研究論文

501. 試料すべての面から輻射熱損失を伴う場合の 温度伝導率の非定常測定法, (I) ステップ関数状加熱法

熊田俊明*, 小林清志*

(1968年 8月3日 受理)

(1968年 9月3日 再受理)

A Transient Heating Method for Measuring Thermal Diffusivity of a Solid Disk with Thermal Radiation Losses from All Faces, (I) Step-Wise Heating

By Toshiaki KUMADA and Kiyosi KOBAYASI

A theoretical study was undertaken for developing a procedure for measuring by transient methods the thermal diffusivity of a small solid disk whose diameter is not very large compared with its thickness. The disk is placed in a vacuum furnace and heated on one face by a radiant heat source whose intensity is varied step-wise. Thermal radiation losses not only from the front and rear faces but also from the lateral face of the disk are considered. The results established that, if the ratio $2r_0/l$ ($2r_0$: diameter, l : thickness) of the disk is larger than 6, the thermal diffusivity can be determined within 1.0% error by reckoning with the disk regarded as a infinite slab. If $2r_0/l \leq 6$, the thermal diffusivity should be determined by the present theory which takes into account thermal radiation losses from all faces of the disk. We further find from the present theory that if $2r_0/l \leq 2$ and that at the same time the thermal radiation losses are large, it should be difficult to measure thermal diffusivity with high accuracy.

I. ま え が き

近年, 原子力関係に限らず各分野で材料の高温における熱定数の測定が切望されている。このため各種の新しい熱定数測定法が開発されてきた。高温における固体の温度伝導率を小さな試片で測定する方法として現在まで考えられている主なものは、 1.0×10^{-3} mmHg以下の真空中に置かれた無限平板と見なし得る試片の一面をステップ、パルスおよび周期的に加熱する方法である。パルス加熱法については、Parkerら⁽¹⁾やBaker⁽²⁾などの試片表面からの熱損失を無視した理論および金属や黒鉛についての測定結果があり、5~10%の誤差以内で測定できることを報告している。周期的加熱法では、前面および背面の温度波の位相差を利用する方法について Cerceor⁽³⁾の理論およびアルミナとカーボ

ンについての測定結果が報告されているが、20~30%の誤差で測定され装置の改良によつては約10%の誤差で測定できるであろうということが報告されている。また、Cowan⁽⁴⁾は上記3つの方法について理論的検討を加えステップ加熱法は有望でないとしている。しかし、著者らはステップ加熱法において1点の異なる時間における温度の比から温度伝導率を求める方法について、高温における前面および背面の輻射熱損失を考慮して検討し、その結果に基づいた測定装置を開発して小さい試片で短時間で高温まで測定できることを示し⁽⁵⁾、いくつかの測定結果⁽⁶⁾⁽⁷⁾を報告した。

以上の各測定法では試片はすべて無限平板と見なしうる場合について考えているが、実際には試片の大き

* 東北大学工学部(Faculty of Eng., Tohoku Univ.)

さに制限のあるときや広い範囲にわたって均一な加熱源が得られないときには、試片厚さに較べて直径を十分大きくできない場合が生じてくる。また、試片直径が小さくても理論的には試片を薄くすることにより厚さに対する直径の比を大きくできるわけであるが、測定精度を高めるには試片厚さにある制限が出てくる。さらに、極端に小さい試片では取扱いが不便になり、試片が薄いと測定時間が極端に短くなり、熱電対による温度測定の場合には応答遅れによる温度測定誤差や熱電対の冷却効果による誤差が相対的に大きくなってくる。

本報では、ステップ加熱法について試片厚さに較べて直径が十分大きくない場合に起こる試片側面からの輻射熱損失の影響について理論的検討を行なった。定常熱流および半無限体を周期的に加熱する場合に、試片が有限であるために起こる誤差についてのこの種の検討は棚沢⁽⁶⁾が行なっているが、著者らは試片厚さに対して直径の比がどの程度の値であれば無限平板と見なし得るか、さらに積極的に側面の輻射熱損失を無視できない場合に、それを考慮した解に基づいて温度伝導率を求める方法について検討した。

II. 解 の 誘 導

第1図のように、初期温度 t_0 で周囲と熱平衡状態にある高真空中に置かれた円板状試片の一面($x=l$)を輻射熱流束 H_0/ϵ_l で加熱し、両底面および側面からの輻射熱損失を考慮した場合の熱伝導方程式および境界条件は次式で与えられる。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial \theta}{\partial \tau}, \quad (0 < x < l) \quad (1)$$

第1図 原理図

$$\lambda \frac{\partial \theta}{\partial x} = W_0 \theta, \quad (x=0) \quad (2)$$

$$\lambda \frac{\partial \theta}{\partial x} = H_0 - W_l \theta, \quad (x=l) \quad (3)$$

$$\lambda \frac{\partial \theta}{\partial r} = -W_r \theta, \quad (r=r_0) \quad (4)$$

$$\lambda \frac{\partial \theta}{\partial r} = 0, \quad (r=0) \quad (5)$$

$$\theta = 0, \quad (\tau < 0) \quad (6)$$

$$\theta \rightarrow \text{定常} \quad (\tau \rightarrow \infty) \quad (7)$$

ここで、実際上は $T_0 \gg \theta$ として差し支えないので、輻射熱損失を(8)式のように線型化している。

$$\epsilon_l \sigma (T_0 + \theta)^4 - \epsilon_l \sigma T_0^4 \approx 4 \epsilon_l \sigma T_0^3 \theta = W_l \theta^* \quad (8)$$

$W_0 \theta$, $W_r \theta$ についても同様である。また、物性値は狭い温度範囲で一定とする。また H_0 は $x=l$ の面における受熱量である。(1)~(7)式を無次元化すれば(9)~(15)式ようになる。

$$\frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \Theta}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial R^2} \right) + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} = \frac{\partial \Theta}{\partial F_0}, \quad (0 < X < 1) \quad (9)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial X} = B_0 \Theta, \quad (X=0) \quad (10)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial X} = 1 - B_l \Theta, \quad (X=1) \quad (11)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial R} = -B_r \Theta, \quad (R=1) \quad (12)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial R} = 0, \quad (R=0) \quad (13)$$

$$\Theta = 0, \quad (F_0 \leq 0) \quad (14)$$

$$\Theta \rightarrow \text{定常} \quad (F_0 \rightarrow \infty) \quad (15)$$

これらをフーリエ数 F_0 についてラプラス変換すれば

$$\frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial R} + \frac{\partial^2 \bar{\Theta}}{\partial R^2} \right) + \frac{\partial^2 \bar{\Theta}}{\partial X^2} = \bar{\Theta} s \quad (16)$$

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial X} = B_0 \bar{\Theta}, \quad (X=0) \quad (17)$$

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial X} = \frac{1}{s} - B_l \bar{\Theta}, \quad (X=1) \quad (18)$$

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial R} = -B_r \bar{\Theta}, \quad (R=1) \quad (19)$$

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial R} = 0, \quad (R=0) \quad (20)$$

となる。

また、(16)式において(14)式より $\bar{\Theta}(0)=0$ としてい

* 金属表面などのように輻射エネルギーが絶対温度の4乗に比例しない場合には、一般に ρ 乗に比例するとして同様の線型化が可能である。

る。変数分離の方法により(16)式の解は次式のように求められる。すなわち、 $\bar{\Theta} = \bar{R}(R) \cdot \bar{\chi}(R)$ として(16)式に代入して両辺を $\bar{\Theta}$ で除せば、

$$\frac{1}{\gamma_0} \frac{1}{R} \left(\frac{1}{R} \frac{d\bar{R}}{dR} + \frac{d^2\bar{R}}{dR^2} \right) + \frac{1}{\chi} \frac{d^2\bar{\chi}}{dX^2} = s \quad (21)$$

よって、左辺の第1, 2項をそれぞれ定数 $-u^2$, $-v^2$ に等しいとして書き換えれば、

$$\frac{d^2\bar{R}}{dR^2} + \frac{1}{R} \frac{d\bar{R}}{dR} + u^2\bar{R} = 0 \quad (22)$$

$$\frac{d^2\bar{\chi}}{dX^2} + v^2\bar{\chi} = 0 \quad (23)$$

となる。ここで、

$$s = -(u^2 + v^2) \quad (24)$$

$$w = u\gamma_0 \quad (25)$$

である。(22)式は0次の Bessel 方程式である。(22)および(23)式の一般解をそれぞれ(17), (18)式および(19), (20)式に代入し、(15)式を考慮すれば(16)式の解は

$$\bar{\Theta}(R, X, s) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2B_r J_0(w_n R)}{(w_n^2 + B_r^2) J_0(w_n)} \cdot \left[\frac{v \cos(vX) + B_0 \sin(vX)}{s \{ (B_0 + B_r) v \cos v + (B_0 B_r - v^2) \sin v \}} \right] \quad (26)$$

となる。

ただし、 w_n は次の固有方程式の n 番目の根である。

$$w J_1(w) - B_r J_0(w) = 0 \quad (27)$$

よって、求める解は次式のように与えられる。

$$\Theta(R, X, F_0) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2B_r J_0(w_n R)}{(w_n^2 + B_r^2) J_0(w_n)} \cdot \sum \text{Res.} e^{s F_0} \frac{v \cos(vX) + B_0 \sin(vX)}{s \{ \alpha v \cos v + (\beta - v^2) \sin v \}} \quad (28)$$

(28)式の留数を求め逆変換すると以下ようになる。

$$\frac{v \cos(vX) + B_0 \sin(vX)}{s \{ \alpha v \cos v + (\beta - v^2) \sin v \}}$$

において $s=0$ および $\alpha v \cos v + (\beta - v^2) \sin v = 0$ による留数を求めると、解は次式で与えられる。

$$\Theta(R, X, F_0) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2B_r J_0(w_n R)}{(w_n^2 + B_r^2) J_0(w_n)} \cdot \left[\frac{u_n \cosh(u_n X) + B_0 \sinh(u_n X)}{\alpha u_n \cosh u_n + (\beta + u_n^2) \sinh u_n} - 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{v_m \cos(v_m X) + B_0 \sin(v_m X)}{(v_m^2 + u_n^2) D_m} e^{-(v_m^2 + u_n^2) F_0} \right] \quad (29)$$

ただし、 $u_n = w_n / \gamma_0$, v_m は次の固有方程式の m 番目の正根であり、

$$\alpha v \cos v + (\beta - v^2) \sin v = 0 \quad (30)$$

また、 $D_m = \sin v_m \{ 1 + \alpha - (2\beta/\alpha) + (v_m^2/\alpha) \}$

$$+ (\beta/v_m^2) + (\beta^2/\alpha v_m^2) \}$$

である。背面中心温度は(29)式において $R=X=0$ とおけば、

$$\Theta(0, 0, F_0) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2B_r}{(w_n^2 + B_r^2) J_0(w_n)} \cdot \left[\frac{u_n}{\alpha u_n \cosh u_n + (\beta + u_n^2) \sinh u_n} - 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{v_m e^{-(v_m^2 + u_n^2) F_0}}{(v_m^2 + u_n^2) D_m} \right] \quad (31)$$

で与えられる。

Ⅲ. 温度伝導率の求め方と計算結果

(31)式において、 $\alpha, \beta, B_r, B_0, \gamma_0$ をパラメータとして計算するが、試片表面の放射率がすべて同じであるとすれば、 $B_0 = B_r$ より

$$B_0 = \frac{\alpha}{2}, \quad \beta = \frac{\alpha^2}{4} \quad (32)$$

$$B_r = B_0 \gamma_0 = \alpha \gamma_0 / 2 \quad (33)$$

となるので、 α, γ_0 をパラメータとして F_0 を変数として(31)式を計算すればよい。実際の測定に際して表面放射率がすべて同じとすれば、計算または実験によって α, β, B_r を求めるときに非常に便利になるので、著者らのステップ加熱法ではこのような条件で測定している。2 $\gamma_0 = 1.0 \sim 20.0$ の7種類について、おのおの $\alpha = 0 \sim 2.0$ の7種類について計算した。 α の値として最高2.0までとしたのは、例えば熱伝導率の小さい UO_2 焼結体の場合では、 $l = 0.3 \text{ cm}$, $\epsilon_0 = \epsilon_t = 1.0$, $\lambda = 0.01 \text{ cal/cm} \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{C}$ として $t_0 = 1,500^\circ\text{C}$ で $\alpha = 1.82$ であるから、 $\alpha = 0 \sim 2.0$ の範囲で計算してあれば、一応 $1,500^\circ\text{C}$ 程度までは大抵の材料(高温用保温材は別として)の測定が可能である。 α の大きい高温での測定は α の算定の誤差により温度伝導率決定の精度が悪くなるから、熱電対の応答性なども考慮して許される範囲で試片を薄くして、できるだけ α の値を小さくして測定すべきである。

Cowan の理論的研究では、加熱と輻射熱損失とが平衡状態になる過程を利用するため、Cowan 自身の言にあるように、温度伝導率を精度よく求めることが不可能である。著者らは試片を無限平板とする場合について1点の異なる時間における温度の比から温度伝導率を求める方法についての理論および各種の金属⁷⁾, UO_2 ⁸⁾ および各種黒鉛⁹⁾ についての測定結果をすでに報告した。ここでは上記著者らの方法において、無限平板として取り扱えない場合の温度伝導率の求め方について(31)式を計算した。(31)式は(32), (33)式を考

應すれば α, γ_0 をパラメータ, F_0 を変数とする式である。

F_0 および $2F_0$ における温度の比 θ_2/θ_1 を計算し, F_0 に対して表わしたのが第2,3図である。また, 第1表は $\alpha=0\sim 2.0$ の範囲で6種類の値に対し, $2\gamma_0=1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 6.0, \infty$ の各場合について計算した必要最小限の値を示すにとどめた。 F_0 については後に述べるように実際の測定で使用される $0.1\sim 0.6$ の範囲

第2図 θ_2/θ_1 の関係(α をパラメータとする)

第3図 F_0 と θ_2/θ_1 の関係($2\gamma_0$ をパラメータとする)

について計算した。第2図は1例として $2\gamma_0=4.0$ について α をパラメータとして計算した線図で, 図中の $\alpha=0$ 輻射熱損失のない場合である。無次元温度の比 θ_2/θ_1 は測定結果から読みとる温度の比 θ_2/θ_1 と等しいから, $2\gamma_0$ のいろいろの値について第2図同様の線図を求め, 第IV章で述べる方法で決定した α に相当するグラフ上で θ_2/θ_1 の値に対する F_0 を読み取る。 $a=F_0 l^2/\tau_1$ の関係から l, τ_1 は既知であるから直ちに a を決定することができる。第3図は $2\gamma_0$ をパラメータとして $\alpha=0.4$ の場合について計算した線図である。図中の $2\gamma_0=\infty$ は無限平板に相当する。 F_0 が大きくなるにつれて $2\gamma_0$ の大きい場合にも側面輻射熱損失の影響が出てくるのがわかる。第4図は α をパラメータ, $F_0=0.3$ として $2\gamma_0$ を横軸として決定される F_0 の側面輻射熱損失のない場合に対する差を%で表わした線図である。 $2\gamma_0 \leq 2.0$ では側面輻射熱損失の影響が大きくなるが, $\alpha \leq 0.4$ までは $2\gamma_0=1.0$ の場合でも側面輻射熱損失を考慮し, F_0 の小さいところで a を決定するようにすれば精度よく測定できると思われる。しかし, $2\gamma_0 \leq 2.0$ で α が大きくなると, a を決定する際に α による依存性が強く實際上精度を高めることは難しい。温度比によって温度伝導率を決定する根拠になっているものは背面温度上昇の遅れである。 F_0 が 0.1 以下では τ_1 に相当する温度上昇 θ_1 が小さすぎて

第4図 側面輻射熱損失による誤差

第 1 表 θ_2/θ_1

$\alpha=0$	$F_0=0.10$ 7.799	0.15 4.908	0.20 3.860	0.30 3.017	0.40 2.670	0.50 2.489	0.60 2.382
	$F_0 \backslash 2\gamma_0$	∞	6.0	4.0	3.0	2.0	1.0
$\alpha=0.2$	0.10	7.645	7.645	7.644	7.638	7.590	7.454
	0.15	4.788	4.788	4.785	4.771	4.722	4.621
	0.20	3.748	3.748	3.743	3.723	3.676	3.585
	0.30	2.906	2.905	2.891	2.866	2.826	2.733
	0.40	2.552	2.548	2.528	2.499	2.456	2.361
	0.50	2.360	2.353	2.326	2.296	2.252	2.150
	0.60	2.239	2.229	2.196	2.165	2.119	2.009
$\alpha=0.4$	0.10	7.504	7.504	7.502	7.489	7.397	7.135
	0.15	4.675	4.675	4.670	4.644	4.552	4.361
	0.20	3.645	3.644	3.634	3.598	3.511	3.342
	0.30	2.805	2.803	2.778	2.733	2.653	2.493
	0.40	2.446	2.441	2.403	2.353	2.277	2.114
	0.50	2.246	2.235	2.188	2.136	2.061	1.892
	0.60	2.116	2.099	2.044	1.922	1.915	1.742
$\alpha=0.8$	0.10	7.240	7.240	7.235	7.211	7.044	6.571
	0.15	4.469	4.468	4.459	4.413	4.251	3.917
	0.20	3.457	3.455	3.438	3.377	3.227	2.942
	0.30	2.627	2.625	2.583	2.508	2.377	2.128
	0.40	2.264	2.256	2.196	2.118	1.999	1.764
	0.50	2.055	2.040	1.967	1.890	1.778	1.554
	0.60	1.914	1.891	1.810	1.736	1.629	1.416
$\alpha=1.2$	0.10	6.993	6.993	6.991	6.957	6.729	6.085
	0.15	4.282	4.282	4.273	4.209	3.994	3.554
	0.20	3.292	3.291	3.269	3.188	2.993	2.630
	0.30	2.476	2.472	2.423	2.328	2.165	1.868
	0.40	2.114	2.104	2.035	1.940	1.798	1.537
	0.50	1.903	1.885	1.803	1.713	1.586	1.354
	0.60	1.758	1.732	1.645	1.562	1.446	1.242
$\alpha=2.0$	0.10	6.563	6.563	6.560	6.512	6.192	5.299
	0.15	3.966	3.965	3.951	3.867	3.581	3.002
	0.20	3.020	3.018	2.988	2.884	2.635	2.184
	0.30	2.237	2.232	2.171	2.059	1.867	1.538
	0.40	1.886	1.875	1.796	1.692	1.537	1.282
	0.50	1.680	1.662	1.578	1.484	1.356	1.157
	0.60	1.541	1.515	1.430	1.350	1.244	1.090

θ_1 の読取り精度が悪く、 F_0 の大きい範囲で測定すれば背面温度上昇の遅れによる影響が θ_1, θ_2 において F_0 の小さい場合に比較して相対的に小さくなり、第 2, 3 図で明らかのように、曲線の勾配がゆるやかになり θ_2/θ_1 のわずかの誤差が決定される F_0 の精度に大きく影響する。一般に F_0 の値が 0.2~0.4 程度の範囲で

α を決めると精度がよい。温度比 θ_2/θ_1 によって決まる F_0 が小さいほど放射熱損失、特に側面放射熱損失の影響が小さくなるが、 θ_1 が小さい値となるため極端に F_0 を小さくできず $F_0=0.1$ 程度が限度である。側面放射熱損失の影響が中心に及ぶ前に測定が終了すれば、側面放射熱損失の影響がなく無限平板と見なし

うるわけで、そうでなくても F_0 が小さい範囲で測定するようにすれば側面輻射熱損失の影響をより小さくできる。

Ⅳ. α の求め方

α の求め方については種々考えられるが、試料の比熱が既知の場合の計算による方法は側面輻射熱損失のある場合にも同様に使えるので文献⁽⁷⁾を参照されたい。ここでは Cowan の温度伝導率を求める方法を応用して α を求める方法について検討する。

すなわち、(31)式において $l^2/a(v_1^2+u_1^2)$ に較べて長い時間を考えれば、非定常項の中で $n=m=1$ なる項を除いて無視できる。よって、(31)式は次式のように簡単になる。

$$\begin{aligned} \theta(0,0,F_0) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2B_n u_n}{(w_n^2 + B_n^2) J_0(w_n) \{ \alpha u_n \cosh u_n + (\beta + u_n^2) \sinh u_n \}} \\ &\quad - \frac{4B_n v_1 e^{-(v_1^2 + u_1^2) F_0}}{(w_1^2 + B_1^2) J_0(w_1) (v_1^2 + u_1^2) D_1} \end{aligned} \quad (34)$$

(34)式を変形して次式を定義する。

$$I(F_0) = 1 - \{ \theta(0,0,F_0) / L \} \quad (35)$$

ただし、 L は(34)式の右辺第1項である。

$I(F_0)$ は $F_0=0$ のとき1で、 $F_0 \rightarrow \infty$ で0となる関係である。また、(35)式より $F_0 \rightarrow \infty$ で $I=0$ より次式を得る。

$$L = \theta_{\infty} \quad (36)$$

ここで、 θ_{∞} は $F_0 \rightarrow \infty$ における無次元温度を表わす。よって(35)式は次式のように表わされる。

$$I(F_0) = 1 - \{ \theta(0,0,F_0) / \theta_{\infty} \} \quad (37)$$

また、 $I(F_0)$ は(34)、(36)式より次式のようにも表わされる。

$$I(F_0) = \frac{4B_n v_1 e^{-(v_1^2 + u_1^2) F_0}}{(w_1^2 + B_1^2) J_0(w_1) (v_1^2 + u_1^2) D_1 \cdot L} \quad (38)$$

(38)式の両辺の対数をとれば次式を得る。

$$\ln I(F_0) = \ln \left\{ \frac{4B_n v_1}{(w_1^2 + B_1^2) J_0(w_1) (v_1^2 + u_1^2) D_1 \cdot L} \right\} - (v_1^2 + u_1^2) F_0 \quad (39)$$

(39)式を第5図のように表わし、その切片を考えると(39)式の右辺第1項で与えられる。一方、(37)式は実際の温度により次式のように表わされる。

$$I(\tau) = 1 - \{ \theta(\tau) / \theta_{\infty} \} \quad (40)$$

ここで、 θ_{∞} は $\tau \rightarrow \infty$ における温度である。

第5図 実験的に α を求めるための線図
($\ln\{ \}$ の $\{ \}$ は(39)式右辺第1項の略)

(40)式において実測値 θ, θ_{∞} を用いて第5図のように表わして切片の値を求める。(39)式における右辺第1項と α との関係を $2\gamma_0$ をパラメータとしてあらかじめ計算しておけば、実測値より決定される切片の値より直ちに α を決定できる。

Ⅴ. 温度測定位置の背面中心からのずれによる影響

試片背面温度の測定位置が中心からずれたり、また、光学的方法で中心近くのある広さの面からの光を利用して温度を測定する場合には、それらの測定値は中心温度とは異なる。さきに述べた計算では中心温度について側面輻射熱損失の影響を検討したが、上記のような場合に起こる誤差について検討するため、背面の半径方向温度分布をフーリエ数をパラメータとして計算したのが第6図である。第6図は $\alpha=0.8, 2\gamma_0=4.0$ の場合について計算した1例で、フーリエ数が大きくなるにつれて試片中央部まで側面輻射熱損失の影響が出てくるのがわかる。測定が終了する頃の $F_0=0.6$ では $R=0.2$ において中心温度との差は0.8%以内であり、温度比 θ_2/θ_1 では極めて小さくなる。 $R=0.4$ でも温度比は実用上差し支えない1.0%程度の誤差である。したがって、測定位置が中心からずれても $R \leq 0.2$ 以内であれば、中心温度を測定しているとして本理論を適用して差し支えない。

Ⅵ. 結 言

円板状試片の1面をステップ状に加熱し、試片の前面、背面ばかりでなく側面からも輻射による熱損失を

第6図 試片背面方向の温度分布

伴う場合の試片内温度分布を表わす式を導いた。異なる時間における温度の比から温度伝導率を求める方法について、試片表面放射率が一樣として $\alpha=0\sim 2.0$ の間で7種類について $2\gamma_0=1.0\sim 20.0$ までの7種類をそれぞれ計算した。その結果、次のことが明らかとなった。

- (1) $2\gamma_0 \geq 6.0$ では側面輻射熱損失の影響を無視した理論によって、本報で計算した α の範囲で側面輻射熱損失の影響の最も強い $\alpha=2.0$ の場合の温度伝導率を求めても無限平板の場合と比較して1%以内の誤差である。
- (2) $2\gamma_0 \leq 6.0$ では本理論によるべきであるが、 $2\gamma_0 \leq 2.0$ で α が大きい場合には、側面輻射熱損失の影響が強すぎて精度よく温度伝導率を決定することは困難である。

終りに、有益な助言を賜った東北大学名誉教授抜山四郎博士ならびに同大学教授 棚沢泰博士に深謝する。

〔記号〕

α : 温度伝導率	(cm^2/sec)
c : 比熱	($\text{cal}/\text{g} \cdot ^\circ\text{C}$)
H_0 : 輻射熱流束	($\text{cal}/\text{cm} \cdot \text{sec}$)
l : 試片厚さ	(cm)
r : 試片中心からの距離	(cm)

r_0 : 試片半径	(cm)
t : 温度	($^\circ\text{C}$)
t_0 : 初期温度	($^\circ\text{C}$)
T : 絶対温度	($^\circ\text{K}$)
T_0 : 初期絶対温度	($^\circ\text{K}$)
W_0 : $4\epsilon_0\sigma T_0^3$	($\text{cal}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{C}$)
W_l : $4\epsilon_l\sigma T_0^3$	($\text{cal}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{C}$)
W_r : $4\epsilon_r\sigma T_0^3$	($\text{cal}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{C}$)
x : 試片背面から前面への距離	(cm)
ϵ : 放射率	
θ : $t-t_0$, 試片温度上昇	($^\circ\text{C}$)
λ : 熱伝導率	($\text{cal}/\text{cm} \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{C}$)
ρ : 密度	(g/cm^3)
σ : ステファン・ボルツマン定数	($\text{cal}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{K}^{-4}$)
τ : 時間	(sec)

(無次元量)

$B_0=W_0/\lambda$	Biot 数	$R=r/r_0$	無次元半径
$B_l=W_l/\lambda$	Biot 数	$X=x/l$	無次元厚さ
$B_r=W_r/\lambda$	Biot 数	$\gamma_0=r_0/l$	
$F_0=\alpha\tau/l^2$	Fourier 数	$\Theta=\theta/(H_0/\lambda)$	無次元温度
$\alpha=B_0+B_l$			
$\beta=B_0B_l$			

(添字)

O: 一定値に関する値

(ただし、フーリエ数 F_0 の 0 は別)0: $x=0$ に関する値 l : $x=l$ に関する値 r : 側面に関する値 x : $x=0$ または l に関する値

— 参考文献 —

- (1) PARKER, W.H., et al.: *J. Appl. Phys.*, **32**[9], 1679 (1961).
- (2) COWAN, P.D.: *ibid.*, **32**[7], 1363 (1961).
- (3) COWAN, R.D.: *ibid.*, **34**[4], 929 (1963).
- (4) CERCEO, M., CHILDERS, H.M.: *ibid.*, **34**[5], (1963).
- (5) BAKER, D.E.: *J. Nucl. Mater.*, **12**[1], 120 (1964).
- (6) 棚沢 泰: 機械誌, **35**[180], 326 (昭 7.4).
- (7) 小林清志, 熊田俊明: 本誌, **9**[2], 58 (1967).
- (8) 天沼 涼, 笹尾信之, 小林清志, 他: 本会第6回原子力燃料材料分科会予稿集, A6, (1966).
- (9) 小林清志, 横内洋二, 熊田俊明, 他: 本会昭43年要旨集, G56, (1968).
- (10) 熊田俊明, 小林清志: 第5回日本伝熱シンポジウム前刷集, (昭 43.5).