub>5</sub> 合金の水素吸収割れ新生表面からのエキソ電子放射に及ぼす雰囲気ガスの影響	日本鉄鋼協会・日本金属学会, 両北海道支部秋期講演大会	1981.11.26
安片及三菅	本恭章 沼川弘平 沢俊平 原英夫	Al 合金の繰返し応力下のアノード電流及びカソード電流挙動	第17回北海道腐食防食研究会	1982. 1.27
片徳大	山博則 田昌正 (東北大選研) 谷康 (東北大選研)	ホウ酸塩の添加によるクロム鉱石の炭素還元 の促進	日本鉄鋼協会第102回講演大会	1981.11. 1
片山	博	炭材内装クロムペレットの還元	第29回非鉄金属製錬研究懇談会および第17回鉄鋼製錬研究懇談会	1981.12. 8
藤戸太	森達之 田茂雄 藤忠哲 太刀川平	NaI-KI-RbI 系状態図	第15回溶融塩化学討論会	1981.11.11
<b>電 気 系 (電気工学科, 電子工学科, 第二部電気工学科)</b>				
	Keitaro ORIKASA Keiichi OHTA	The Charge Separation in Natural Blowing Snow and Blowing-Dust	Journal of Meteorological Society of Japan	59,(3) 395-404 (1981)
織	笠桂太郎	降雪の静電気現象と地吹雪の電荷分離	静電気学会誌	5,(6) 404-411 (1981)
織望丹冲	笠桂太郎 月定男 治辰典 野辰典	大気イオンの挙動からみた電荷分離現象	Research Letters on Atmospheric Electricity	2, (1) (1982)

- |   |          |                        |   |     |   |                         |
|---|----------|------------------------|---|-----|---|-------------------------|
| 望丹沖織室向松   | 月治野笠住井田村 | 定男<br>辰典桂正健信<br>太郎世一男  | 室蘭地域に出現するエアロゾルについて<br>—大気電気伝導率に現われた特性—                        | I   | 日本気象学会北海道<br>支部第26号                               | 1981. 4                 |
| 望丹沖織室向松   | 月治野笠住井田村 | 定男<br>辰典桂正健信<br>太郎世一男  | 室蘭地域に出現するエアロゾルについて<br>—大気電気伝導率に現われた特性—                        | I   | Research Letters<br>on Atmospheric<br>Electricity | 1, (2) 67-<br>72 (1981) |
| Sadamu<br>MOCHIZUKI<br>Tatsuo<br>TANJI<br>Michio<br>OKINO<br>Keitaro<br>ORIKASA<br>Masayo<br>MUROZUMI<br>Kenichi<br>MUKAIDA<br>Nobuo<br>MATSUMURA |          |                        | On the Aerosols in Muroran Area III                           | III | Research Letters<br>on Atmospheric<br>Electricity | 2, (1)<br>(1982)        |
| 望丹沖織室向松   | 月治野笠住井田村 | 定男<br>辰典桂正健信<br>太郎世一男  | 自然環境に放出された汚染微粒子(サブミク<br>ロン・エアロゾル)の滞留時間粒径分布変<br>化・物質組成変化に関する研究 |     | 日産科学振興財団事<br>業報告書                                 | 1981.12                 |
| 丹望沖織室向松   | 治月野笠住井田村 | 辰典桂正健信<br>男定夫<br>太郎世一男 | 室蘭地域に出現するエアロゾルについて<br>—ミ粒子に現われた特性—                            | I   | 日本気象学会北海道<br>支部第26号                               | 1981. 4                 |
| 丹望沖織室向松   | 治月野笠住井田村 | 辰典桂正健信<br>男定夫<br>太郎世一男 | 室蘭地域に出現するエアロゾルについて<br>—ミ粒子の数濃度分布特性—                           | II  | Research Letters<br>on Atmospheric<br>Electricity | 1, (2) 73-78<br>(1981)  |
| Tatsuo<br>TANJI<br>Sadamu<br>MOCHIZUKI<br>Michio<br>OKINO<br>Keitaro<br>ORIKASA<br>Masayo<br>MUROZUMI<br>Kenichi<br>MUKAIDA<br>Nobuo<br>MATSUMURA |          |                        | On the Aerosols in Muroran Area IV                            | IV  | Research Letters<br>on Atmospheric<br>Electricity | 2, (1)<br>(1982)        |
| 鈴松  | 木田好敏     | 夫彦                     | ブラシ接触電圧特性を考慮した無火花帯  |     | 昭和56年電気学会全<br>国大会講演論文集                            | No. 768<br>1981. 4. 1   |

松島由太郎 (静岡大学)	田敏彦	直流機のライナによる補極磁束応答の一解析	電気学会論文誌 B	101-B, (6) 355 (1981)
松藤原(北海道大学)	敏彦	直流機の無火花帯とブラシ接触電圧特性との関係	電気学会論文誌 B	101-B, (10) 603 (1981)
松田敏彦	敏彦	固有ベクトル解法による直流機整流解析	室蘭工業大学研究報告(理工編)	10, (3) 454 (1981)
谷野賢二 近藤渡松	藤部富彦	防波施設に組込む固定式波力発電装置の研究(3) —テストプラントによる実験—	土木学会北海道支部論文報告集(昭和56年度)	1981, 191
近伊藤藤	藤原雄昭	等価仮想電圧源法によるサイリスタ回路の解析法(三相誘導電動機の位相制御 I)	昭和56年電気学会全国大会講演論文集	1981. 4. 1
近伊藤福	藤原雄昭	等価仮想電圧源法による整流回路の解析	昭和56年度電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	1981.10. 1
伊近藤福	藤原雄昭	スイッチング素子を含む回路の一解析法	昭和56年度電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	1981.10. 1
伊近藤福	藤原雄昭	スイッチング素子を含む回路の一解析法	電気学会情報処理研究会資料 IP-81-41	1981. 9.25
坂松瀬西榎小	口浦戸武保	新安定化 CO <sub>2</sub> レーザについて (I) —放電モードと電離機構—	昭和56年電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	1981.10. 2
坂松瀬西榎小	口浦戸武保	新安定化 CO <sub>2</sub> レーザについて (II) —ホロー陰極放電—	昭和56年電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	1981.10. 2
坂松瀬西榎小	口浦戸武保	新安定化 CO <sub>2</sub> レーザについて (III) —放電モードの制御—	昭和56年電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	1981.10. 2
瀬西宗坂	戸山俊満	グロー放電陽光柱の電子エネルギー分布 (I) —電子エネルギー分布関数の測定—	昭和56年電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	1981.10. 2

瀬西宗坂	戸山俊樹 辻像毅 口威	グロー放電陽光柱の電子エネルギー分布(Ⅱ) —電子エネルギー分布関数の測定値を用いた プラズマパラメーター—	昭和56年電気四学会 北海道支部連合大会 講演論文集	1981.10. 2
宗瀬星西坂	像戸俊毅 山辻樹 口威	グロー放電陽光柱の理論的検討(1) —衝突断面積の違いによる電子エネルギー分 布の相違について—	昭和56年電気四学会 北海道支部連合大会 講演論文集	1981.10. 2
西瀬坂	辻戸昭 口威	レーザ陽光柱のレート方程式について	昭和56年電気四学会 連合大会講演論文集	1981.10. 1
瀬西坂	戸俊樹 辻像毅 口威	グロー放電陽光柱における電子エネルギー分 布の検討	放電研究会資料 (ED-81-64)	1981.12. 1
坂瀬西	口俊威 戸辻樹 辻昭	ネオングロー放電陽光柱のシミュレーション について	放電研究会資料 (ED-81-62)	1981.12. 1

#### 化 学 系 (化学, 工業化学科, 化学工学科)

Keikichi FUJIKAWA Hideaki KITA (Hokkaido Univ.) Shinri SATO (Hokkaido Univ.)		Hydrogenation of Ethylene on Metal Electrodes Part 5—Reduction of Light Ethylene on Pt in Deuteroperchloric Acid Solution and the Dual-pathway Mechanism	J. C. S. Faraday Trans. I	77, 3055— 3071(1981)
富士川計吉 稲川郁夫 嶋津克明 喜多英明 (北大)		プロピレンの電解還元における二径路反応機 構	日本化学会北海道支 部1981年夏季研究発 表会	1981. 7.23
富士川計吉 稲川郁夫 嶋津克明 喜多英明 (北大)		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(2)	電気化学協会1981年 秋季大会	1981.10. 4
富林伊喜 川藤多 喜英明 (北大)		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(3)	電気化学協会北海道 支部第8回研究発表 会	1982. 1.26
稲富川郁夫 宮士計孝四郎 原(北大)		炭素の接触ガス化における種々の添加物の触 媒活性(1) O <sub>2</sub> および H <sub>2</sub> O による反応	日本化学会北海道支 部1982年冬季研究発 表会	1982. 2. 2
富士川計吉 三谷淳 喜多英明 (北大)		白金黒付 Nafion 膜電極の触媒活性(1), 水 素発生および酸素あるいはプロピレンの還元	日本化学会北海道支 部1982年冬季研究発 表会	1982. 2. 2

大星竹	日向野敏行	範男昇	単体硫黄を用いるフラボン類の新規合成法	日本化学会第43春季年会	1981. 4. 1	
星神竹	野田野行	男篤昇	フラバノンの D, D, Q, によるフラボンへの脱水素反応速度に及ぼす触媒酸効果, 及びオルト効果について	日本化学会第44秋季年会	1981.10.12	
大星竹	日向野敏行	範雅男昇	フラボンの新規合成法—2'-ヒドロキシカルコン, フラバノンと有機ジスルフィドとの反応	日本化学会第44秋季年会	1981.10.12	
金塚	高次		北海道における品質管理活動について	経済の動き	1981, (286) 2-6	
金埜(京都セラミック)	塚高次	康	$\bar{x}$ -R 管理図の検出力に対する測定誤差の影響	日本品質管理学会	1981.11. 4	
三加金	品納塚久高	聡雄次	銀触媒上における吸着酸素とエチレンの反応—触媒の初期活性について—	日本化学会北海道支部夏季研究発表会	1981. 7.23	
上柏菖加	道谷蒲納久	芳康明久	夫則己雄	固体酸触媒によるポリマーの接触分解	日本化学会北海道支部冬季研究発表会	1982. 2. 2
三菖宮豊	浦蒲納原(北大触研)	裕明久孝四郎	幸己雄四郎	銀触媒上の O <sub>2</sub> , C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> 吸着の XPS, UPS による研究	日本化学会北海道支部1981年夏期研究発表会	1981. 7.23
菖山竹加	蒲口野納久	明雅久	己嗣昇雄	Ag-NaCl 系触媒の反応蓄積物の昇温脱離	日本化学会北海道支部1981年夏期研究発表会	1981. 7.23
菖面向富竹	蒲屋井土野	明和健計	己則一吉昇	火山灰によるエーテル化合物の開裂異性化反応	日本化学会北海道支部1981年夏期研究発表会	1981. 7.23
山菖木竹加	口蒲村野納久	雅明哲久	嗣己雄昇雄	銀一塩化ナトリウム触媒の酸素吸着特性	日本化学会第44回秋季年会・触媒討論会(A)	1981.10.12
三菖竹加豊	浦蒲野納島(北大触研)	裕明久	幸己雄男	銀および銀一塩化ナトリウム触媒の XPS, UPS による研究	日本化学会第44回秋季年会・触媒討論会(A)	1981.10.12

葛三加酒(三野(三豊)宮	蒲納井菱尻島原(北大触研)	明裕久幸(中研)	己幸雄弘(中研) 勇(北大触研) 孝四郎(北大触研)	銀一塩化ナトリウム系触媒の反応活性, 選択性と表面特性	日本化学会第44回秋季年会・触媒討論会 (A)	1981.10.12
三葛加宮豊	浦納原嶋(北大触研)	裕明久孝四郎(北大触研)	幸己雄(北大触研) 勇(北大触研)	銀上での O <sub>2</sub> , C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> , CO 吸着の XPS, UPS による研究	第22回真空に関する連合講演会	1981.11. 7
葛	蒲	明	己	北海道火山灰を利用する石炭液化用触媒の調製に関する基礎研究	北海道科学審議会	1982. 1.28
田阿竹葛	近部野蒲	将明	亨起昇己	大気中高温焼成したアルミナ参照触媒上のプロピレンオキシド異性化反応	日本化学会北海道支部1982年冬期研究発表会	1982. 2. 2
上柏喜加	道谷蒲納	芳康明久	夫則己雄	固体酸によるポリマーの接触分解	日本化学会北海道支部1982年冬期研究発表会	1982. 2. 2
葛山三吉加豊	蒲口浦田納嶋(北大触研)	明雅裕久	己嗣幸卓雄勇(北大触研)	エチレンオキシド合成用の銀一塩化ナトリウム触媒の調製	第49回触媒討論会	触媒 24, (1) 37 (1982)
武竹森	田野	新睦	一昇夫	無水酢酸中におけるメチル置換ピリジンの塩基度の測定及びそれらの塩基度と LCAO- $\omega$ 法	日本化学会北海道支部1980年夏季研究発表会	1980. 7.31
浜武星葛竹	田野野	雅新行明	樹一男己昇	ローピロン, クロモン及びフラボン類の塩基度と LCAO 法	日本化学会北海道支部1980年夏季研究発表会	1980. 7.31
浜武星葛竹	田野野	雅新行明	樹一男己昇	無水酢酸中におけるローピロン, クロモン及びフラボン類の塩基度の測定	日本化学会北海道支部1980年夏季研究発表会	1980. 7.31
武田竹	田野	新俊	一弥昇	クマリン及びメチル置換クマリン類の塩基度測定	日本化学会北海道支部1981年夏季研究発表会	1981. 7.23
Masayo MUROZUMI				Isotope Dilution Surface Ionization Mass Spectrometry of Trace Constituents in Natural Environments and in the Pacific	日本分析化学会誌	30, S19-S26 (1981)



- |  |  |                     |                           |
|--|--|---------------------|---------------------------|
| 室住正世<br>菅村精和<br>次哉   | 同位体希釈表面電離質量分析法による血液中の銀, 銅, カドミウム, 鉛, タリウムの同時定量   | 質量分析学会誌             | 29, 371-379<br>(1981)     |
| 室住正世<br>五十嵐龍志<br>中村精次  | 海水中のタリウム, 銅, カドミウム及び鉛の同位体希釈表面電離質量分析法による同時定量  | 日本化学会誌              | 1981, 54-60               |
| 室住正世<br>(共著)   | 環境分析の手法と評価   | 東京大学出版会             | 1982                      |
| Masayo<br>MUROZUMI<br>Seiji<br>NAKAMURA<br>(その他と共著)                        | Ozegahara, Scientific Researches of the Highmoor in Central Japan                            | 日本学術振興会             | 1982                      |
| 粉体工学会編<br>渡辺治夫<br>(共著)   | 粉体工学用語辞典   | 日刊工業新聞社             | 1981                      |
| 渡辺治夫<br>小崎洋一<br>新崎義幸<br>(日鉄セメント)   | ボールミル粉砕における湿式法と乾式法のエネルギー効率と経済性の比較  | 粉体と工業               | 14, (2) 19-25<br>(1981)   |
| Eiji<br>OBATA<br>Haruo<br>WATANABE<br>Naotoshi<br>ENDO                     | Measurement of Size and Size Distribution of Particles by Fluidization                       | J. Chem. Eng. Japan | 15, 23-28<br>(1982)       |
| Kenichi<br>MUKAIDA   | Density Measurement of Small Porous Particles by Mercury Porosimetry                         | Powder Technology   | 29, 99-107<br>(1981)      |
| 渡辺治夫   | 粒子充填層中の流体流速と圧力降下に関するIzbash 式の検討  | 第19回粉体に関する討論会       | 1981. 10. 28              |
| 小幡英二<br>渡辺治夫   | 傾斜容器を用いた瞬時粒径分布測定法  | 化学工学協会宇都宮大会         | 1981. 7. 22               |
| 後藤敏明<br>小幡英二<br>渡辺治夫   | 沈降性粒子懸濁液の粘度測定  | 日化・分析北海道支部冬季研究発表会   | 1982. 2. 2                |
| Koji<br>ANDO<br>Minoru<br>SHIRAHIGE<br>Takashi<br>FUKUDA<br>Kazuo<br>ENDOH | Effects of Perforated Partition Plate on Mixing Characteristics of Horizontal Stirred Vessel | A I Ch E Journal    | 27, (4) 599-604<br>(1981) |
| 島田浩次<br>原々木智明<br>佐々木則明<br>城本義光   | 加圧流動層における石炭乾留の生成ガスについて   | 化学工学論文集             | 7, 367-371<br>(1981)      |
| 金木則明<br>原徳橋和<br>城本義光   | アルカリ型水素-酸素燃料電池の LaNi <sub>5</sub> 水素極の水素処理   | 日本化学会誌              | 1981, (4)<br>613-615      |

金原島城	木田本	則浩義	明弘次光	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, 40-44 (1981)
金原徳城	木橋本	則和義	明弘明光	LaNi <sub>5</sub> 多孔性水素極の分極特性	化学工学論文集	7, 429-431 (1981)
島原蛇城	田谷本	浩和義	次弘宏光	硫酸第2鉄による石炭の脱硫および脱灰	化学工学第47年会	1982. 3. 31
金原城	木本	則義	明弘光	LaNi <sub>5</sub> 多孔性水素極に及ぼす粒経効果	化学工学第47年会	1982. 3. 30

### 開 発 工 学 科

佐佐後辻	藤藤谷	千一龍宣	城彦彦宏	太平洋炭礦に於ける採掘跡天盤のゆるみ領域に関する現位置調査	開発技報	1982. 3
佐後河	藤藤内	千龍邦	城彦夫	岩石のひずみ速度効果に関する基礎的研究 (第1報)	開発技報	1982. 3
佐後福	藤藤原	千龍幹	城彦夫	熱映像温度計測におよぼす2~3の環境条件について	開発技報	1982. 3
矢藤柏	野野川	鉄俊英	男郎夫	長壁式切羽における採掘跡ライナー坑道方式	日本鉱業会秋季大会 分科研究会資料	1981. 8
佐佐後	藤藤藤	千一龍	城彦彦			
佐後	藤藤	千龍	城彦	石炭の自然発火性と赤外線熱映像による予知の可能性	日本鉱業会秋季大会 分科研究会資料	1981. 8
佐佐後	藤藤野	千龍一鉄英	城彦彦男夫	採炭上部地層の擾乱に関する計測例	日本鉱業会北海道支 部春季研究発表会	1981. 6
佐後河	藤藤内	千龍邦	城彦夫	岩石の変形挙動と間隙水量の変化	日本鉱業会北海道支 部春季研究発表会	1981. 6
佐後河	藤藤内	千龍邦	城彦夫	岩石の歪速度効果に関する基礎的研究	開発技術研究発表会	1981. 9
佐佐後辻	藤藤谷	千一龍宣	城彦彦宏	採掘跡天盤の崩落に関する現位置調査	開発技術研究発表会	1981. 9

- |  |  |   |  |
|--|--|---|--|
| 磯部俊郎<br>(北海道大学)<br>森訓保<br>(北見工業大学)<br>佐藤一彦<br>後藤隆司<br>(北見工業大学)   | 山鳴りの種類について   | 日本鉱業会北海道支<br>部春季講演会   | 1981. 5.30                                       |
| 佐藤一彦<br>辻谷宣夫<br>瀬野光夫   | 採掘跡天盤の崩落に関する基礎実験   | 日本鉱業会北海道支<br>部, 室蘭工業大学開<br>発技術研究会研究発<br>表会  | 1981. 9.30                                       |
| 佐藤千城<br>後藤龍彦<br>辻谷宣宏   | 採掘跡天盤の崩落に関する現位置調査  | 日本鉱業会北海道支<br>部, 室蘭工業大学開<br>発技術研究会研究発<br>表会  | 1981. 9.30                                       |
| Kazuhiko<br>SATO<br>Minoru<br>KAWAKITA<br>(北海道大学)<br>Shigenori<br>KINOSHITA<br>(北海道大学)                         | The Dynamic Fracture Properties of<br>Rocks under Confining Pressure                   | Memoirs of Facul-<br>ty of Engineering,<br>Hokkaido Uni-<br>versity   | Vol. XV,<br>No.4 (No.<br>69), 467-<br>478 (1981) |
| Toshiro<br>ISOBE<br>(北海道大学)<br>Kazuhiko<br>SATO<br>Noriyasu<br>MORI<br>(北見工業大学)<br>Takashi<br>GOTO<br>(北見工業大学) | Microseismic Activity Induced by<br>Hydraulic Mining of Steeply Inclined<br>Coal Seams | Third Conference<br>on Acoustic Emis-<br>sion/Microseismic<br>Activity in Geol-<br>ogic Structures<br>and Materials | 1981   |
| 水戸唯則<br>熊谷義光<br>香川義郎<br>佐藤一彦   | 空気さく岩機の衝撃切削性能試験  | 室蘭工業大学研究報<br>告(理工編)   | 10, (3) 481-<br>492 (1981)                       |
| 磯部俊郎<br>(北海道大学)<br>森訓保<br>(北見工業大学)<br>佐藤一彦<br>後藤隆司<br>(北見工業大学)   | 累層採炭に伴う地震活動<br>一盤圧制御を考慮した採炭計画の設計に關す<br>る考察(第1報)一                                       | 日本鉱業会誌  | 97, (1125)<br>1169-1174<br>(1981)                |
| 磯部俊郎<br>(北海道大学)<br>佐藤一彦<br>森訓保<br>(北見工業大学)<br>後藤隆司<br>(北見工業大学)<br>深井哲<br>(石炭技術研究所)                             | 採炭に伴う地震活動に及ぼす採掘形状の影響<br>一盤圧制御を考慮した採炭計画の設計に關す<br>る考察(第2報)一                              | 日本鉱業会誌  | 98, (1128)<br>85-91<br>(1982)                    |
| 沢田義男<br>明白上洋孝<br>白幡浩志  | 奥尻島の花崗岩類における Cu, Zn, Ni およ<br>び Co の化学的風化作用による挙動                                       | 日本鉱業会北海道支<br>部, 室蘭工業大学開<br>発技術研究会共催研<br>究発表会(昭56年度)   | 1981. 9.30                                       |

沢朝工	田日藤	義秀久	男定良	動圧密工法に関する基礎的研究 一粘土の衝撃前後の一軸圧縮強度の変化について一	日本鉱業会北海道支部, 室蘭工業大学開発技術研究会共催研究発表会(昭56年度)	1981. 9. 30
朝沢	日田	秀義	定男	粘土の衝撃圧縮試験(続報)	土質工学会北海道支部技術報告集	1982, (22) 105-108
白沢明	幡田上	浩義洋	志男孝	奥尻島の花崗岩類における Ni および Co の化学的風化作用による変化	開発技報	1982, (24) 22-27
沢朝工	田日藤	義秀久	男定良	動圧密工法に関する基礎実験 一衝撃前後の一軸圧縮強度の変化について一	開発技報	1982, (24) 28-30
沢田	義	男		軟弱地盤の工学的性質に関する基礎研究	文部省科学研究費研究成果報告書	1982. 3
沢白朝	田幡日	義浩秀	男志定	軟弱地盤の工学的性質に関する基礎研究	文部省科学研究費研究成果報告書	1982. 3
山堀白朝	口津幡日	久之三郎	助三郎志定	物理検層法の総合的研究	文部省科学研究費研究成果報告書	1982. 3
朝沢工	日田藤	秀義久	定男良	粘土の衝撃圧縮試験	土質工学会道支部技術報告集	22号, 1982. 2
沢朝工	田日藤	義秀久	男定良	動圧密工法に関する基礎実験 一衝撃前後の一軸圧縮強さの変化について一	開発技報	24号, 1982. 3
沢朝工	田日藤	義秀久	男定良	動圧密工法に関する基礎的研究	日本鉱業会北海道支部, 室蘭工大開発技術研究会共催発表会	1981. 9

### 土木工学科

松能	岡町	健純	一雄	入射せん断波を受ける無限弾性体中にある厚肉円筒の応答解析	土木学会第36回年次学術講演会講演概要集第1部	1981.10. 6
三能松	上町岡	敬純健	司雄一	半無限体表面上に剛結された片持ばりの応答について	土木学会第36回年次学術講演会講演概要集第1部	1981.10. 6
松能	岡町	健純	一雄	斜入射せん断波を受ける無限弾性体中の厚肉円筒の応答解析	第31回応用力学連合講演会講演論文抄録集	1981.10.14
松能	岡町	健純	一雄	斜め入射せん断波を受ける弾性体中にある厚肉円筒の動的応答について 一円筒外面にせん断応力が存在しない場合一	土木学会北海道支部論文報告集	38, 41-44 (1982)
能松三	町岡上	純健敬	雄一司	半無限体表面上に下方から上昇するせん断波による剛結された片持ばりの応答について	土木学会北海道支部論文報告集	38, 29-34 (1982)

- Hiroshi  
TAKANO  
(電力中研)  
Sumio  
G. NOMACHI  
(北大工学部)  
Norimitsu  
KISHI
- On the Bending Impulse of Simple Supported Composite Beams
- Theoretical and Applied Mechanics
- 29, 213-223  
(1981)
- Hiroshi  
TAKANO  
(電力中研)  
Sumio  
G. NOMACHI  
(北大工学部)  
Norimitsu  
KISHI
- The Dynamic Response of Arches under Impact Load
- Theoretical and Applied Mechanics
- 30, 303-312  
(1981)
- 岸 徳 光  
高 野 博  
(電力中研)  
能 町 純 雄  
(北大工学部)
- 衝撃荷重による二主桁の動的挙動について
- 土木学会第36回年次  
学術講演会
- 1981.10
- 高 野 博  
(電力中研)  
能 町 純 雄  
(北大工学部)  
岸 徳 光
- 衝撃荷重によるリブ付き平板の動的応答性状  
について
- 第31回応用力学連合  
講演会
- 1981.11
- 尾 崎 昶  
志 村 政 雄  
浅 田 泰 敬
- 水中および乾燥・湿潤状態におけるコンクリ  
ートの圧縮疲労強度
- 土木学会北海道支部  
論文報告集
- 第38号  
1982. 2
- 杉 本 博 之
- 最適設計による荷重分配横桁の設計に関する  
考察
- 土木学会第36回年次  
学術講演会概要集
- 1981.10
- 杉 本 博 之
- 最適設計による荷重分配横桁の設計法につい  
て
- 土木学会北海道支部  
論文報告集
- 第38号  
1982. 2
- 桜 田 昌 之  
杉 本 博 之  
尾 崎 昶
- 室蘭近郊の歩道橋の景観評価について
- 土木学会北海道支部  
論文報告集
- 第38号  
1982. 2
- 柏 村 正 和  
(北海道大学)  
菊 地 健 三  
(北海道栽培漁業  
振興公社)  
近 藤 俣 郎  
戸 卷 昭 三  
(苫小牧港管理組合)
- 栽培漁場としての沿岸湖沼開発
- 土木学会誌
- Vol. 66-4,  
Annual' 81,  
11-20  
(1981)
- 近 藤 俣 郎
- 直立消波構造物の水理的特性
- 1981年度水工学に関  
する夏期研修会講義  
集, Bコース, 土木  
学会水理委員会
- B-1-1  
1981
- 浦 島 三 朗  
(苫小牧工専)  
石 塚 耕 一  
(苫小牧工専)  
近 藤 俣 郎
- スリット壁の波力に関する抗力係数と質量係  
数
- 第36回土木学会年次  
学術講演会
- 1981.10. 7

浦島三郎 (苫小牧工専) 石塚耕一 (苫小牧工専) 近藤 徹郎	定常流におけるスリット壁の抵抗係数	土木学会北海道支部 論文報告集(昭和56 年度)	第38号, 245-248 (1982)
藤 間 聡	胆振地方の山地流域における豪雨出水過程に 関する基礎的研究	土木学会北海道支部 論文報告集第38号	1982. 2
藤 間 聡	胆振幌別川流域における豪雨出水過程に関す る研究	昭和56年度北海道科学 学研究費一般研究報 告	1982. 3
近藤 徹郎 藤島 伸一 石塚 耕一	日高地方の水害および土砂災害	昭和56年度科学研究 費補助金(自然災害 特別研究)研究成果 報告書(研究代表者 北海道大学教授岸力)	1982. 5
近谷高渡 豊 藤野橋部 田 賢 幹 富 教	防波施設に併設する波浪エネルギー吸収装置 の研究 -波力水車方式-	第28回海岸工学講演 会論文集, 土木学会	381-385 (1981)
谷近渡 松 野藤部 田 賢 徹 富 敏	防波施設に組み込む固定式波力発電装置の研 究(3) -テストプラントによる実験	土木学会北海道支部 論文報告集(昭和56 年度)	第38号, 191-194 (1982)
新笠 田原 登篤 (道工大) 菅 原 照 雄 (北大)	アスファルト舗装におけるニーディング作用	道路建設	1981, (399) 4
新笠 田原 登篤 (道工大) 菅 原 照 雄 (北大)	アスファルトコンクリートの締固め度と力学的 的性状	舗 装	16, (6) 6 (1981)
新笠 田原 登篤 (道工大) 菅 原 照 雄 (北大)	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4報) -せん断特性 と変形抵抗の関係	土木学会第36回年次 学術講演会	1981.10
新鈴 田木 敬啓 (吉川工業) 吉 川 雅 三 (新日鉄)	転炉スラグ碎石使用アスファルトコンクリ ートの耐摩耗性について	土木学会第36回年次 学術講演会	1981.10
新吉 田川 登三 (新日鉄) 鎌 倉 隆 一 (新日鉄)	転炉スラグを用いたアスファルト混合物の流 動抵抗	土木学会第36回年次 学術講演会	1981.10
新吉 田川 登三 (新日鉄) 鎌 倉 隆 一 (新日鉄) 鈴 木 敬 啓 (吉川工業)	転炉スラグのアスファルト舗装への利用	第14回日本道路会議 一般論文集	1981.10

- |                                 |                         |                        |            |
|---------------------------------|-------------------------|------------------------|------------|
| 齐藤和夫<br>高瀬篤                     | 事故死亡危険度の地域別推移と地域差に関する研究 | 交通科学研究資料,<br>第22集      | 1981. 6. 1 |
| 齐藤和夫                            | 事故危険度評価方法に関する体系的考察      | 交通科学研究資料,<br>第22集      | 1981. 6. 1 |
| 石井憲一<br>齐藤和照<br>加来俊夫<br>(北海道大学) | 車両単独事故に関する2、3の分析        | 交通科学研究資料,<br>第22集      | 1981. 6. 1 |
| 石井憲一<br>齐藤和夫                    | 信号交差点の交通現象解析 (第2報)      | 土木学会北海道支部<br>論文報告集第38号 | 1982. 2    |

## CONTENTS

Science and Engineering

Vol. 10, No. 4

Nov., 1982

Whole No. 32

- The Measurement of the Heat Release Rate of the Flame  
..... Masayoshi Kobiyama, Chuji Mizuno and Hirokazu Ishida 4 ( 1) 527
- Sound Field Produced by the Vibration of a Rectangular Solid Structure and  
Sound Visualization ..... Kohshi Nishida 4 ( 19) 545
- A Note of Vibrational Rate Equations for CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> System Applied to CO<sub>2</sub>  
Gasdynamic Laser ..... Kazuo Maeno 4 ( 29) 555
- On the Typical Surface Landslide and Eroded Valleys on the Slope in  
Monbetsu-cho, Hokkaido, Caused by Rainstorm in Aug., 1981  
..... Nobuo Kozima 4 ( 51) 577
- Catalytic Activity of Various Compounds in the Gasification of Carbon  
Part 1. Reaction with Oxygen  
..... Ikuo Inagawa, Keikichi Fujikawa, Hirotohi Tanaka  
and Koshiro Miyahara 4 ( 65) 591
- Power Consumption required for Agitation of Slurry in a Horizontal  
Stirred Vessel  
..... Kiyoshi Idogawa, Takashi Fukuda, Koji Ikeda  
and Koji Ando 4 ( 73) 599
- Isotopic Abundance of Lead in Japanese Granites Province  
..... Hirotohi Tanaka and Seiji Nakamura 4 ( 79) 605
- Emission Spectrography of Copper in Granites and Their Bearing Biotites  
..... Hirotohi Tanaka, deceased Nobuo Shimoda and Takanori Suzuki 4 ( 87) 613
- Propagation of Elastic Wave in two Layered Concentric Cylinder Having  
Different Elastic Constants .. Kenichi G. Matsuoka and Sumio G. Nomachi 4 ( 93) 619
- The Dynamic Response of Plate with Two Ribs under Impact Load  
..... Hiroshi Takano, Norimitsu Kishi and Sumio G. Nomachi 4 (101) 627
- Other Achievements in Studies for 1981 by Professors in this Institute..... 4 (113) 639





昭和57年11月26日 印刷 (非売品)  
昭和57年11月30日 発行

編 集 兼 著 室 蘭 工 業 大 学  
発 行 者

印刷所 中西印刷株式会社

札幌市東区東苗穂町 505 番地  
TEL (代) 781-7501

