

固体粒を含む材料の熱伝導率

江口之治*・勝尾正秀*

Thermal Conductivity of Heterogeneous Two-Component Systems

Yukiji EGUCHI* and Masahide KATSUO*

The thermal conductivity of heterogeneous two-component mixtures consisting of a continuous and a discontinuous phase was studied.

Thermal conductivities were examined by the measure for mixtures of the particles (Steel, Glass, Sand, Polyester and Lead spherical particles or Aluminium and Brass cylindrical particles) and Epoxy resin.

The results obtained are as follows:

1) In two-component mixtures where Steel spherical particles were dispersed into Epoxy resin, Thermal conductivity agreed well with Maxwell's equation and Rayleigh's equation when volume fraction of particles was dispersed low.

2) The results of experiments agreed well with Bruggeman's equation on determination of thermal conductivity when volume fraction was high and the particles were closely packed.

1. まえがき

2成分混合系の熱伝導率（または、電気伝導率や誘電率）に関しては、これまで多くの算定式が提示されている。その代表的なものを挙げると、Maxwell¹⁾は分散体積率（連続媒体中に分散した粒子のしめる体積の全体積に対する割合）が低い場合に、Bruggeman²⁾は高分散体積率の場合について算定式を導びいている。これらはいずれも分散体形状を球としたものである。また、Hamilton³⁾やFricke⁴⁾は、任意の分散体形状にまで適用できるよう形状係数の導入によりMaxwell式を拡張し、Tsao⁵⁾やChengら^{6),7)}はMaxwell式とは異なった任意形状に適用できる独自の式を提示している。しかし、これらの多くの算定式は分散状態や分散体形状を単純化して求めているため、実用上その適用範囲に多くの問題をもっており、これまで行われた多くの実験結果とは必ずしも一致を示していない。また、その実験の多くは液体や気体などを連続媒体としたもので、固体物質中に固体粒子が分散する場合の実験結果と算定式によ

る結果との比較検討は行われたものが少ない。

近年、熊田⁸⁾は連続媒体としてゼラチンを用い、固体粒子を均一分散させた場合につき実験を行って算定式と比較検討しているが、混合物質の熱伝導率に影響をおよぼすとおもわれる分散粒子の配列については検討を加えておらず、また、粒子を規則配列させるにはゼラチン是不適当と思われる。しかも、代表的な算定式との比較には流体を連続媒体とした既往の実験結果を併せ用いているため、連続媒体が固体である場合にもあてはまるかどうかは明らかでない。

そこで我々は、連続媒体としてエポキシ系樹脂を用い、エポキシ系樹脂が固体—固体2成分混合系の熱伝導率の測定に十分使用でき、かつ、粒子の配列や形状による熱伝導率の違いを検討するうに都合よい材料であることを実験的に明らかにした。

次に、粉体のような単独では測定し難い微小粒子の熱伝導率を間接的に求める方法として2成分混合物質の熱伝導率の実験を行い、算定式と比較検討してその有効性を示した⁹⁾。

最近、林ら¹⁰⁾も同様の目的で研究を行っているが、同

* 助手 機械工学科 1976年9月25日受理

氏は、算定式として低分散体積率で粒子が均一分散した場合の Maxwell 式を用いているため、試料板の作成に特別なくふうを施し、粒子を均一分散させている。しかし、粒子を均一分散させることは選ぶ材料の種類によって困難な場合もあることが考えられるので本研究では、作成の比較的容易な密充填の試料板（高分散体積率の試料板）を作り実験を行った。この場合算定式には高分散体積率まで適用できる Bruggeman 式を用いた。なお、併せて、分散粒子の不足などにより充填層部分の厚さが試料板の厚さに達しない場合を考え、連続媒体層と密充填層の 2 層からなる試料板を作成し、密充填層の熱流方向の厚さを変えることにより分散体積率を変化させた。この場合算定式には Bruggeman 式と従来より使われている積層板の熱伝導式を併せ用いた。

本実験における熱伝導率の測定には、平板による定常熱流比較法¹¹⁾を採用した。

記号:

A : 試料の面積	[m ²]
l, d : 試料板の厚さ	[m]
Q : 熱量	[kcal]
T : 温度	[°C]
t : 時間	[hr]
λ : 熱伝導率	[kcal/mhr°C]
P_d : 分散体積率	
P_{dm} : 密充填層の分散体積率	
λ_c : 連続媒体の熱伝導率	[kcal/mhr°C]
λ_d : 分散粒子の熱伝導率	[kcal/mhr°C]
K : 熱伝導率比 $=\lambda_d/\lambda_c$	
λ_e : 混合物質の熱伝導率	[kcal/mhr°C]
λ_{em} : 密充填層の熱伝導率	[kcal/mhr°C]

2. 平板による定常熱流比較法の原理

この方法は、熱伝導率が既知の標準板を用い、図 1 に示す○印 3 点の温度を測定することにより試料板の熱伝導率を求めることができる。この方法の特徴は試料の比熱や密度などを知る必要がなく、熱量測定も不要であり、温度も試料の中央で測るため周辺の影響が小さく測定結果に誤差を含むことが少ないことなどである。

一般に、厚さ l 、断面積 A の平板において、高温側の温度を T_1 、低温側の温度を T_2 とすれば、時間 t において両面間を通過する熱量 Q は、その板の熱伝導率が λ のとき、

$$Q = \frac{\lambda}{l} \cdot (T_1 - T_2) \cdot A \cdot t \quad (1)$$

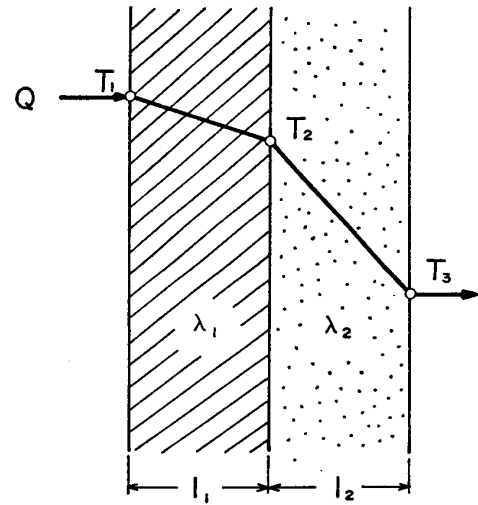


図 1 熱伝導モデル

である。

そこで図 1 に示す試料板 a を熱伝導率 λ_1 が既知の標準板、試料板 b を求めようとする熱伝導率 λ_2 の試料板として、それぞれの厚さを l_1, l_2 、断面積を A_1, A_2 とすれば、時間 t に試料板 a および試料板 b を通過する熱量 Q_1, Q_2 は、

$$\begin{aligned} Q_1 &= \frac{\lambda_1}{l_1} \cdot (T_1 - T_2) \cdot A_1 \cdot t, \\ Q_2 &= \frac{\lambda_1}{l_2} \cdot (T_2 - T_3) \cdot A_2 \cdot t \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 $Q_1 = Q_2$ 、 $A_1 = A_2$ とすれば、 λ_2 は、

$$\lambda_2 = \lambda_1 \cdot \frac{l_2}{l_1} \left(\frac{T_1 - T_2}{T_2 - T_3} \right) \quad (3)$$

となり、(3) 式から試料板の熱伝導率 λ_2 を求めることができる。

3. 諸算定式

3-1. 分散粒子の形状が球で、低分散体積率に適用できる算定式

低分散体積率の場合に対しポテンシャル理論によって解かれた代表的なものが Maxwell 式であり、それを変形したものに Rayleigh 式などがある。また、どのような形状にも適用できるとされている式に Cheng らの式がある。

Maxwell 式

固体粒を含む材料の熱伝導率 (江口之治・勝尾正秀)

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_c} = \frac{2+K-2P_d(1-K)}{2+K+P_d(1-K)} \quad (4)$$

Rayleigh 式

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_c} = \frac{2+K-2P_d(1-K)-F}{2+K+P_d(1-K)-F} \quad (5)$$

$$F = 0.523(1-K)P_d^{10/3}(3-3K)/(4+3K)$$

Cheng, *et. al.* 式

$$(K < 1), \frac{\lambda_e}{\lambda_c} = 1 / \left[\frac{2}{\sqrt{AC}} \tan^{-1} \left(\frac{B}{2} \sqrt{\frac{A}{C}} \right) + 1 - B \right] \quad (6)$$

$$(K > 1), \frac{\lambda_e}{\lambda_c} = 1 / \left[\frac{1}{\sqrt{AC}} \ln \left(\frac{\sqrt{C} + (B/2) - A}{\sqrt{C} - (B/2) - A} \right) + 1 - B \right] \quad (7)$$

ただし,

$$A = -4(K-1)\sqrt{\frac{2}{3P_d}}, \quad B = \sqrt{\frac{3P_d}{2}},$$

$$C = 1 + B(K-1)$$

図2は上記3式における熱伝導率比 K と λ_e/λ_c の関係を示したものである。図3は $K=176(K>1)$ 一定で P_d を変えた場合を示し、図4は $K=0.1(K<1)$ の場合を示す。

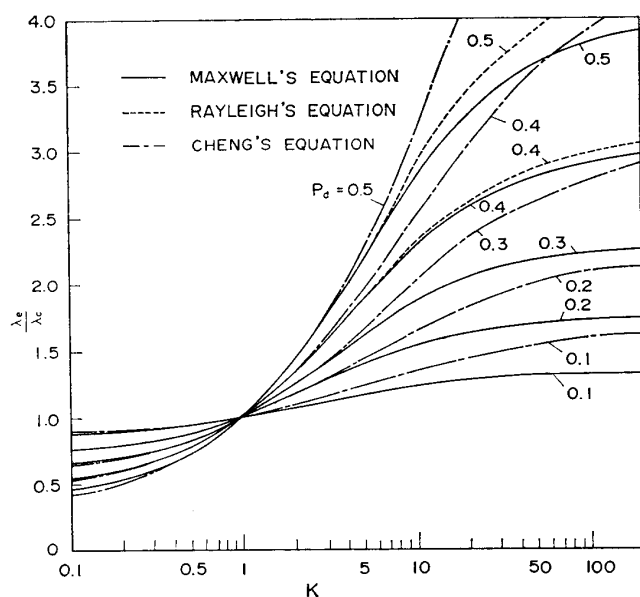


図2 分散体形状が球の場合の $K-(\lambda_e/\lambda_c)$ 曲線

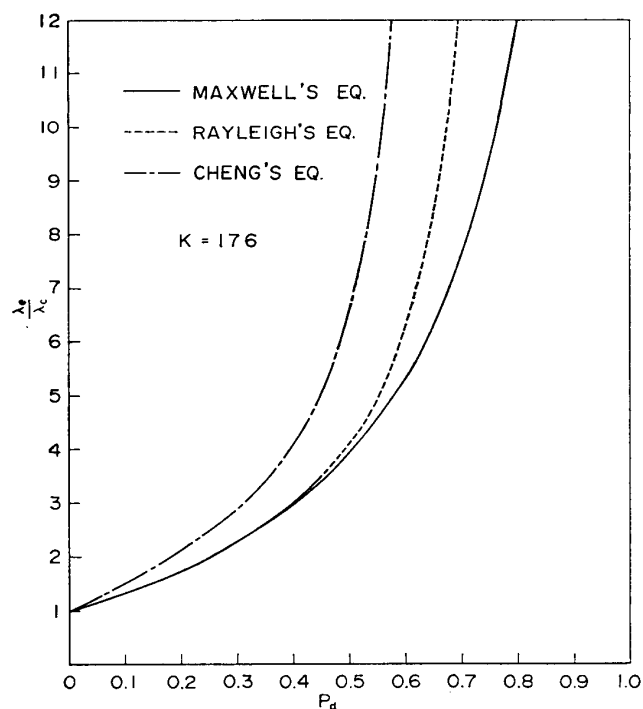


図3 熱伝導率比 $K=176$ の $P_d-(\lambda_e/\lambda_c)$ 曲線

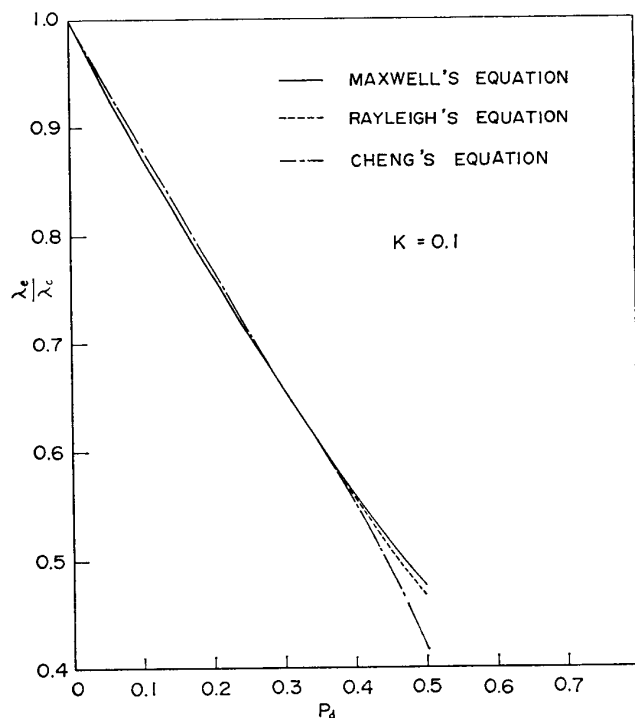


図4 熱伝導率比 $K=0.1$ の $P_d-(\lambda_e/\lambda_c)$ 曲線

表 1 円柱の軸長比による形状係数

軸 長 比	0.1	0.2	0.5	1	2	5	10
Hamilton	5.41	3.70	2.60	2.42	2.61	3.31	4.20
Fricke	6.13	3.43	2.08	2.02	2.11	3.78	9.90

(K=426)

3-2. 球状で高分散体積率の場合の算定式

これには Maxwell 式を変形して高分散体積率まで適用可能にした Bruggeman 式および Fricke 式を高分散体積率まで適用できるように改良した Johnson 式がある。ただし, Johnson 式は Fricke 式と同様に球以外の任意形状でも使用できる。

Bruggeman 式

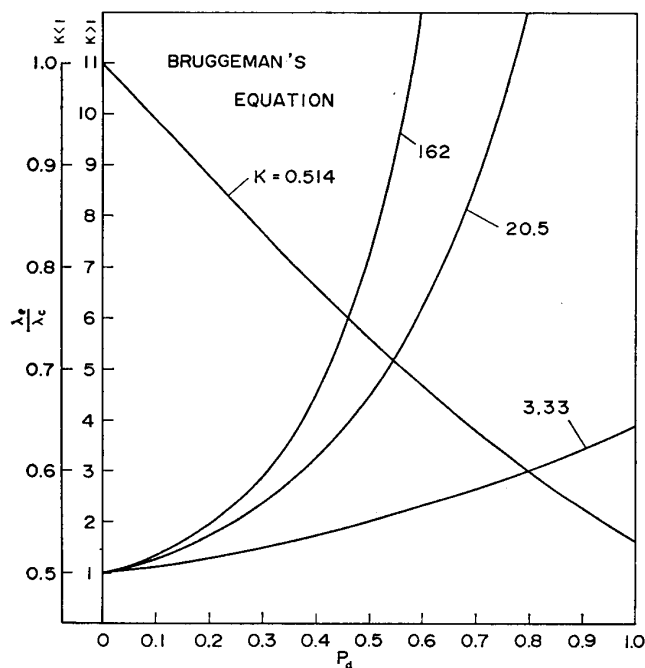
$$\frac{\lambda_e}{\lambda_c} = \frac{K - (\lambda_e/\lambda_c)}{K-1} \sqrt[3]{\frac{\lambda_c}{\lambda_e}} \quad (8)$$

Johnson 式

$$\left(\frac{\lambda_e}{\lambda_c}\right)^{1/x+1} (1-P_d) = \frac{K - (\lambda_e/\lambda_c)}{K-1} \quad (9)$$

球の場合, $x=2$

図 5 は Bruggeman 式における P_d と λ_e/λ_c の関係を示す。

図 5 Bruggeman 式の $P_d - (\lambda_e/\lambda_c)$ 曲線

3-3. 分散粒子が球状でない場合の算定式

これには Maxwell 式に形状係数を導入することにより任意形状まで拡張した Hamilton 式, 分散体を回転楕円体で近似解析した Fricke 式などがある。

Hamilton 式

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_c} = \frac{(n-1) + K - (n-1)(1-K)P_d}{(n-1) + K + (1-K)P_d} \quad (10)$$

$$n = \frac{3}{\alpha} \quad \alpha = \frac{\text{同体積の球の表面積}}{\text{分散体の表面積}}$$

Fricke 式

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_c} = \frac{x + K - xP(1-K)}{x + K + P(1-K)} \quad (11)$$

ここで

$$x = -\frac{(K-1) - K\beta}{(K-1) - \beta}$$

$$\beta = \frac{1}{3} \left[\frac{2}{1 + (K-1)(M/2)} + \frac{1}{1 + (K-1)(1-M)} \right]$$

$$\times (K-1)$$

$$a < b$$

$$M = \left[\frac{\theta - (1/2) \sin 2\theta}{\sin^3 \theta} \right] \cos \theta, \quad \cos \theta = \frac{a}{b}$$

$$a > b$$

$$M = \frac{1}{\sin^2 \theta'} - \frac{1}{2} \frac{\cos^2 \theta'}{\sin^3 \theta'} \log \left(\frac{1 + \sin \theta'}{1 - \sin \theta'} \right),$$

$$\cos \theta' = \frac{a}{b}$$

Fricke 式において分散体形状の違いによる係数 a , b の求め方を図 6 に示す。ここで, 本実験の試料である円柱の場合について Hamilton 式, Fricke 式による値を求めてみると表 1 のようになる。軸長比は円柱の直径 D と高さ H の比をとり, Fricke 式の場合, $H/D \leq 0.2$ では図 6-2 の円板 ($A \ll B$), $H/D \geq 1$ では図 6-1 の円板 ($A \gg B$) による近似から求めた。Hamilton 式は

固体粒を含む材料の熱伝導率 (江口之治・勝尾正秀)

Fricke 式のように A と B の比による区別はしていない。図 7 に $K=426$, $P_d=0.135$ の場合の形状係数の変化による λ_e/λ_c の値を示す。図 8 は熱伝導率比 K と λ_e/λ_c の関係を示したものである。

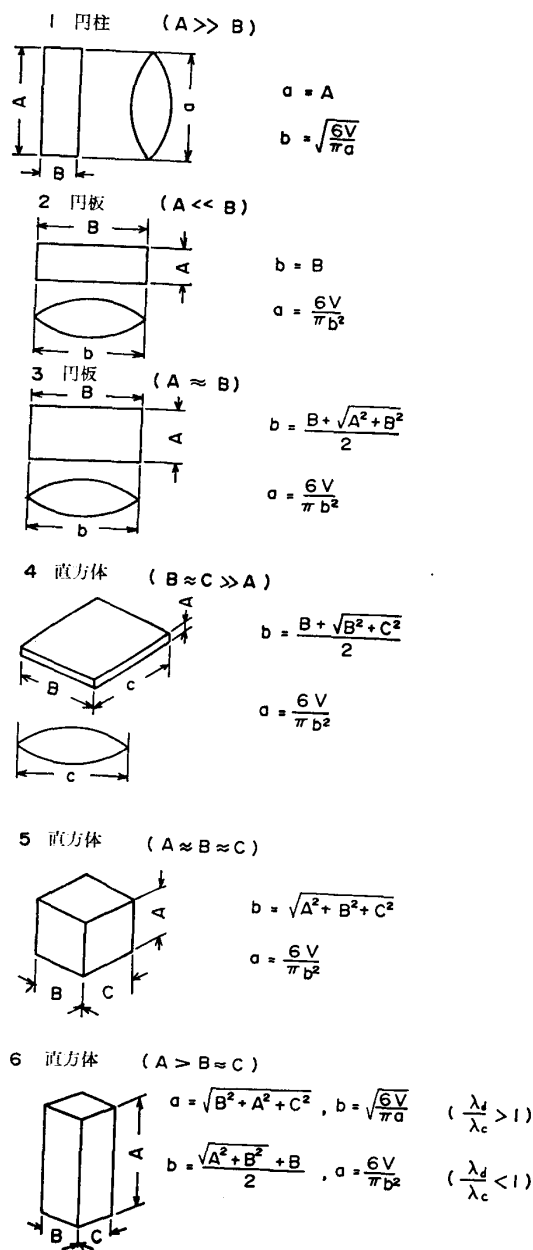


図 6 Fricke の形状近似法

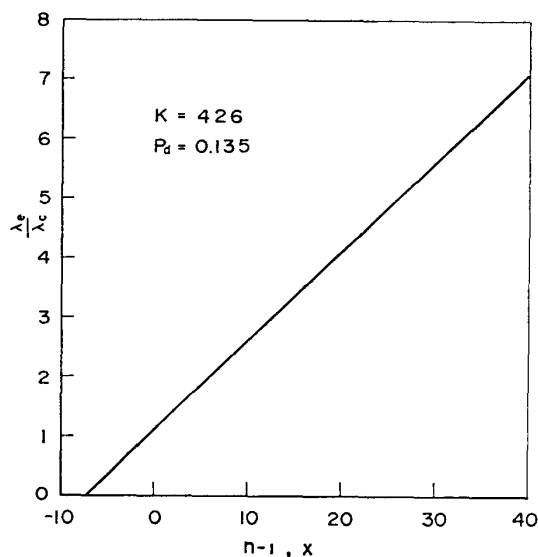


図 7 Hamilton, Fricke 式の形状係数と λ_e/λ_c の関係

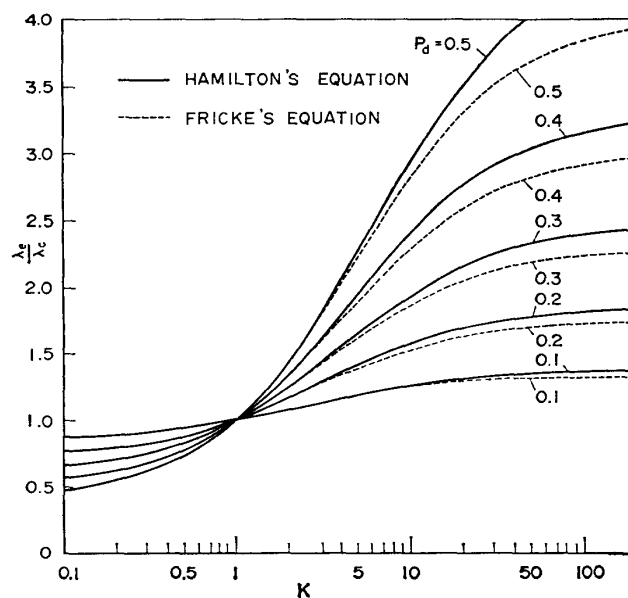


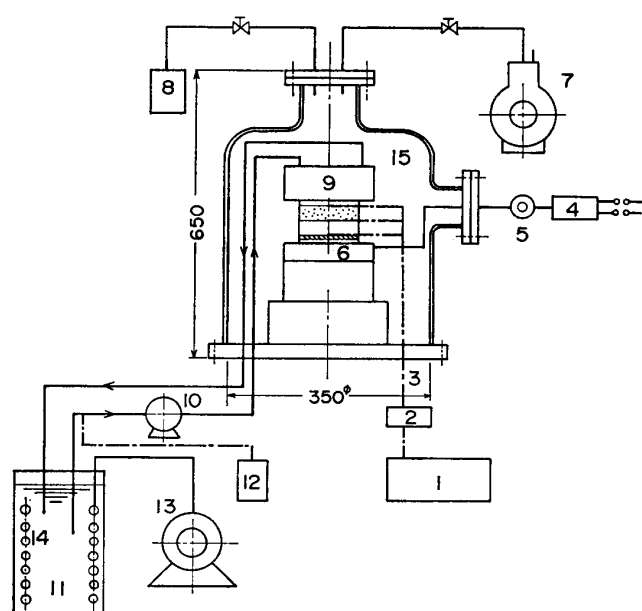
図 8 円柱 (軸長比 1) の場合の $K-(\lambda_e/\lambda_c)$ 曲線

表 2 Pyrex ガラスの性質

比 熱 kcal/kg $^{\circ}$ C	密 度 kg/m 3	熱膨張係数 1/ $^{\circ}$ C	最 高 使 用 温 度 $^{\circ}$ C		熱 伝 導 率 kcal/mhr $^{\circ}$ C
			常 用	最 高	
0.17	2230	32.5×10^{-7}	260	290	0.948 (28 $^{\circ}$ C)

4. 実験装置および測定方法

4-1. 実験装置



1. 低電圧用直流電位差計
2. 10 点切換スイッチ
3. C-C 熱電対
4. 交流安定化電源
5. スライダック
6. ヒーター
7. 油回転真空ポンプ
8. 真空計
9. 冷却タンク
10. ハンディポンプ
11. 恒温水槽
12. デジタルマルチ温度計
13. 冷凍機
14. 蒸発コイル
15. 真空容器

図 9 実験装置概略図

図 9, 図 10 に実験装置の概略および測定部詳細を示す。温度測定には標準温度計で校正した 0.1 ϕ 銅-コンスタンタン熱電対をもちい、起電力の測定には精密低電圧用直流電位差計 ($-0.001 \sim +111$ mV) を使用した¹⁶⁾。

熱源としては 300 W のニクロム線を耐火レンガに埋め込んだものを用い、スライダックおよび交流安定化電源によりヒータに加わる電圧を 12 V 一定に保った。

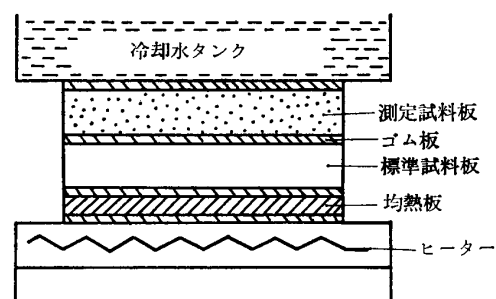


図 10 測定部詳細図

試料板の上側の冷却には冷却水タンク (黄銅製) を設け、容量 200 l の恒温水槽から小型ポンプにより冷却水を循環させた。恒温水槽内は冷凍機により $10^{\circ}\text{C} \pm 0.1^{\circ}\text{C}$ の精度で一定に保たれている。

また、試料板側面からの熱損失を避けるため真空容器を用い、油回転真空ポンプにより真空度を 10^{-3} mmHg に保って実験を行った^{14,15)}。

測定に際しては、図 10 に示すようにヒータ (35°C) と冷却水 (10°C) タンクの間に標準試料板としてパイレックスガラス ($95 \text{ mm} \times 95 \text{ mm} \times 12 \text{ mm}$) を置き、その上に同寸法の試料板をのせた。なお、試料板と標準試料板の間には、密着をよくするためにグリスを塗布したゴム板をはさんだ。表 2 にパイレックスガラスの性質を示す^{12,13)}。

熱電対は各試料板の上下面の中央に数本ずつおき、その平均を計算に用いた。本実験では、約 6 時間後に定常熱流状態に達したことを確認し、30 分間隔で 3 回測定した。3 回の測定値の再現性は 1% 以内であった。

4-2. 試 料

二成分混合物質の熱伝導率に影響をおよぼす因子の代表的なものとしては、

- 1) 分散粒子と連続媒体との熱伝導率比
- 2) 分散体積率

固体粒を含む材料の熱伝導率 (江口之治・勝尾正秀)

表 3 エポキシ樹脂の性質

密度 kg/m^3	熱膨張係数 $1/^\circ\text{C}$	軟化点 $^\circ\text{C}$	硬化条件 $^\circ\text{C}$ hr	収縮率 %	圧縮強さ kg_f/mm^2	曲げ強さ kg_f/mm^2	粘度 25°Ccp
1130	1.4×10^{-6}	64	80 2	0.18	5.4	4~5	500

3) 分散体形状

4) 分散体配列

などが一般に考えられている。

これまで、多くの研究者は上記の要素うち何種類かに着目して実験を行っているが、上記のすべての因子を含む試料板を作成し、実験を行ったものはまだみあたらない。この困難さは、連続媒体として適ぶ材料に大きく起因すると思われる。たとえば、連続媒体が水や空気のような流体の場合には、用いる分散粒子と連続媒体の密度が異なるため、分散粒子が連続媒体中で沈降したり、逆に浮上したりするため形状や配列の異なる試料板を作ることが難しく、均一分散させることも簡単ではない。また、本実験のような定常熱流法による測定方法では、連続媒体中对流や分散粒子の移動がおこるため、熱伝導率を測定することができない。連続媒体が固体の場合でも、連続媒体物質の凝固以前に分散粒子を混入したのでは規則的に配列させることは難しい。

そこで、我々は上記のすべての因子を含み、作成も比較的容易な試料板を数種作成して実験し、低分散体積率の場合に適用できる Maxwell 式、Rayleigh 式および Cheng らの式による結果と比較し、また、形状係数を含む Hamilton 式および Rayleigh 式による値とも比較検討した。(試料板 1~9)

粉体のような、単独では測定し難い微小粒子の熱伝導率を間接的に求める実験の場合の試料板作成については 4-2-3 で示す。

4-2-1. 連続媒体試料

本実験に使用したエポキシ系樹脂の性質を表 3 に示す。エポキシ系樹脂は、無色透明の液状であるため分散状態の観察や、脱気が容易で、気泡の有無が外部から容易に判別できる。また、凝固後の機械加工が簡単であり、保存取扱いも容易であるなどの利点がある。樹脂板の温度と熱伝導率の関係は標準板として前記パイレックスガラスを用い定常熱流比較法によって求めた。その結果を図 11 に示す。

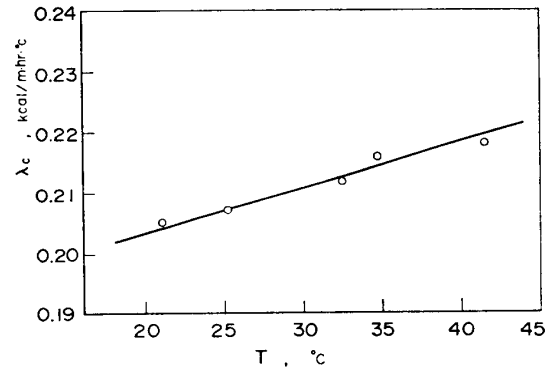


図 11 エポキシ樹脂板の熱伝導率と温度との関係

4-2-2. 粒子形状が球および円柱で規則配列した試料板

まず、一定の大きさ (95×95 mm) の容器中で、あらかじめ十分脱気した液状の樹脂を凝固させ、分散粒子に合せた厚みの試料板を数枚作る。つぎに図 12 に示すような治具板によりこの樹脂板に規則配列した穴をあけ、分散粒子に樹脂を塗布した後その穴に埋め込んだ。以上のような方法により作成した単層板 (図 13 参照) を、重ね合せて凝固前の樹脂で密着し測定試料板とした。図

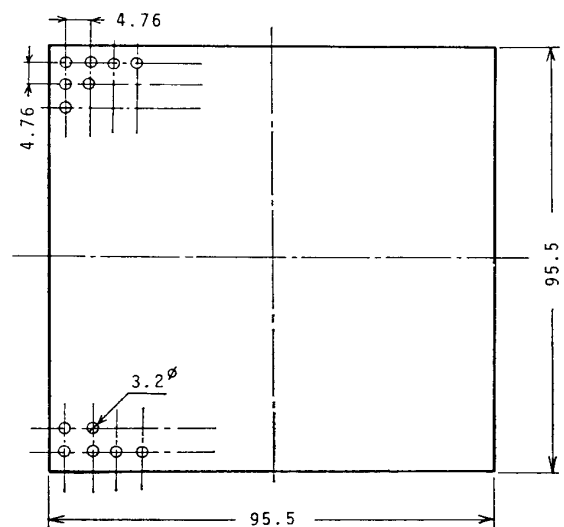


図 12 樹脂板穴あけ用治具板

表 4 試料板の特徴

試料板	分散体材料	分散体寸法 (mm)	分散体配列	熱伝導率比 K	分散体積率 P_d
1	鋼球	1.59ϕ	不規則	176.2	0.317
2	"	2.38ϕ	チドリ	176.2	0.22
3	"	1.18ϕ	三段	176.2	0.215
4	"	2.38ϕ	チドリ	176.2	0.130
5	"	2.38ϕ	二段	176.2	0.113
6	黄銅円柱	$3.2\phi \times 3.2$	チドリ	426	0.135
7	アルミ円柱	$3.2\phi \times 3.2$	"	879	0.135
8	黄銅円柱	$3.2\phi \times 6.4$	たておき	426	0.135
9	"	$3.2\phi \times 6.4$	よこおき	426	0.135

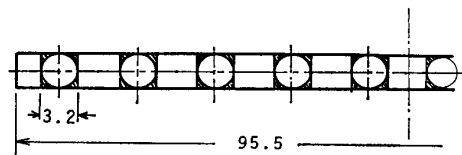


図 13 鋼球を埋込んだ単層樹脂板

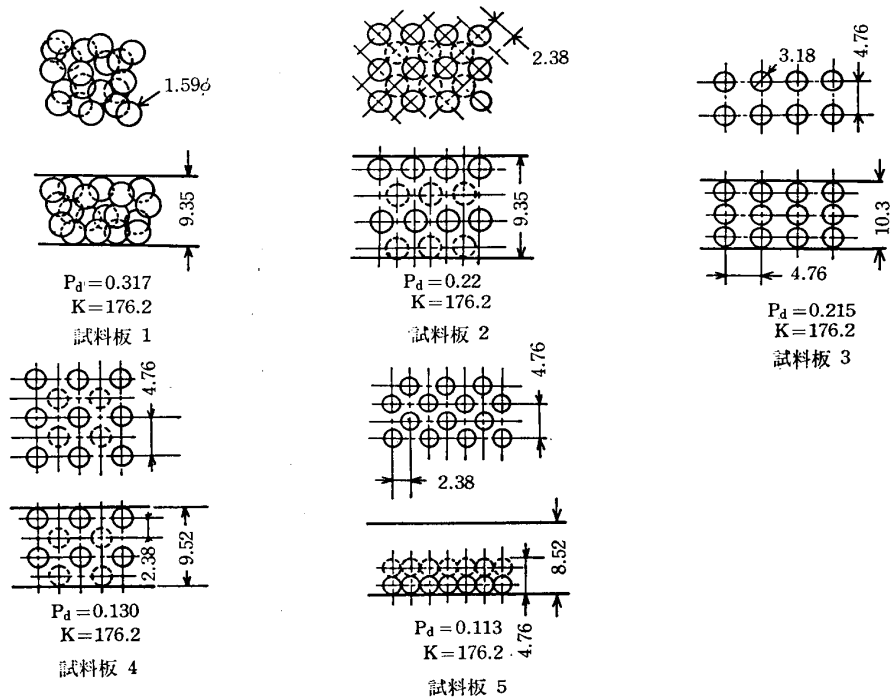


図 14 鋼球分散試料板の分散体配列

表 6 測 定 結 果

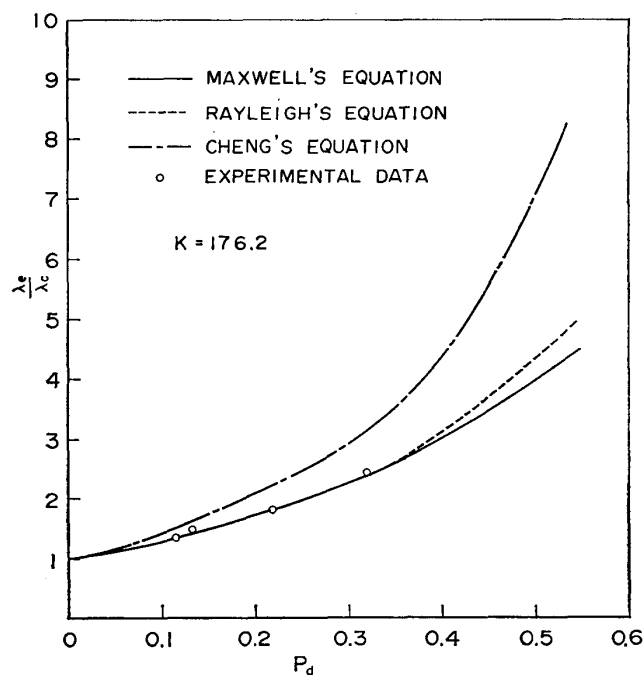
試 料 板	実 験 値	算 定 式 λ_e/λ_c , 偏 差 (%)				
	λ_e/λ_c	Maxwell	Rayleigh	Cheng	Hamilton	Fricke
1	2.450	2.356 3.8	2.378 2.9	3.04 24.1	—	—
2	1.777	1.827 2.8	1.830 3.0	2.255 26.9	—	—
3	1.720	1.804 4.8	1.811 5.3	2.222 29.2	—	—
4	1.529	1.441 5.8	1.442 5.7	1.748 14.3	—	—
5	1.353	1.376 1.7	1.376 1.7	1.662 22.8	—	—
6	1.656	—	—	1.812 9.8	1.533 7.1	1.466 11.1
7	1.758	—	—	1.816 3.4	1.533 12.7	1.470 16.2
8	2.247	—	—	1.812 19.4	1.556 30.7	1.475 34.3
9	1.466	—	—	1.812 23.5	1.812 6.1	1.470 0.3

実験結果と Cheng, *et al.* 式による値との比較は、ここでは省略した。

次に、形状係数を含んだ Hamilton 式および Fricke 式による値との比較には、形状が円柱の黄銅、アルミニウムを分散体とした試料板による実験結果を用いた。ただし、Hamilton 式は鋼球の場合にも適用できるが、Maxwell 式と同形になるので表 6 では記していない。

試料板 6, 7, 8, においては実験の結果は算定による値よりも比較的高い値を示した。また、円柱が横置き（試料板 8）と縦置き（試料板 9）の場合とくらべると、両者の実験値にかなりの違いが現われている。これは分散体内の熱流の向きによって、混合物質の熱伝導率におよぼす影響が無視できないことを示すものと思われる。試料板 9 のような分散体の置き方には、適当な形状係数の求め方がないが、Fricke 式における図 6 の形状近似法の (5) の直方体 ($A \approx B \approx C$) による形状係数をあてはめた結果は同じ値となり、Hamilton 式では円柱の向きに関係なく形状係数は同じであり偏差は 6.1% であった。

以上の実験結果より、Maxwell 式および Rayleigh 式は、 $K \geq 200$, $P_d \leq 0.3$ の範囲内では分散物質の配列に関係なく比較的良好一致を示し、Cheng, *et al.* 式は高

図 17 $K=176.2$ の実験値と理論曲線

めの値を示すことがわかった。また、円柱のような形状で向きを考慮した場合、Hamilton 式に比べ、Fricke 式の方が形状近似を適当に加えればよい結果を与えることがわかった。

5-2. 高分散体積率で不規則分散試料の場合

実験結果との比較検討には3-3で述べた Bruggeman 式およびこれを積層板の熱伝導式に代入して得られた式を用いた。以下その式について述べる。

図 18 に示すような2枚の平行平板を考えると、表面温度 T_1 , T_2 が与えられた場合、2枚の平板を通過する単位面積当りの熱量 q とし2枚の平行平板の全体の熱伝導率を λ_e とすれば、

$$\begin{aligned} Q &= (T_1 - T_2) / \left(\frac{d_2}{\lambda_{em}} + \frac{d_1}{\lambda_c} \right) \\ &= (T_1 - T_2) / \left(\frac{d_1 + d_2}{\lambda_e} \right) \end{aligned} \quad (12)$$

となる。これを整理すれば

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_c} = \lambda_{em}(d_1 + d_2) / (d_1\lambda_{em} + d_2\lambda_c) \quad (13)$$

となる。

$$\text{ここで } \frac{d_2}{(d_1 + d_2)} = P_d', \quad \frac{\lambda_{em}}{\lambda_c} = K' \quad \text{とおけば} \quad (13)$$

式は

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_c} = 1 / [1 - P_d' + P_d' / K'] \quad (14)$$

となる。ここで本実験では、 d_2 部分は密充填板、 d_1 は樹脂板であるので、(14) 式を変形して

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_c} = 1 / \left[1 - \frac{P_d}{P_{dm}} + \frac{P_d}{P_{dm}/K'} \right] \quad (15)$$

となる。ただし、 P_{dm} は密充填層の分散体積率、 K' は

$$1 - P_{dm} = \frac{K - K'}{K - 1} \sqrt[3]{\frac{1}{K'}} \quad (16)$$

より求まるものである。ここで、 P_{dm} の実測値はどの試料の場合も 0.58 であった。

図 19 に、Bruggeman 式と上記 (15) 式の K に対する λ_e/λ_c を示す。図からわかるように、 $K > 1$ では、 K が大きくなるにしたがって両式の差が大きくなることわかる。

つぎに、ポリエステル球 ($K=0.514$)、ガラス球 ($K=3.33$)、標準砂 ($K=20.5$) および鉛球 ($K=162$) を分散粒子とした場合の実験結果と算定式による値の比較を図 20、図 21、図 22 および図 23 に示す。

ポリエステル球を混入した試料の場合は $K < 1$ であるため、Bruggeman 式と (15) 式の差があまりなく実験結果も両式による値によく一致し、誤差は $\pm 2\%$ 以内で

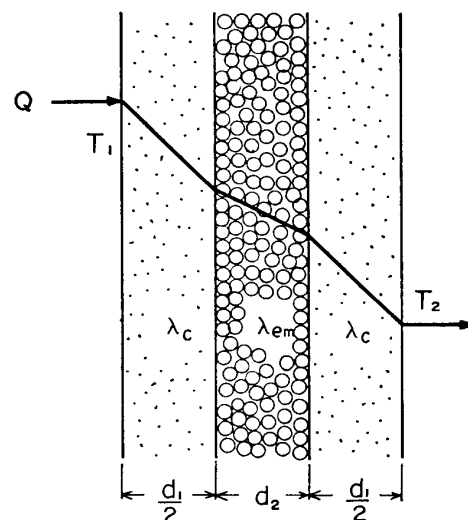


図 18 積層板の熱伝導モデル

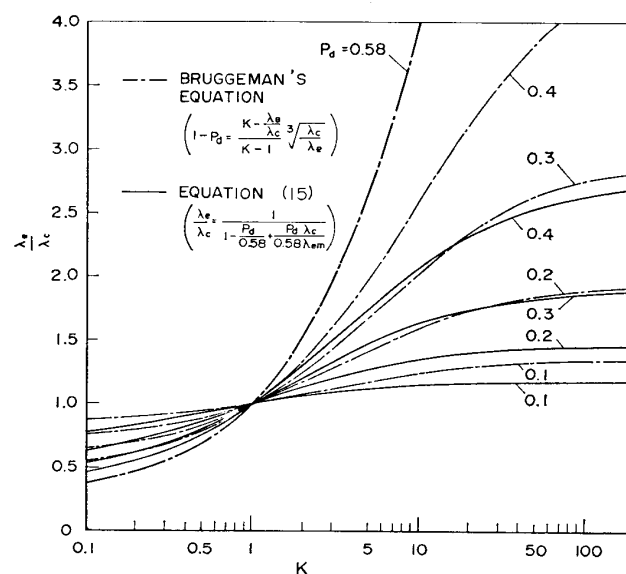
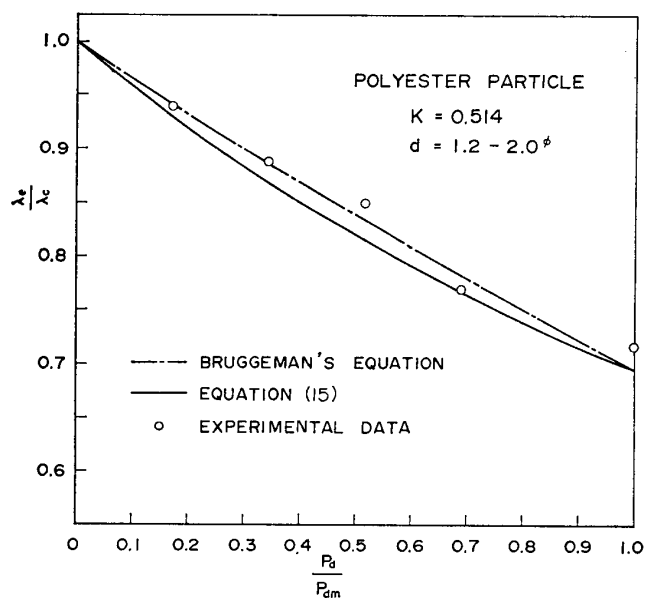
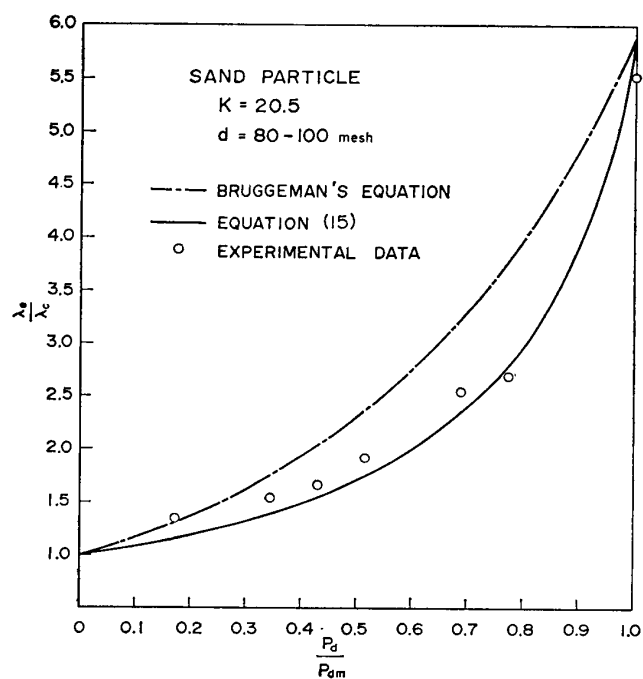
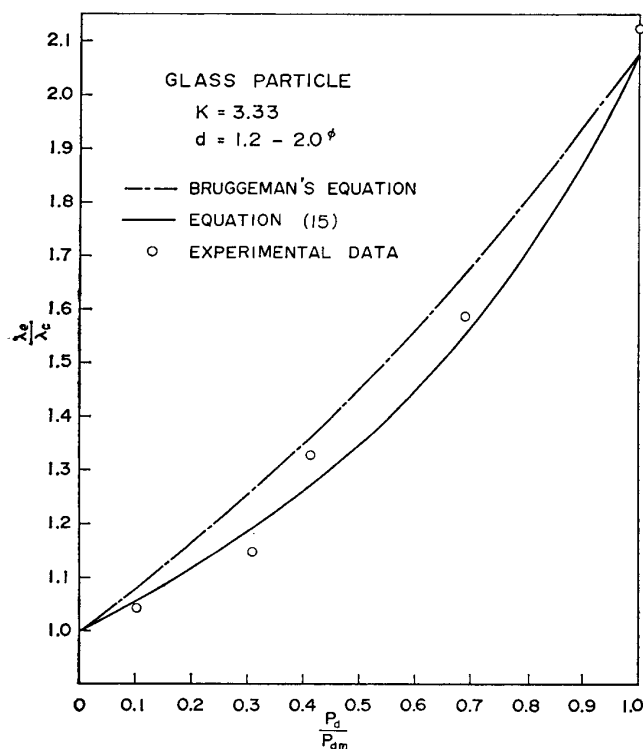
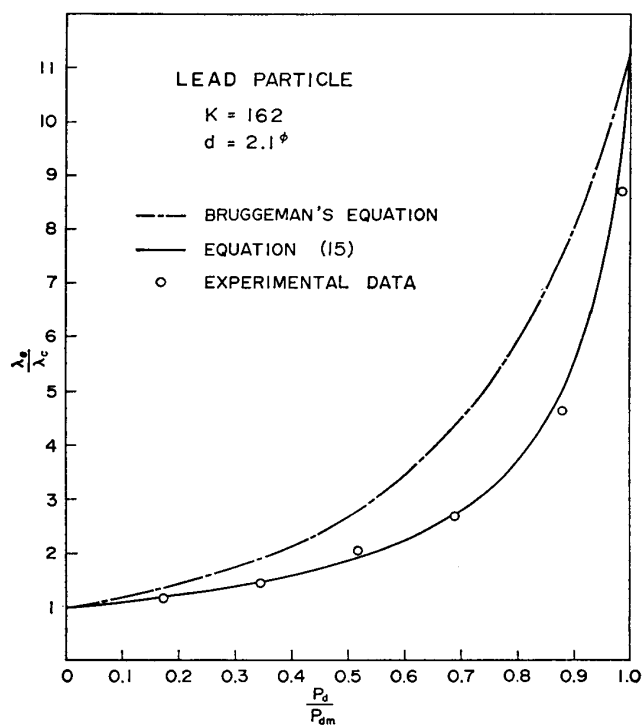


図 19 Bruggeman 式および (15) 式の $K - \lambda_e/\lambda_c$ 曲線

あった。ガラス球の場合は、ポリエステル球に比して少し誤差が大きく、 $\pm 5\%$ 以内であった。

標準砂の場合、 P_d/P_{dm} が減少するに従って理論曲線よりずれてくるが、これは、砂のような不定形状の場合は、試料板を作成する場合密充填層の厚さが小さくなるに従って密充填層部分の起伏をとり除くことが難かしく

図 20 ポリエステル球分散試料板の $P_d/P_{dm} - \lambda_e/\lambda_c$ 図 22 砂分散試料板の $P_d/P_{dm} - \lambda_e/\lambda_c$ 図 21 ガラス球分散試料板の $P_d/P_{dm} - \lambda_e/\lambda_c$ 図 23 鉛分散試料板の $P_d/P_{dm} - \lambda_e/\lambda_c$

固体粒を含む材料の熱伝導率（江口之治・勝尾正秀）

なり、実験結果に誤差を生じやすくなるためと思われる。

鉛球の場合 (図 23) は、Bruggeman 式にくらべ (15) 式による値に非常によい一致を示したが、分散体積率による誤差を見ると P_d/P_{dm} が増加するにしたがって多少大きくなる傾向があった。この結果から鉛のように K が比較的大きく P_d が大きい場合 Bruggeman 式を適用することが困難であることがわかった。

6. 実験誤差の軽減

6-1. 実験装置について

熱流の定常法による測定装置の場合、熱源や冷却部の温度変動や、測定試料板の側面からの熱損失による誤差は無視し難い¹⁷⁾。そこで本実験では、ヒータの温度変動をなくすため交流安定化電源を使用し、また、冷却部の温度を一定にするため恒温水槽に 200 l の水を満し、その水を冷凍機により常に $10^\circ\text{C} \pm 0.1^\circ\text{C}$ 以内に保ってこれを冷却水として使用した。なお、この場合の水温測定には、標準温度計により較正した C-C 熱電対付きのデジタルマルチ温度計を使用して正確を期した。

つぎに、試料側面からの熱損失を軽減するため、測定部を真空鐘中に入れ周囲を 10^{-3} mmHg 程度まで真空にした、これにより大気圧下での測定の場合にくらべ熱損失を約 1/40 に下げることができた。さらに、試料板と標準板の両面は、密着をよくするため真空グリスを塗布し均等な熱伝導を害する空気の介在をなくした。

以上により本実験装置による測定値の誤差は、ほとんど無視し得るものと考えられる。

6-2. 測定試料板について

分散粒子を沈降させるさい、とくに空気の混入を防ぐため細心の注意をした。また、肉眼での観察により気泡の有無をたしかめた。つぎに分散粒子どうしの接触がおこらぬよう凝固前のエポキシ系樹脂中に分散粒子を少しずつ静かに沈降させ分散粒子をエポキシ系樹脂のうすいフィルムでまわりをつつみこむようにした。なお、適当な振動を与え試料板中に分散粒子を均等分散させた。

7. まとめ

7-1. 分散粒子による配列や形状の影響を見るために連続媒体に、エポキシ樹脂を用いた実験において、つぎのことが明らかになった。

分散体形状が球で $K < 200$, $P_d \leq 0.3$ の範囲では、配列による影響はなく、Maxwell 式や Rayleigh 式による結果とよく一致した。

分散体形状が円柱の場合には、分散粒子の向きによる影響があった。しかし、Hamilton 式や Fricke 式に関しては、円柱以外に種々の形状を選び、その適用範囲を検討する必要がある。

この実験によって、エポキシ系樹脂が、分散体の配列や形状による影響を調べるには、連続媒体として都合よいことが認められた。その利点としては、次のようなことがあげられる。

粒子の分散状態の観察が可能、凝固後は機械加工がし易い、本実験の場合の試料板の作成方法によれば、粒子の配列が容易にでき、また、混入気泡の除去も比較的容易であるなどである。

7-2. 微小粒子の熱伝導率を求める場合について

固体粒子の密充填試料板および連続媒体と密充填の 2 層から成る試料板の熱伝導率実験の結果、つぎのようなことが明らかになった。

(1) 固体粒子の熱伝導率は、密充填試料板に対する熱伝導率測定値を、Bruggeman 式に適用することにより、精度よく求めることが可能である。しかし、 $K > 100$ では誤差が比較的大きくなる。

(2) 分散粒子試料が少なく密充填試料板が作成できなくても、連続媒体層と分散粒子層の 2 層から成る試料板に対し測定を行って (15) 式を用いれば、密充填試料板の場合と同様に固体粒子の熱伝導率を求めることができる。

(3) 砂のように不定形状のものでも、Bruggeman 式が適用できる。

8. 謝 辞

本研究を遂行するにあたり、本学機械工学科通地信義教授に終始御指導および有益な助言をいただいた。また、本研究の測定の一部は、本学学生、高橋 猛、上田直樹、両君に協力していただいた。ここに記して感謝の意を表します。

参考文献

- 1) Maxwell, J.C.: A Treatise on Electricity and Magnetism, (1904), 435, Oxford Univ. Press.
- 2) Bruggeman, D.A.G.: Annalen der Physik, 24-5 (1935), 636.
- 3) Hamilton, R.L. & Crosser, O.K.: I & EC Fundamentals, 1-3 (1962), 187.
- 4) Fricke, H.: Phys. Rev., 24 (1924), 575.
- 5) Tsao, G.T., Indust. Engng. Chem., 53 (1961), 395.
- 6) Cheng, S.C. & Vachon, R.I.: Int. J. Heat and Mass Transfer, 12 (1969), 249.
- 7) Cheng, S.C. & Vachon, R.I.: Int. J. Heat and Mass Transfer, 13 (1970), 337.
- 8) 熊田: 機論, 41-344 (1975), 1209.
- 9) 江口, 勝尾: 機講論 (山梨地方), (1976).
- 10) 林, 西条, 上井: 窯業協会誌, 82-6 (1974), 28.
- 11) 抜山著: 熱, (1969), 養賢堂.
- 12) 成瀬著: ガラス工学, (1968), 共立出版.
- 13) 杉山, 長坂著: 断熱工学, (1971), 槇書店.
- 14) 石井, 中山著: 真空技術講座 3, (1968), 日刊工業新聞社.
- 15) 中川, 小宮著: 真空技術講座 5, (1966), 日刊工業新聞社.
- 16) 西村著, 電子による温度計測, (1967), 誠文堂.
- 17) 日本機械学会, 伝熱工学資料改訂第 3 版.