

小型黒体炉の分光放射特性

山口 隆生*・山村 正明*・長坂 今夫*・大西 直之*・
三浦 智伸*²・八巻 有道*³

The Characteristics of Spectral Radiation of the Small Size Blackbody

Takao YAMAGUCHI, Masaaki YAMAMURA, Imao NAGASAKA, Naoyuki OHNISHI,
Tomonobu MIURA and Arimichi YAMAKI

Synopsis : Concerning about the thermal radiation, either theoretically or practically, the basis is the blackbody (full-radiator). The blackbody is an ideal body, and practically, an artificial blackbody i.e. blackbody furnace is made and used. Graphite used in the existing blackbody is oxidized, exhausted, and deformed on heated in the atmosphere, and it was necessary to heat up in the controlled atmosphere like nitrogen.

In recent years, silicon carbide (SiC), silicon nitride (Si₃N₄), inconel, nickel, stainless steel etc. are used as blackbody materials which can be heated in the atmosphere. But a blackbody whose spectral emissivity is a little less than 1 is large in scale.

This study is carried to develop a simple and small sized blackbody which can be heated in the atmosphere and has the traceability of the thermal radiation pyrometer or can be used as the thermal radiation pyrometer traceability. The blackbody is spherical and made of SiC, and the diameter of their aperture should be more than 20 mm. Spectral emissivity of the blackbody depends on the ratio of the diameter of the sphere D to the radius of the aperture r , i.e. the aperture ratio D/r . Thus three types of blackbody whose aperture ratio D/r is 150 mm/15 mm (=10), 90 mm/10 mm (=9), and 60 mm/10 mm (=6), respectively, are manufactured.

Then we compare the characteristics of spectral radiation of this three types under the condition that the temperature range is 1000–1200°C and the wavelength region is 0.38–0.76 μm.

Key words : blackbody; radiation pyrometry; emissivity; traceability; temperature measurement; calibration system.

1. 緒言

学問的にも工業的にも熱放射を取扱う場合、基準となるのは黒体（完全放射体とも呼ばれ、すべての波長において分光放射率が1の物体）である。黒体は仮想の物体であるため、実用上はこれに少しでも近づく人工の黒体、すなわち黒体炉が製造され用いられている。従来の黒体炉に多く用いられている炉体材料としての黒鉛は、大気中で加熱すると酸化し消耗変形するため、窒素ガスなどの制御雰囲気中で加熱する必要がある。近年はそれに加え、大気中で加熱しても比較的安定な炭化けい素 (SiC)、窒化けい素 (Si₃N₄) ならびにインコネル、ニッケル、ステンレスなどの金属が炉体材料として使用され、大気中での加熱が可能な黒体炉が考案されている。しかしながら、分光放射率が1に近い黒体炉は高価で装置も大がかりであり、操作も煩雑で管理も細心の注意と経験が要求される。

本研究の目的は、熱放射を利用した放射温度計のトレーサビリティに用いる、小型で、大気中での加熱が可能な、かつ簡便な黒体炉を開発することである。

炉体材料としてSiCを用い、炉体形状は球形とする。利

用者の立場からは、開口径が大きい程使いやすい。しかしながら、開口径が炉体径と比較して大きくなれば黒体条件を満たさなくなる。放射温度計の距離係数に依存するが、開口の直径は20 mm以上必要と考えられる。球の直径に対して開口径が大きくなると放射率が小さくなるので、球の内径 D が150, 90, 60 mmで、それぞれ開口半径 r が15, 10, 10 mmの3種の黒体炉を製作して比較検討する。それぞれの開口比 D/r は10, 9, 6となる。発熱体にはカンタルA1線を使用するので、適用最高温度は1200°Cである。温度1000~1200°C、可視域（本研究では波長0.38~0.76 μmとする）におけるこれらの黒体炉の分光放射特性を測定評価する。

2. 黒体炉の製造とその仕様

炉体材料として粉末の炭化けい素（以下SiCと記す）を用い、これと水ガラス (Na₂SiO₃) の割合を93:7に混合し、所定の形状寸法に成形する。その後、温度1360°Cで約2時間焼結する。焼結後湯で煮沸し、湯のpHが7になるまで湯を交換して煮沸を繰り返す。これは、成形後の炉体の電

平成10年8月17日受付 平成10年11月5日受理 (Received on Aug. 17, 1998; Accepted on Nov. 5, 1998)

* 中部大学工学部 (Faculty of Engineering, Chubu University, 1200 Matsumoto-cho Kasugai 487-8501)

*² 豊田鉄工(株)生産技術部 (Toyota Iron Works Co. Ltd.)

*³ 元シグマ電子工業(株) (Formerly Sigma Electronics Co. Ltd.)

気抵抗を少しでも大きくして絶縁性を高めるためである。

炉体を乾燥後、表面に発熱体である直径1mmのカンタルA1線を巻き付ける。その際、単位長さ当りのカンタルA1線の加熱する炉壁面積がほぼ一定になるように巻き付ける。

内径 D が 150, 90, 60 mm の炉体球の表面に、開口半径 r がそれぞれ 15, 10, 10 mm の円形の穴をあけた3種類の黒体炉を製作した。それらの開口比 D/r は 10, 9, 6 となる。それぞれの黒体炉をI号炉, II号炉, III号炉と称し、その形状寸法を Fig. 1, Table 1 に示す。

また、炉体を製造するのと同じ方法で、Fig. 2 に示す形状寸法の試料を製作した。これを用いて素材SiCの分光放射率を測定する。

3. 実験方法

3.1 素材SiCの分光放射率測定

実験装置を Fig. 3 に示す。試料を電気炉中の磁器製管内に設置する。油回転真空ポンプで管内を 10^{-2} Pa 以下の真空にした後、試料を (真) 温度 $t=1000, 1100, 1200, 1300^{\circ}\text{C}$ に加熱保持し、各温度ごとの分光放射率を測定する。分光

放射計では波長 $\lambda=0.38\sim 0.76\ \mu\text{m}$ における分光放射輝度 $N'(\lambda, t)$ を、二色赤外線放射温度計では二つの実効波長 $\lambda_1=0.97\ \mu\text{m}, \lambda_2=0.80\ \mu\text{m}$ における二色温度 $F(\lambda_1, \lambda_2)$ を、トレーサビリティ用に開発された自動光高温計では実効波長 $\lambda_0=0.65\ \mu\text{m}$ における輝度温度 $S(\lambda_0)$ を測定する。

分光放射計で測定した各波長の分光放射輝度 $N'(\lambda, t)$ を、同一の波長において、試料の加熱温度を用いて Planck の放射式から算出される完全放射体の分光放射輝度 $N(\lambda, t)$ で除すると、試料の分光放射率 $\epsilon(\lambda, t)$ に測定光路に存在する光学系 (この場合は、測定用窓ガラスでクラウン製である) の分光透過率 $\tau(\lambda)$ を乗じた値 $\epsilon(\lambda, t) \cdot \tau(\lambda)$ が (1) 式から算出される。

$$\epsilon(\lambda, t) \cdot \tau(\lambda) = \frac{N'(\lambda, t)}{N(\lambda, t)} \dots\dots\dots (1)$$

プリズメータ¹⁾の原理を応用した装置で測定された窓ガラスの分光透過率 $\tau(\lambda)$ の値でこれを除して、可視域における各波長の分光放射率 $\epsilon(\lambda, t)$ を求める。分光放射輝度は単位面積、単位立体角当りの分光放射束で定義される。測定

Table 1. Specifications of blackbodies.

	Dimension [mm]						Mass [kg]
	D	r	t	l	d	w	
Blackbody I	150	15	10	250	275	364	11.82
Blackbody II	90	10	15	145	220	220	4.02
Blackbody III	60	10	15	115	158	175	1.81

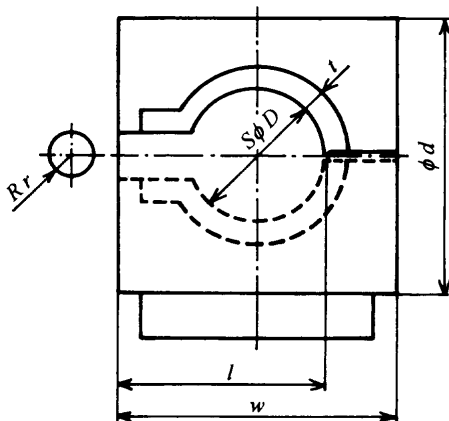


Fig. 1. Dimensions of blackbody.

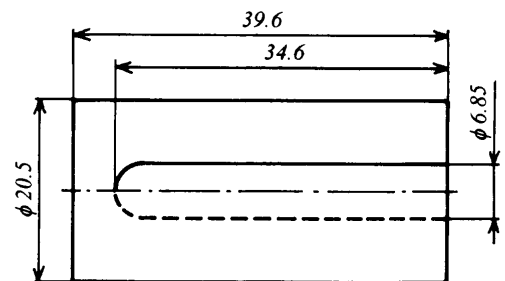


Fig. 2. Dimensions of SiC specimen [mm].

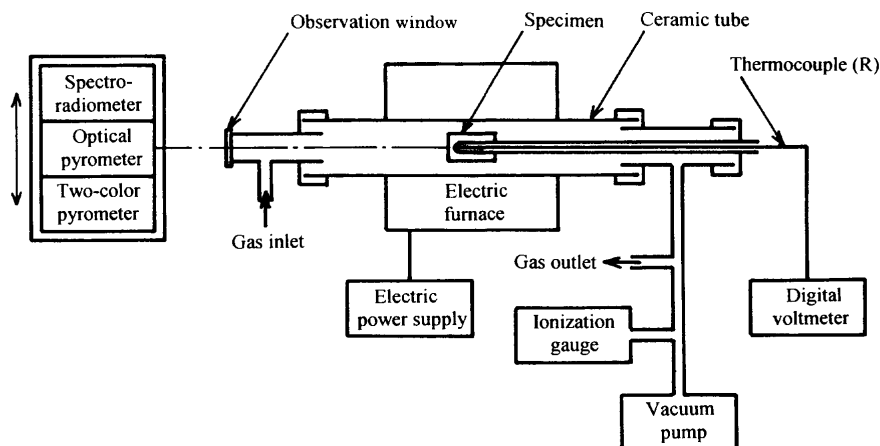


Fig. 3. Schematic diagrams of spectral emissivity measuring apparatus for SiC.

距離が変化すると測定面積，測定立体角が変化し，正確な分光放射輝度を測定することは困難となる。この対策を施した分光放射計は高価となり，一般的な分光放射計は分光分布の測定を目的としている。したがって，(1)式から算出される分光放射率 $\varepsilon(\lambda, t)$ は，正確な値ではなく，それに比例した値となっている。分光透過率 $\tau(\lambda)$ は以下の(2)，(3)式でも使用する。

つぎに，自動光高温計で測定した輝度温度 $S(\lambda_0)$ と加熱温度 t から，可視域で温度 3000K 以下では 0.1% よりよい精度で近似でき，かつ分光放射率 $\varepsilon(\lambda, t)$ の算出が簡便な Wien の放射式を用いた(2)式により t, λ_0 における分光放射率 $\varepsilon(\lambda_0, t)$ を求める。

$$\varepsilon(\lambda_0, t) \cdot \tau(\lambda_0) = \exp \left\{ C_2 \left[\frac{1}{\lambda_0 \left[t + 273.15 \right]} - \frac{1}{S(\lambda_0) + 273.15} \right] \right\} \cdot \dots (2)$$

ここで， C_2 は Planck の第 2 放射定数で， $C_2 = 14388 \mu\text{m} \cdot \text{K}$ である。トレーサビリティ用に開発された自動光高温計で測定した輝度温度（測定精度 $\pm 0.2\% / ^\circ\text{C}$ ）を用い，(2)式より得られる λ_0 における分光放射率 $\varepsilon(\lambda_0, t)$ の値は，(1)式から算出される値よりも精度が高い。したがって，(2)式から求めた分光放射率 $\varepsilon(\lambda_0, t)$ を用いて，(1)式で算出された分光放射率 $\varepsilon(\lambda, t)$ および他の各波長の分光放射率 $\varepsilon(\lambda, t)$ を補正する。

さらに，測定二色温度 $F(\lambda_1, \lambda_2)$ と加熱温度 t から，(2)式と同様に Wien の放射式を用いた(3)式より二つの波長 λ_1, λ_2 における分光放射率の比 $\varepsilon(\lambda_1, t) / \varepsilon(\lambda_2, t)$ が求められる。

$$\frac{\varepsilon(\lambda_1, t) \tau(\lambda_1)}{\varepsilon(\lambda_2, t) \tau(\lambda_2)} = \exp \left\{ C_2 \left[\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right] \left[\frac{1}{t + 273.15} - \frac{1}{F(\lambda_1, \lambda_2) + 273.15} \right] \right\} \cdot \dots (3)$$

分光放射率の波長依存性を直線と仮定すると，後述のように， $\varepsilon(\lambda_1, t) / \varepsilon(\lambda_2, t)$ から分光放射率の波長勾配が推定できる。

以上のような方法で素材 SiC の可視域における分光放射率が測定できる。

本研究の実験装置は外熱式であるため，電気炉の炭化けい素発熱体からの放射光が磁器製管（ムライト質）を透過して試料表面に照射される。これらの光の一部が試料自体の表面からの放射光と混合して測定される可能性がある。この混入した光が測定される放射率の増加に及ぼす影響の評価は容易ではない。そのため，まず自動光高温計自体の誤差を消去するため，自動光高温計を光高温計校正用タングステンリボン電球で校正する。つぎに，分光放射率の測定試料と同条件で加熱されたタングステンを試料として輝度温度 $S(\lambda_0)$ を測定する。これから算出される $\lambda_0 = 0.65 \mu\text{m}$ におけるタングステンの分光放射率 $\varepsilon(\lambda_0, t)$ と De Vos²⁾ によ

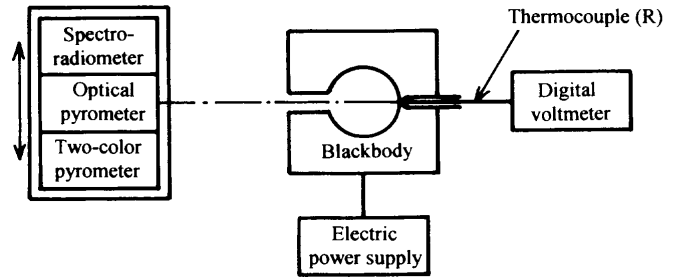


Fig. 4. Schematic diagrams of spectral emissivity measuring apparatus for blackbody.

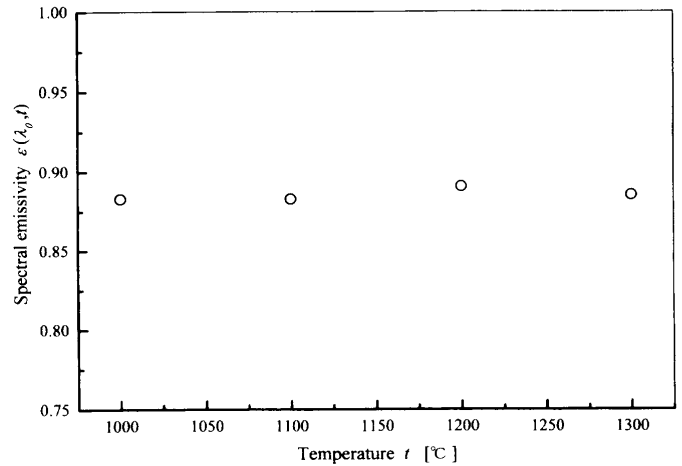


Fig. 5. Temperature dependency in spectral emissivity of SiC (wavelength $\lambda_0 = 0.65 \mu\text{m}$).

り測定されたタングステンの分光放射率 $\varepsilon(\lambda_0, t)$ を各温度ごとに比較し，その差を外熱光による誤差と考え，これを各温度ごとの補正值として(2)式で決定した分光放射率 $\varepsilon(\lambda_0, t)$ を補正した。

3・2 黒体炉の分光放射率測定

実験装置を Fig. 4 に示す。黒体炉を温度 $t = 1000, 1100, 1200^\circ\text{C}$ の各温度に加熱保持する。所定の各温度 t において，分光放射計では波長 $\lambda = 0.38 \sim 0.76 \mu\text{m}$ における分光放射輝度 $N(\lambda, t)$ を，二色赤外線放射温度計では二つの実効波長 $\lambda_1 = 0.97 \mu\text{m}, \lambda_2 = 0.80 \mu\text{m}$ における二色温度 $F(\lambda_1, \lambda_2)$ を，自動光高温計では実効波長 $\lambda_0 = 0.65 \mu\text{m}$ における輝度温度 $S(\lambda_0)$ を測定する。

素材 SiC の分光放射率の測定と同様な方法で黒体炉の分光放射特性を決定する。この場合測定用窓ガラスは使用しないので(1)~(3)式の $\tau(\lambda)$ は 1 となる。

4. 結果および考察

4・1 素材 SiC の分光放射率

自動光高温計で測定した実効波長 $\lambda_0 = 0.65 \mu\text{m}$ における輝度温度 $S(\lambda_0)$ と加熱温度 t から求めた分光放射率 $\varepsilon(\lambda_0, t)$ を Fig. 5 に示す。 $\varepsilon(\lambda_0, t)$ の値は 0.883~0.891 である。この $\varepsilon(\lambda_0, t) = 0.883, 0.891$ に対する $t = 1000^\circ\text{C}$ における輝度温度

を算出すると、991.0、991.6°Cとなる。この差は0.6°Cと十分小さいので、この温度域における素材SiCの分光放射率 $\epsilon(\lambda_0, t)$ は温度依存性がなく、平均をとって0.885とした。SiCの分光放射率 $\epsilon(\lambda_0, t)$ の値は、波長9 μm 、1800°Cにおいて0.94^{3,4)}、また波長1 μm 、1000°Cにおいて0.73³⁾、あるいは波長は不明であるが816°Cにおいて0.93⁵⁾と言われることから、分光放射率 $\epsilon(\lambda_0, t)$ の値として本研究の0.885は妥当と考える。

つぎに、可視域における各温度 t の分光放射率 $\epsilon(\lambda, t)$ を分光放射計の測定値より(1)式を用いて求めた。(1)式から算出される波長 $\lambda_0=0.65\mu\text{m}$ における値は、上記の自動光高温計で測定した輝度温度 $S(\lambda_0)$ から決定した値0.885より小さくなった。そのため、 $\lambda_0=0.65\mu\text{m}$ における値が0.885と一致するように各波長の値とともに補正した。Fig. 6に $t=1300^\circ\text{C}$ の測定結果を示す。波長 $\lambda=0.48\mu\text{m}$ より短い波長側では測定値がばらついているが、これは分光放射計に内蔵されている分光器の迷光の影響を受けたためと思われる⁶⁾。波長 $\lambda=0.50\sim 0.76\mu\text{m}$ の間では、分光放射率 $\epsilon(\lambda, t)$ は波長に依存せず、波長に対して平坦で直線的である。他の温度における結果もFig. 6に示した1300°Cの場合

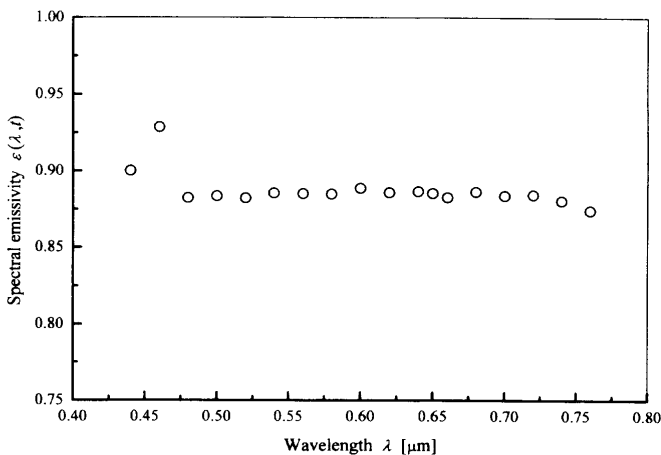


Fig. 6. Wavelength dependency in spectral emissivity of SiC (temperature $t=1300^\circ\text{C}$).

とほぼ一致した。

さらに、分光放射率 $\epsilon(\lambda, t)$ の波長勾配を二色温度の測定値を用いて検討する。著者ら^{6,7)}は、分光放射率 $\epsilon(\lambda, t)$ の波長依存性は、色温度計の測定波長域のようにある限られた波長域において、波長 λ に対して(4)式のように直線で近似できると考えた。

$$\epsilon(\lambda, t) = a\lambda + b = [(a/b)\lambda + 1]b \dots \dots \dots (4)$$

ただし、 $a [(\mu\text{m})^{-1}]$ 、 b は定数である。この場合、種々の色温度(分布温度、色度温度、二色温度)は、 a 、 b の絶対値に関係なく a/b の関数となる⁷⁾。

黒体炉の条件としては、分光放射率 $\epsilon(\lambda, t)$ の値がより1に近いことが重要である。それに加え、波長に対して分光放射率 $\epsilon(\lambda, t)$ が勾配を有すると、すなわち a/b が $0(\mu\text{m})^{-1}$ から偏ると、色温度と加熱温度との間に差が生じ、その偏りが大きくなると差も大きくなる。したがって分光放射率 $\epsilon(\lambda, t)$ の波長特性が平坦(灰色体)であることが重要な要素である。

温度 $t=1300^\circ\text{C}$ において、二つの実効波長 $\lambda_1=0.97\mu\text{m}$ 、 $\lambda_2=0.80\mu\text{m}$ を用いた二色赤外線放射温度計で測定した二色温度 $F(\lambda_1, \lambda_2)$ は 1300°C であった。(3)式を用いてこの二つの波長 λ_1, λ_2 における分光放射率の比 $\epsilon(\lambda_1, t)/\epsilon(\lambda_2, t)$ を算出し、それより a/b を求めると $a/b=0(\mu\text{m})^{-1}$ となる。すなわち $a=0(\mu\text{m})^{-1}$ で、 $\epsilon(\lambda, t)=b$ (一定、灰色体)となる。以上より、波長 λ に対して分光放射率 $\epsilon(\lambda, t)$ が平坦であることが二色温度の測定結果からも確認された。

4・2 黒体炉の温度分布

黒体炉の温度分布(均熱性)を測定する。各温度計で開口を通して測定する黒体炉の炉壁の位置を測定点と呼ぶことにし、ここをO点とする。このO点の温度を 1000°C 一定に保持した状態で、開口部より挿入したR熱電対の先端をO部に接触させて测温し、黒体炉温度指示用のR熱電対の指示と一致することを確認する。つぎに、開口部より挿入した熱電対の先端をFig. 7に示すI号炉の各炉壁点に移

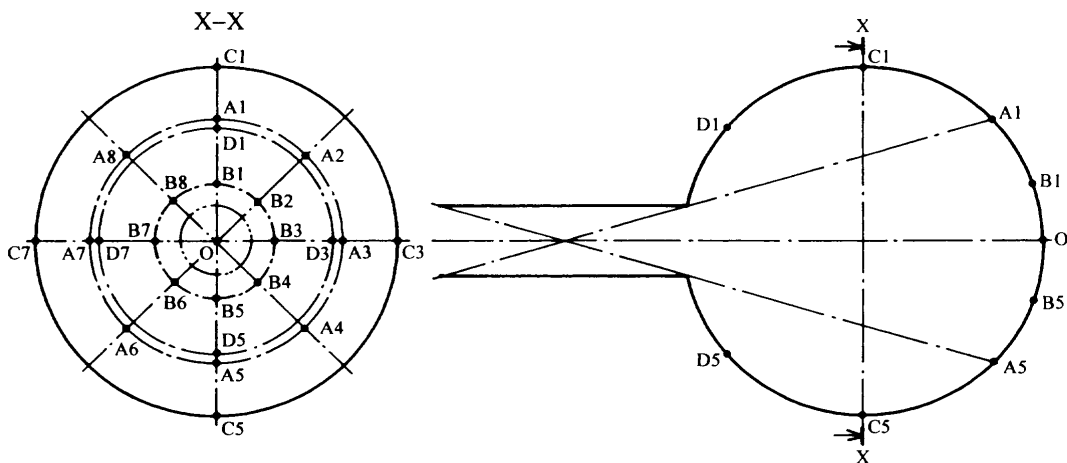


Fig. 7. Temperature measuring point of inner wall of blackbody and the symbol of measuring points.

Table 2. Inner wall temperature distributions of blackbody I ($t=1000^{\circ}\text{C}$ at point O).

	[$^{\circ}\text{C}$]							
	1	2	3	4	5	6	7	8
A	1000	1000	1000	1000	998	1000	1001	1001
B	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000
C	998		1000			999		1001
D	982		981			977		981

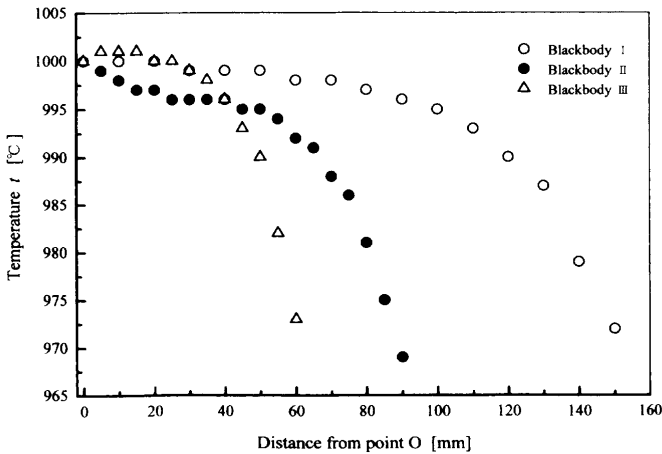


Fig. 8. Temperature distributions of blackbodies ($t=$

動し、その場所の温度を測定する。この測定結果を Table 2 に示す。

開口付近の D1~D7 点での温度分布は、O 点と比較して 23~18 $^{\circ}\text{C}$ 低くなる。しかし、測定点 O 点近傍の A, B, C の各点では、O 点との温度差が A5, C1 の 2 箇所最大で 2 $^{\circ}\text{C}$ となるが、他の各点では 1 $^{\circ}\text{C}$ 以内となる。開口付近で均熱性が悪いのは、外気との対流が激しくそれによって熱損失が大きくなるのが主原因と思われる。

つぎに、測定点 O 点から開口までの炉内温度分布を各黒体炉についてつぎのように測定する。まず、先端を切断した熱電対保護管に R 熱電対を入れ、これを黒体炉の開口部中心より測定点 O に向けて挿入する。R 熱電対の先端と熱電対保護管の切端を O 点に接触させ、このときの温度が黒体炉の温度と一致することを確認する。つぎに、熱電対保護管はそのままにして、中の R 熱電対を所定の距離だけ開口部方向に引出し、その場所の温度を測定する。このように測定した結果を、O 点温度 $t=1000^{\circ}\text{C}$ の場合を例に、Fig. 8 に示す。各炉に共通して O 点より開口に近づくにつれ温度が低くなる。これは前述のように外気との対流によるものと思われる。I, III 号炉は O 点より開口に向かって緩やかに温度が低下するが、II 号炉は O 点より 10 mm までの温度低下勾配がやや大きい。O 点との温度差が等しい位置の O 点からの距離は一部を除き I, II, III 号炉の順に長くなるが、これは炉体の大きさの順と同じである。したがって、この長さの大小で各炉の均熱性を比較することは適当でない。そこで、測定点 O 点からの距離を x 、各黒体炉の内径を D

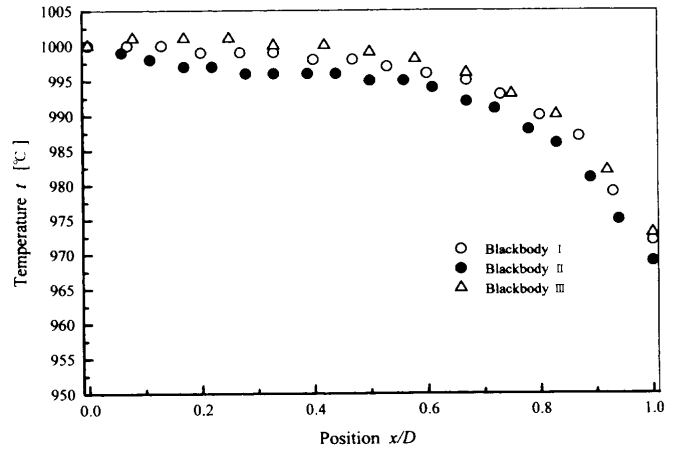


Fig. 9. Temperature distributions of blackbodies ($t=1000^{\circ}\text{C}$ at point O). (x is distance from point O. D is inside diameter of blackbody.)

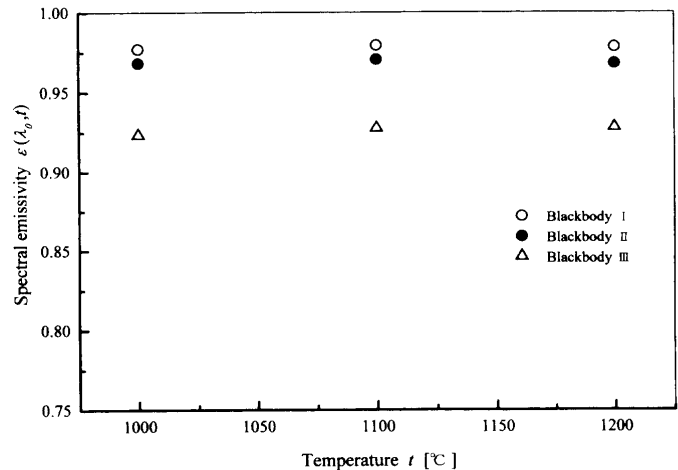


Fig. 10. Temperature dependency in spectral emissivity of blackbodies (wavelength $\lambda_0=0.65 \mu\text{m}$).

とし、この比 x/D を炉径比と呼ぶことにする。各黒体炉について、この炉径比 x/D に対する温度を求めて Fig. 9 に示す。同図より、炉径比 x/D に対する各黒体炉内の温度分布はほぼ一致することがわかる。また炉中心部での温度は、I 号炉 998 $^{\circ}\text{C}$ 、II 号炉 995 $^{\circ}\text{C}$ 、III 号炉 999 $^{\circ}\text{C}$ である。II 号炉を除いて、測定点から中心部までの温度差は 2 $^{\circ}\text{C}$ 以内とよい均熱性が認められる。

4.3 黒体炉の分光放射率

各黒体炉の実効波長 $\lambda_0=0.65 \mu\text{m}$ における分光放射率 $\epsilon(\lambda_0, t)$ を Fig. 10 に示す。分光放射率 $\epsilon(\lambda_0, t)$ の値は I 号炉が 0.977~0.980、II 号炉が 0.968~0.971、III 号炉が 0.923~0.928 である。I 号炉の分光放射率 $\epsilon(\lambda_0, t)=0.977, 0.980$ に対する輝度温度 $S(\lambda_0)$ を算出すると 998.3, 998.5 $^{\circ}\text{C}$ となり、その差は 0.2 $^{\circ}\text{C}$ で、加熱温度との差も 1.7 $^{\circ}\text{C}$ である。以下同様に、II 号炉の分光放射率 $\epsilon(\lambda_0, t)=0.968, 0.971$ に対する輝度温度 $S(\lambda_0)$ は 997.6, 997.8 $^{\circ}\text{C}$ で、その差は 0.2 $^{\circ}\text{C}$ で、加熱温度との差は 2.4 $^{\circ}\text{C}$ である。III 号炉の分光放射率 $\epsilon(\lambda_0, t)=0.923, 0.928$ に対する輝

度温度 $S(\lambda_0)$ は 994.2, 994.6°C で、その差は 0.4°C で、各炉の中では一番大きくなり、さらに加熱温度との差も 5.8°C となる。したがって、この温度域における各黒体炉の分光放射率 $\epsilon(\lambda_0, t)$ の温度依存性はないと考え、それらの平均をとって、I号炉は 0.978, II号炉は 0.969, III号炉は 0.926 とした。一方、光高温計の分解能は 2~5°C⁸⁾ とされている。それゆえ、少なくとも加熱温度と輝度温度の差は 2°C 以内としたい。この条件を満たすのは I号炉である。そして II号炉は 2.4°C と誤差がやや大きい、光高温計の分解能の範囲内にある。しかし、III号炉は 5.8°C の差を生じ、黒体条件を満たすとは言い難い。

つぎに、可視域における各温度 t の分光放射率 $\epsilon(\lambda, t)$ を分光放射計の測定値より (1) 式を用いて求める。前述のように、 $\lambda_0 = 0.65 \mu\text{m}$ における分光放射率 $\epsilon(\lambda_0, t)$ の値が自動光高温計から求めた各黒体炉それぞれの 0.978, 0.969, 0.926 と一致するように、各波長の値とともに補正する。その結果を、 $t = 1100^\circ\text{C}$ の場合を例に Fig. 11 に示す。波長 $\lambda = 0.48 \mu\text{m}$ より短い波長側では測定値がばらついているが、これは前述の迷光の影響と思われる。波長 $\lambda = 0.50 \sim 0.76 \mu\text{m}$ の間では、分光放射率 $\epsilon(\lambda, t)$ の値は各炉ともほぼ直線である。波長勾配はやや負であった。他の温度における結果も Fig. 11 に示した 1100°C の傾向と一致する。

温度 $t = 1100^\circ\text{C}$ において二つの実効波長 $\lambda_1 = 0.97 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 0.80 \mu\text{m}$ を用いた二色赤外線放射温度計で測定した二色温

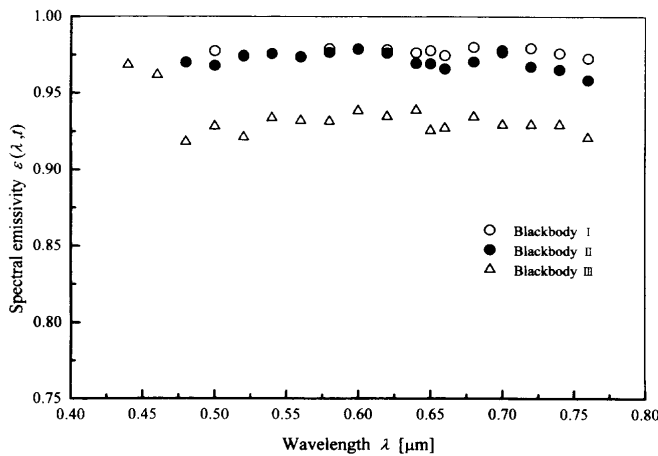


Fig. 11. Wavelength dependency in spectral emissivity of blackbodies (temperature $t = 1100^\circ\text{C}$).

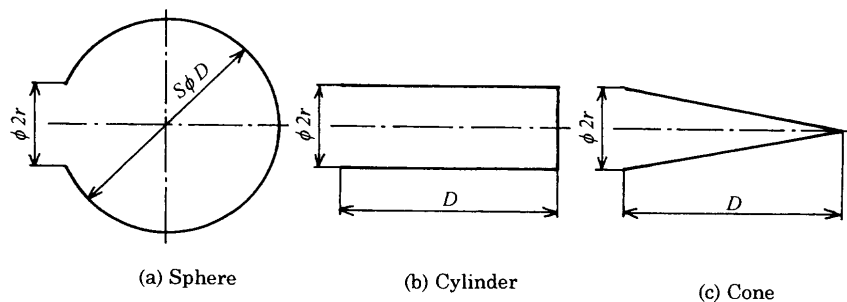


Fig. 12. Shapes and dimensions of blackbodies (aperture ratio D/r).

度 $F(\lambda_1, \lambda_2)$ は、I号炉が 1101°C , II号炉が 1101°C , III号炉が 1100°C である。(3) 式を用いてこの二つの波長 λ_1, λ_2 における分光放射率の比 $\epsilon(\lambda_1, t)/\epsilon(\lambda_2, t)$ を算出し a/b を求めると、それぞれ $a/b = -0.00974 (\mu\text{m})^{-1}$, $-0.00974 (\mu\text{m})^{-1}$, $0 (\mu\text{m})^{-1}$ となる。この $a/b = -0.00974 (\mu\text{m})^{-1}$ に対して、実用化されている種々の二色温度計の二つの実効波長の組合せ $(0.580, 0.500 \mu\text{m})^9)$, $(0.630, 0.490 \mu\text{m})^{10)}$, $(0.650, 0.467 \mu\text{m})^{11)}$, $(0.660, 0.460 \mu\text{m})^{12)}$, $(0.665, 0.467 \mu\text{m})^{13)}$, $(0.665, 0.544 \mu\text{m})^{14)}$ による温度 $t = 1100^\circ\text{C}$ に対する各二色温度を (3) 式より算出すると、それぞれ $F(0.580, 0.500) = 1100.4^\circ\text{C}$, $F(0.630, 0.490) = 1100.4^\circ\text{C}$, $F(0.650, 0.467) = 1100.4^\circ\text{C}$, $F(0.660, 0.460) = 1100.4^\circ\text{C}$, $F(0.665, 0.467) = 1100.4^\circ\text{C}$, $F(0.665, 0.544) = 1100.5^\circ\text{C}$ となり、各二色温度は温度 $t = 1100^\circ\text{C}$ に対して 1°C 以内で一致する。以上より、I号炉は光高温計、色温度計の校正に十分な精度で使用できる。II号炉は輝度温度の誤差がやや大きい光高温計の分解能の範囲内の精度を有し、色温度計の校正にも使用できる。III号炉は分光放射率 $\epsilon(\lambda, t)$ の波長特性は平坦で灰色体の条件は満足し色温度計の校正には適するが、分光放射率 $\epsilon(\lambda_0, t)$ の値が他の黒体炉と比較して小さく、光高温計、全放射温度計などの校正には適さないと結論する。

4.4 黒体炉の分光放射率の推定

Fig. 12 に示すように、炉体形状が球形、円筒形、円錐形で長さ D (球形の場合、内径)、開口半径が r の各種形状の黒体炉の放射率を考える。

炉内温度は均一と仮定し、素材の放射率 ϵ_w 、長さ D と開口半径 r の比、すなわち開口比 D/r に対する各種黒体炉の放射率 ϵ について、以下の式を用いて考察する。

球形 (白岩ら¹⁵⁾) の式:

$$\epsilon = \frac{2\epsilon_w}{1 - \sqrt{1 - (2r/D)^2} + \epsilon_w [1 + \sqrt{1 - (2r/D)^2}]} \quad (D/r \geq 2) \dots (5)$$

円筒形 (Gouffé¹⁶⁾) の式:

$$\epsilon = \frac{\epsilon_w [1 + (1 - \epsilon_w)(a/A - f)]}{\epsilon_w (1 - a/A) + a/A}$$

$$f = 1/[1 + (D/r)^2]$$

$$a/A = 1/[2(1 + D/r)] \dots \dots \dots (6)$$

円筒形 (Buckley¹⁷⁾) の式：

$$\varepsilon = 1 + 4\sqrt{\varepsilon_w} (1 - \varepsilon_w) \cdot \exp(-\sqrt{\varepsilon_w} \cdot D/r) / \{ [(1 - \varepsilon_w)^2 - (1 + \sqrt{\varepsilon_w})^2] - [(1 - \varepsilon_w)^2 - (1 - \sqrt{\varepsilon_w})^2] \cdot \exp(-2\sqrt{\varepsilon_w} \cdot D/r) \} \dots\dots\dots (7)$$

円錐形 (岡山¹⁸⁾) の式：

$$\varepsilon = 1 - (\delta_1 + \delta_2) \dots\dots\dots (8)$$

$$\delta_1 = \frac{2(1 - \varepsilon_w)(r/D)^2}{\sqrt{1 + (r/D)^2}} \int_{y=0}^{D/r} \frac{y(D/r - y)dy}{[(D/r - y)^2 + (yr/D)^2]^2} \dots\dots\dots (9)$$

$$\delta_2 = \frac{4(1 - \varepsilon_w)^2 (r/D)^6 (D/r)}{1 + (r/D)^2} \int_{y=0}^{D/r} dy \int_{x=0}^{D/r} dx \times \frac{xy^2 |x - y| (D/r - x)}{[(D/r - x)^2 + (xr/D)^2]^2 [(x - y)^2 + (xy/D)^2]^2} \dots\dots\dots (10)$$

黒体炉の原理は炉内の相互反射を応用する。したがって、黒体炉の放射率 ε は、素材自体の放射率が小さい場合、相互反射の回数を左右する開口比 D/r と炉体形状の影響が大きい。素材の放射率 ε_w が大きくなると、その影響は小さくなることなどがわかった。

ここで、本研究の素材 SiC を用いる場合について検討する。前述のように、素材 SiC の放射率 ε_w は 0.885 である。そして、開口比 D/r が 0~10 に対する各種形状の黒体炉の放射率 ε を上式を用いて算出し、Fig.13 に示す。その結果、円錐形の黒体炉の放射率 ε は、開口比 D/r が 0 近傍の場合を除いて、他の形状のそれより小さい。また、黒体炉の放射率 ε は、開口比 D/r が 2, 3 と小さい場合、黒体炉の形状による差が大きい。開口比 D/r が 5 以上になると、円錐形を除き、すべて 0.99 以上の値を示す。

I, II, III 各炉の開口比 D/r はそれぞれ 10, 9, 6 であるから、Fig.13 より各黒体炉の放射率 ε は 0.999, 0.998, 0.996 と推定される。

以上は炉内温度が均一と仮定した推定値である。4・2 節で述べたように、各黒体炉ともに炉内壁は必ずしも均一に加熱されていない。炉内の温度の不均一を考慮して、球形黒体炉の放射率 ε を推定する式として、上滝¹⁹⁾ が(11)式を提案している。

$$\varepsilon = \varepsilon_w + (1 - \varepsilon_w) \cdot \varepsilon_w \left\{ 1 + \sqrt{1 - (2r/D)^2} - \sum_{k=1}^4 (U_k / K_k) \left[\exp K_k \left(1 - \sqrt{1 - (2r/D)^2} \right) - \exp 2K_k \right] \right\} / \left\{ 2 - (1 - \varepsilon_w) \left[1 + \sqrt{1 - (2r/D)^2} \right] \right\} \dots\dots\dots (11)$$

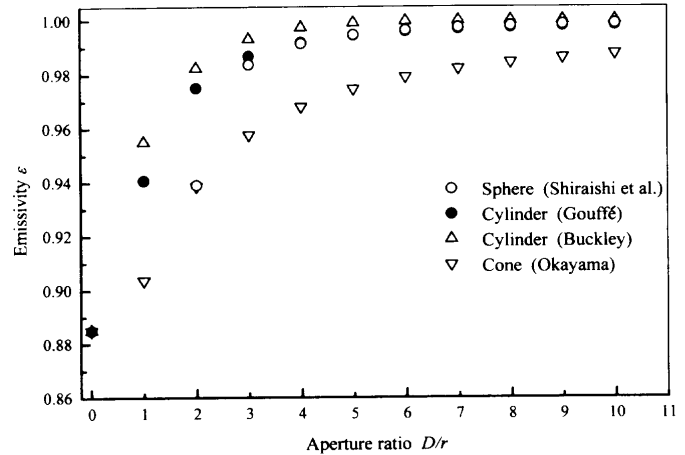


Fig. 13. Estimations of emissivity of blackbodies (wall emissivity $\varepsilon_w=0.885$).

$$U_0 = 1, \quad U_1 = -4(1 - T_0/T_x), \quad U_2 = 6(T_x - T_0)^2/T_x^2, \\ U_3 = -4(T_x - T_0)^3/T_x^3, \quad U_4 = (T_x - T_0)^4/T_x^4, \\ K_1 = -p, \quad K_2 = -2p, \quad K_3 = -3p, \quad K_4 = -4p$$

ただし、 T_x は開口温度、 T_0 は測定点温度であり、 p は温度分布曲線によって決まる値である。Fig. 8 に示した温度分布と素材 SiC の放射率 $\varepsilon_w=0.885$ を(11)式に代入すると、I, II, III 号炉の放射率 ε はそれぞれ 0.998, 0.997, 0.996 となり、温度が均一と仮定して求めた上記の値より I, II 号炉は放射率 ε がやや小さくなるが、この差は無視できる値である。

推定式から算出される放射率 ε は、球形では各黒体炉ともに 0.99 以上であり、これに対して円錐形では、開口比 D/r が 10, 9, 6 に対して 0.988, 0.987, 0.980 と小さくなる。しかし、I, II, III 号炉の分光放射率 $\varepsilon(\lambda_0, t)$ の本研究による実測値は 0.978, 0.969, 0.926 であり、上記推定値と比較していずれも小さい。この原因は不明である。とくに III 号炉は、開口比 D/r が 6 であり、分光放射率 $\varepsilon(\lambda_0, t)=0.926$ であるので、黒体炉とは見なせない。したがって、黒体炉を製造するためには、素材の放射率 ε_w にもよるが、開口比を少なくとも 10 以上とする必要があると思われる。

5. 結言

本研究は、熱放射を利用した温度計のトレーサビリティに用いることが可能な、小型で大気中で加熱できる、簡便な黒体炉の開発を目的として実施した。

炉体材料として SiC を用い、炉体形状が球形、球の内径 D が 150, 90, 60 mm、それぞれの開口半径 r が 15, 10, 10 mm で開口比 D/r が 10, 9, 6 となる 3 種の黒体炉 (それぞれ、I 号炉、II 号炉、III 号炉と呼ぶ) を製作した。温度 1000~1200°C、可視域 (本研究では、0.38, 0.76 μm とする) におけるこれらの黒体炉の分光放射特性を測定し、比較検討した。その結果、つぎのことが明らかとなった。

(1) 温度1000~1300°C、波長0.38~0.76 μm における炉体材料SiCの分光放射率は、温度依存性、波長依存性はともに認められず、0.885であった。

(2) 黒体炉の内壁温度は開口付近以外の点で温度差が2°C以内である。また、炉内温度分布は各炉ともほぼ一致し、II号炉を除いて、測定点から炉中心部までの温度差は2°C以内となり、よい均熱性が認められた。

(3) 温度1000~1200°Cにおける各黒体炉の分光放射率は、温度に依存しないことが確認され、I号炉は0.978、II号炉は0.969、III号炉は0.926であった。

(4) 開口比 D/r が10のI号炉は、加熱温度と輝度温度の差が2°C以内、加熱温度と色温度の差が1°C以内であり、光高温計、色温度計の校正に十分な精度で使用できる。開口比 D/r が9のII号炉は、輝度温度の誤差が2.4°Cとやや大きい、光高温計の分解能の範囲内の精度であり、色温度の誤差は1°C以下であるから、光高温計、色温度計の校正に実用上使用できる。しかし、開口比 D/r が6のIII号炉は、灰色体の条件は満たすので、色温度計の校正には適するが、分光放射率の値が他の黒体炉と比較して小さく、その結果輝度温度は約6°Cの誤差を生じるので、黒体条件を満たしているとは言い難い。

(5) 各黒体炉の温度分布と炉体材料SiCの放射率 $\epsilon=0.885$ より推定した黒体炉の放射率は、I号炉は0.998、II号炉は0.997、III号炉は0.996であった。本研究の分光放射率の実測値はこの値より小さい。したがって、黒体炉の製造

に当たっては、炉体材料の分光放射率にもよるが開口比はI号炉を上まわる10以上にすることが望ましい。

文 献

- 1) T.Mori, K.Fujita, S.Iwasaki, K.Shimokohji and H.Kondo: *Suiyokwai-shi*, **16** (1968), 494.
- 2) J.C.DeVos: *Physica*, **20** (1954), 690.
- 3) 工藤恵栄: 分光学的性質を主とした基礎物性図表, 共立出版, 東京, (1972), 350.
- 4) ファインセラミックス事典, ファインセラミックス事典編集委員会編, 技報堂出版, 東京, (1987), 598.
- 5) J.H.Perry: *Chemical Engineers' Handbook*, Vol. 23, McGraw-Hill Book Co., New York, (1963), 68.
- 6) T.Yamaguchi and K.Fujita: *Trans. Soc. Instrum. Control Eng.*, **19** (1983), 657.
- 7) K.Fujita and T.Yamaguchi: *Tetsu-to-Hagané*, **67** (1981), 113.
- 8) 温度計測, 温度計測部会編, 計測自動制御学会, 東京, (1981), 201.
- 9) I.Hishikari and M.Kitasawa: *Chino News*, **15** (1973), 69.
- 10) Y.Emori, S.Okuhara and T.Ishimaru: *J. Soc. Instrum. Control Eng.*, **1** (1962), 57.
- 11) E.R.G.Eckert and R.M.Drake, Jr.: *Analysis of Heat and Mass Transfer*, McGraw-Hill Book Co., New York, (1972), 698.
- 12) JIS Z 8725: 光源の分布温度および色温度の測定法, 日本規格協会, 東京, (1976).
- 13) 高田誠二, 伊藤 寿: 計測自動制御学会第5回学術講演会予稿集, (1966), 119.
- 14) 西川甚太, 山中 卓, 登山昌昭, 原田誠一: 温度 (工業計測技術大系1), 日刊工業新聞社, 東京, (1965), 273.
- 15) T.Shiraiwa and Y.Tamura: *Tetsu-to-Hagané*, **59** (1973), 668.
- 16) A.Gouffé: *Rev. Opt.*, **24** (1945), 1.
- 17) H.Backley: *Phil. Mag.*, **17** (1934), 576.
- 18) S.Okayama: *Oyo Buturi*, **33** (1964), 875.
- 19) M.Jotaki: *Res. Elect. Tech. Lab.*, **558** (1957), 44.