

福山大学工学部紀要  
第2号 1980年3月

リモートセンシング用赤外線放射計  
の基準放射源の放射率

高木 亨\* · 松井松長\* · 宮武将浩\*\*

On Emissivity of Reference Source of  
IR Radiometer for Remote Sensing

Tohru TAKAGI\*, Matsunaga MATSUI\*  
and Masahiro MIYATAKE\*\*

\* Faculty of Engineering, Fukuyama University

\*\* Faculty of Industrial Arts, Kyoto Technical  
University

ABSTRACT

The reference source of the radiometer for remote sensing should be small and light the emissivity high and the field of view of the optical system wide.

In this paper, the theoretical and experimental consideration on emissivity of the cavity type reference source of radiometer for remote sensing is performed.

The results are as follows:

- 1) The simplified equation for calculation of emissivity of cavity type source is introduced.
- 2) The equation for emissivity of cavity type source at various spectrum and spectral region is obtained, too.
- 3) Multi-cavity radiator is made for test and the value of its emissivity is 0.989.

---

\* 電子電気工学科

\*\* 京都工芸繊維大学電子工学科

1. まえがき

地表物体を探索対象とする衛星，または航空機搭載のリモートセンシング用赤外線放射計の基準放射源は，次のような諸条件を満たすものでなければならない。すなわち，

- (1) 中間赤外域における放射率が1に近く一定であり，かつ既知であること。
- (2) 放射計の瞬時視野を満たすだけの面積を有すること。
- (3) 温度が300 K付近で一定であり，一様な温度分布であること。
- (4) 小型，軽量であること。

この種の放射源は，放射計による赤外線エネルギー測定時の校正に使用するものであるから，その放射特性は黒体放射に近く，温度分布が一様なものが適している。ところで，従来近似黒体として一般に使用されてきた黒体炉，または擬似黒体と呼ばれる人工放射源は，種々の形状の空洞形放射体で構成されているために，十分な開口面積のものが得られず，また，開口を大きくした場合には奥行きが長くなり，小形，軽量化，および温度の均一化には不適當である。

これらのことを勘案して本研究においては，放射計の基準放射源として多数の小形空洞を有する面状の放射体を取りあげ，その放射率について理論的ならびに実験的に検討した。

2. 空洞放射体の放射率に関する理論的考察

空洞放射の理論的な考察は，Devos<sup>1)</sup>，Gouffe<sup>2)</sup>，Sparrow-Jonsson<sup>3)</sup>，Nicodemus<sup>4)</sup>，Bartell-Wolfe<sup>5)</sup>等によって厳密になされている。ここでは Bartell-Wolfe の提案による空洞内での多重反射を考慮した任意の形状の空洞放射の理論を再検討し，簡略化した空洞放射率の計算式を導出する。

2.1 空洞放射

図1に示すような任意の形の空洞放射体からの放射について考えてみる。検出器Dにおけるベクトル  $\mathbf{r}$  に沿った放射輝度  $N(\mathbf{r})$  は，次式で表わされる。

$$N(\mathbf{r}) = N_1 + N_{21} + N_{321} + \dots + N_{n(n-1)\dots 21} + \dots \quad (1)$$

ただし， $N_1$  = 点1からの放射による放射輝度。  
 $N_{21}$  = 点2からの放射の点1での反射成分による放射輝度。

$N_{n(n-1)\dots 21}$  = 点nからの放射が(n-2)回反射後に点1で反射した成分による放射輝度。

いま空洞内の壁面が灰色体であるとすれば，式(1)における多重反射の項は次式で表わされる。

$$N_{n(n-1)\dots 21} = \int_{\mathbf{h}} f_{210} \int_{\mathbf{h}} f_{321} \int_{\mathbf{h}} f_{432} \dots \int_{\mathbf{h}} \epsilon_{n(n-1)} f_{n(n-1)(n-2)} \cdot \pi^{-1} \sigma T_n d\Omega_{n(n-1)} \dots d\Omega_{21} \quad (2)$$

ここで， $\int_{\mathbf{h}}$  は半球にわたる積分， $f_{n(n-1)(n-2)}$  は(n-1)の点における双方向反射分布関数， $\epsilon_{n(n-1)}$  は点nにおける(n-1)方向への壁面の放射率， $\sigma$  は Stefan-Boltzmann 定数， $T_n$  は点nの温度， $d\Omega_{n(n-1)}$  は点nでの面積素片が点(n-1)に対して張る立体角である。

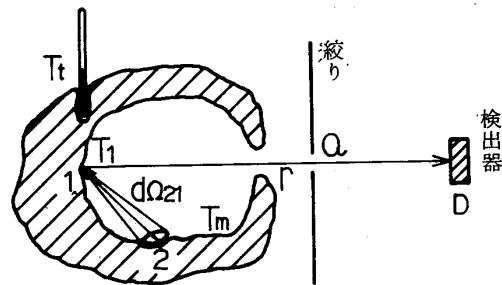


図1 空洞形放射体

温度  $T_n$  の黒体の放射輝度を  $N^{bb}(T_n)$  とすれば，Stefan-Boltzmannの法則より

$$N^{bb}(T_n) = \sigma T_n^4 \pi^{-1} \quad (3)$$

となる。放射率の定義によって空洞の放射率  $\epsilon_c(\mathbf{r}, T_1)$  は，式(1)，(2)，(3)より

$$\begin{aligned} \epsilon_c(\mathbf{r}, T_1) &= N(\mathbf{r}) / N^{bb}(T_1) \\ &= \epsilon_{10} + \int_{\mathbf{h}} \epsilon_{21} f_{210} (T_2 / T_1)^4 d\Omega_{21} \\ &\quad + \int_{\mathbf{h}} f_{210} \int_{\mathbf{h}} \epsilon_{32} f_{321} (T_3 / T_1)^4 \\ &\quad d\Omega_{32} d\Omega_{21} + \dots + \int_{\mathbf{h}} f_{210} \\ &\quad \dots \int_{\mathbf{h}} \epsilon_{n(n-1)} f_{n(n-1)(n-2)} \\ &\quad \cdot (T_n / T_1)^4 d\Omega_{n(n-1)} \end{aligned}$$

$$\dots\dots d\Omega_{21} + \dots\dots \quad (4)$$

ただし、 $T_1$  は空洞内の点1での表面温度である。

いま、空洞の壁面が灰色体で完全拡散面であり、かつ空洞開口部から入射する放射が無視できるものと仮定すると、この場合には

$$\begin{aligned} \epsilon_{n(n-1)} &= \epsilon = \text{一定} \\ f_{n(n-1)(n-2)} &= f = (1-\epsilon)\pi^{-1} = \text{一定} \\ \int_h &= \int_{\text{wall}} \end{aligned}$$

であるから、式(4)は次のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} \epsilon_c(\mathbf{r}, T_1) &= \epsilon + \epsilon(1-\epsilon)\pi^{-1} \int_{\text{wall}} (T_2/T_1)^4 \\ &\quad d\Omega_{21} + \epsilon(1-\epsilon)^2 \pi^{-2} \int_{\text{wall}} \int_{\text{wall}} \\ &\quad (T_3/T_1)^4 d\Omega_{32} d\Omega_{21} + \dots\dots \\ &\quad + \epsilon(1-\epsilon)^n \pi^{-n} \int_{\text{wall}} \dots\dots \\ &\quad \int_{\text{wall}} (T_n/T_1)^4 d\Omega_{n(n-1)} \dots\dots \\ &\quad d\Omega_{21} + \dots\dots \quad (5) \end{aligned}$$

式(5)において、積分計算の平均値の定理を適用し、立体角の積分については次の関係式を用いる。

$$\int_{\text{wall}} \dots\dots \int_{\text{wall}} d\Omega_{n(n-1)} \dots\dots d\Omega_{21} = \frac{(\pi - \int_{\text{ap}} d\Omega)^{n-1} (\pi - \int_{\text{ap}} d\Omega)}{(\pi - \int_{\text{ap}} d\Omega)^{n-1} (\pi - \int_{\text{ap}} d\Omega)} \quad (6)$$

ただし、 $\int_{\text{ap}} d\Omega$  は開口部全面についての立体角、 $\overline{\int_{\text{ap}} d\Omega}$  は  $\int_{\text{ap}} d\Omega$  の重み付き平均値である。

一方、空洞内の各場所での温度  $T_n$  を次式のように内壁面の平均温度  $T_m$  で置き換える。即ち

$$\epsilon T_n^4 = T_m^4$$

これを式(6)と共に式(5)に代入して整理すると、次式が得られる。

$$\begin{aligned} \epsilon_c(\mathbf{r}, T_1) &= \epsilon + (1-\epsilon)(T_m/T_1)^4 \\ &\quad - (1-\epsilon)(T_m/T_1)^4 \pi^{-1} \\ &\quad \int_{\text{ap}} d\Omega - (1-\epsilon)^2 \epsilon^{-1} \\ &\quad (T_m/T_1)^4 \pi^{-1} \overline{\int_{\text{ap}} d\Omega} \\ &\quad (1-\pi^{-1} \int_{\text{ap}} d\Omega) \{1+(1-\epsilon)\} \end{aligned}$$

$$/ (\epsilon\pi) \int_{\text{ap}} d\Omega \}^{-1} \quad (7)$$

## 2.2 空洞放射率の簡易計算法の検討

図1において、空洞内の壁面の温度を  $T_1$ ，その測定値を  $T_t$  とし、次のように表わされるとする。

$$T_1 = T_t + \Delta T_t \quad (8)$$

同様に空洞内の壁面の平均温度  $T_m$  は、次式で表わされるとする。

$$T_m = T_1 + \Delta T_m \quad (9)$$

ただし、 $\Delta T_t$  は測定値  $T_t$  の誤差であり、 $\Delta T_m$  は  $T_1$  と平均温度  $T_m$  との微小温度差である。

式(8)、(9)を用いて式(7)を書きかえるために、 $\{\epsilon_c(\mathbf{r}, T_1)(T_1/T_t)^4 - \epsilon_c(\mathbf{r}, T_1)\}$  を計算すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \epsilon_c(\mathbf{r}, T_1) \{ (T_1/T_t)^4 - 1 \} \\ = \epsilon \{ (T_1/T_t)^4 - 1 \} \\ + (1-\epsilon) T_m^4 (1/T_t^4 - 1/T_1^4) \\ \cdot [1 - \pi^{-1} \int_{\text{ap}} d\Omega - (1-\epsilon)(1/\pi)^2 \\ \overline{\int_{\text{ap}} d\Omega} (\pi - \int_{\text{ap}} d\Omega) \epsilon^{-1} \{1+(1-\epsilon)\} \\ (\epsilon\pi)^{-1} \int_{\text{ap}} d\Omega \}^{-1}] \quad (10) \end{aligned}$$

ここで、 $T_m^4 (1/T_t^4 - 1/T_1^4) = \{ (T_1/T_t)^4 - 1 \} (1 + \Delta T_t/T_t)^4 - 1 \} (1 + \Delta T_t/T_t)^{-4} \{ 1 + (\Delta T_t + \Delta T_m)/T_t \}^4$  であることから、式(10)は次のように整理される。

$$\begin{aligned} \epsilon_c(\mathbf{r}, T_1) &= \epsilon + (1-\epsilon)(1 + \Delta T_t/T_t)^{-4} \\ &\quad \{ 1 + (\Delta T_t + \Delta T_m)/T_t \}^4 (1 - \pi^{-1} \\ &\quad \int_{\text{ap}} d\Omega)^2 \{ 1 + (1-\epsilon)(\epsilon\pi)^{-1} \overline{\int_{\text{ap}} d\Omega} \}^{-1} \\ &\quad (10-2) \end{aligned}$$

$\Delta T_t, \Delta T_m \ll T_t$  のとき、温度の項を級数展開して2次の項まで求めると

$$\begin{aligned} \epsilon_c(\mathbf{r}, T_1) &= \epsilon + (1-\epsilon) [1 + 4(\Delta T_m/T_t) \\ &\quad - 4(\Delta T_m/T_t)^2] \{ \Delta T_t - (3/2)\Delta T_m \} \\ &\quad (1 - \pi^{-1} \int_{\text{ap}} d\Omega) \{ 1 + (1-\epsilon)(\epsilon\pi)^{-1} \\ &\quad \int_{\text{ap}} d\Omega \}^{-1} \quad (10-3) \end{aligned}$$

上式において、2次の項を無視しても  $\epsilon(\mathbf{r}, T_1)$  が十分な精度で得られるならば、 $\Delta T \ll T_t$  である限り、 $\Delta T$  を考慮しなくても実用上の支障はなく、次のようなかなり簡単な式が得られる、\*

$$\epsilon_c(\mathbf{r}, T_1) = \epsilon + (1-\epsilon) \left\{ 1 + 4(\Delta T_m / T_t) \right\} \\ (1 - \pi^{-1} \int_{ap} d\Omega) \left\{ 1 + (1-\epsilon) (\epsilon\pi)^{-1} \int_{ap} d\Omega \right\}^{-1} \quad (11)$$

いま、空洞内面の放射率が微小温度変化に対して不変であれば、式(11)の左辺は次のように表わすこともできる。

$$\epsilon_c(\mathbf{r}, T_1) = \epsilon_c(\mathbf{r}, T_t + \Delta T_t) = \epsilon_c(\mathbf{r}, T_t)$$

従って、空洞の内壁が既知の放射率  $\epsilon$  の材料で作られているとき、この空洞の放射率  $\epsilon_c(\mathbf{r}, T_1)$  の値は、温度  $T_t$ 、 $\int_{ap} d\Omega$ 、 $\int_{ap} d\Omega$  および  $\Delta T_m$  が与えられれば、式(11)より求めることができる。また、さらに空洞の内面の放射率  $\epsilon$  が高い値で、しかも  $\Delta T_m$  が小さければ、式(11)は次のように近似され、より簡単な計算式が得られる。

$$\epsilon_c(\mathbf{r}, T_1) = \epsilon_c(\mathbf{r}, T_t) \\ \cong \epsilon + (1-\epsilon)(1 - \pi^{-1} \int_{ap} d\Omega) \\ = 1 - (1-\epsilon)\pi^{-1} \int_{ap} d\Omega \quad (12)$$

上式から容易にわかるように、空洞形の近似黒体放射源を製作する場合には、内壁には放射率  $\epsilon$  の高いものを使用し、開口部をできるだけ小さくすればよい。

ところで、放射測定においてはしばしば全放射よりも、特定の波長または波長域での放射を

\* たとえば、 $T_t = 300\text{K}$ 、 $\Delta T_t = \Delta T_m = 0.5\text{K}$  のとき、2次の温度の項は、 $4(\Delta T_m / T_t^2) \{ \Delta T_t - (3/2)\Delta T_m \} = 0.0000055$  である。

\*\* 下記の Bartell-Wolfe の式<sup>5)</sup>と比較して： $\epsilon_c(\mathbf{r}, T_1) = \epsilon + (1-\epsilon)(1 - \pi^{-1} \int_{ap} d\Omega) - (1-\epsilon)^2 (\epsilon\pi)^{-1} \int_{ap} d\Omega (1 - \pi^{-1} \int_{ap} d\Omega) \{ 1 + (1-\epsilon) (\epsilon\pi)^{-1} \int_{ap} d\Omega \}^{-1} + 4(\Delta T_m / T_1)(1-\epsilon)(1 - \pi^{-1} \int_{ap} d\Omega) - 4(\Delta T_m / T_1) \cdot (1-\epsilon)^2 (\epsilon\pi)^{-1} \int_{ap} d\Omega (1 - \pi^{-1} \int_{ap} d\Omega) \{ 1 + (1-\epsilon)(\epsilon\pi)^{-1} \int_{ap} d\Omega \}^{-1}$

取扱う場合が多い。特にモートセンシングにおいては、2以上の波長域において放射エネルギーを測定し、その差異より種々の情報を得ることが多い。そこで、ある特定の波長  $\lambda$ 、または波長域  $\Delta\lambda$  の放射について検討する。

分光放射輝度  $N(\lambda, T + \Delta T)$  を Taylor 展開を用いて次のように書くことができる。

$$\frac{N(\lambda, T + \Delta T)}{N(\lambda, T)} = 1 + \frac{\Delta T}{N(\lambda, T)} \cdot \frac{\partial N(\lambda, T)}{\partial T} \\ = 1 + \left[ \frac{T}{N(\lambda, T)} \cdot \frac{\partial N(\lambda, T)}{\partial T} \right] \cdot \left( \frac{\Delta T}{T} \right) \quad (13)$$

完全拡散面に対する Stefan-Boltzmann の法則は、 $N(T) = \epsilon\sigma T^4 \pi^{-1}$  であるから

$$\frac{N(T + \Delta T)}{N(T)} = 1 + 4\left(\frac{\Delta T}{T}\right) = 1 + K_t \left(\frac{\Delta T}{T}\right) \quad (14)$$

ただし、 $K_t = 4$

式(13)と式(14)とを比較することによって、次の関係式を得る。

$$K_t = \frac{T}{N(\lambda, T)} \cdot \frac{\partial N(\lambda, T)}{\partial T} \quad (15)$$

一方、Planck の放射則によれば、 $c_1, c_2$  を定数として  $N(\lambda, T) = c_1 \lambda^{-5} (e^x - 1)^{-1}$  (ただし、 $x = c_2 / \lambda T$ ) であるから、式(15)より分光したときの  $K$  の値  $K_\lambda$  は

$$K_\lambda = x e^x (e^x - 1)^{-1} \quad (16)$$

また、ある波長域  $\Delta\lambda$  については

$$K_{\Delta\lambda} = \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\Delta\lambda} x e^x (e^x - 1)^{-1} d\lambda \quad (17)$$

である。

従って、式(11)は次のようにより一般的な形に書きかえることができる。

$$\epsilon_c(\mathbf{r}, T_1) = \epsilon + (1-\epsilon) \left\{ 1 + K(\Delta T_m / T_t) \right\} \\ (1 - \pi^{-1} \int_{ap} d\Omega) \left\{ 1 + (1-\epsilon) (\epsilon\pi)^{-1} \int_{ap} d\Omega \right\}^{-1} \quad (11-2)$$

ただし、 $K$  は測定条件によって式(14)、(16)、あるいは(17)の値をとる。これらの場合、 $\epsilon$  について

も同様な分光条件を考慮しておけばよい。

### 2.3 円錐形空洞の放射率

ここでは空洞開口の立体角  $\int_{ap} d\Omega$  について考察し、具体的な例として多く用いられている円錐形空洞の  $\int_{ap} d\Omega$  および  $\overline{\int_{ap} d\Omega}$  を求めてみる<sup>5)</sup>

図2は、任意の形をした空洞の内部であってその開口部と内壁のある点での微小部分とを示す。図3は円錐形空洞である。ここで立体角の定義と図2、図3より次のような関係が得られる。

$$\int_{ap} d\Omega = \int_{ap} \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 v^{-2} ds \quad (18)$$

$$= \pi \rho^2 v^{-2} \cos \varphi_1 \cos \varphi_2$$

$$\left. \begin{aligned} \cos \varphi_1 &= \cos \theta, \quad \cos \varphi_3 = \sin \theta \\ \sin \varphi_3 &= \cos \theta, \quad \varphi_2 = \varphi_3 + u \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

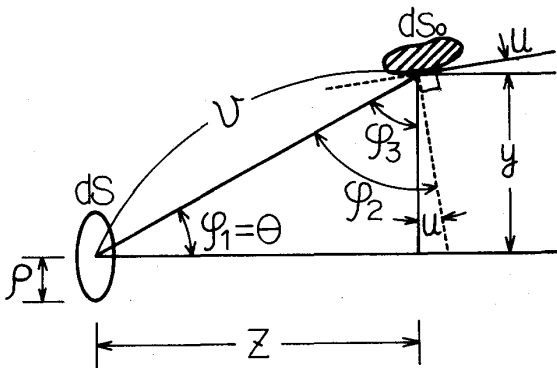


図2 空洞内壁からの放射

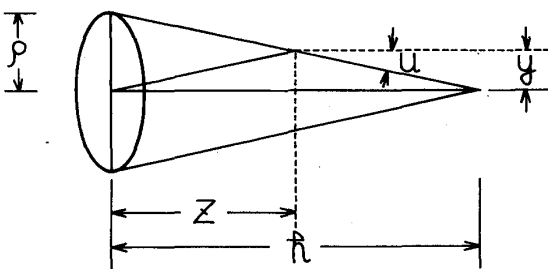


図3 円錐形空洞放射体

および

$$\cos u = \frac{h}{\sqrt{h^2 + \rho^2}}, \quad \sin u = \frac{\rho}{\sqrt{h^2 + \rho^2}} \quad (20)$$

従って

$$\cos \varphi_2 = \cos(\varphi_3 + u)$$

$$\begin{aligned} &= \cos \varphi_3 \cos u - \sin \varphi_3 \sin u \\ &= \sin \theta \cos u - \cos \theta \sin u \\ &= \frac{1}{\sqrt{h^2 + \rho^2}} (h \sin \theta + \rho \cos \theta) \end{aligned} \quad (21)$$

一方、 $y = \rho - \frac{z}{h} \rho$  であるから

$$\frac{\rho}{v} = \frac{1}{h} (h \sin \theta + \rho \cos \theta) \quad (22)$$

式(18)、(19)、(21)、および(22)より

$$\pi^{-1} \int_{ap} d\Omega = \frac{(h \sin \theta + \rho \cos \theta)^3 \cos \theta}{h^2 \sqrt{h^2 + \rho^2}} \quad (23)$$

が得られる。開口立体角の重み付き平均値  $\overline{\int_{ap} d\Omega}$  の計算は容易ではないが、浅い空洞については簡単化された Gouffe の方法によってよい結果が得られる<sup>5~8)</sup> 開口部の面積を  $a$ 、これを含む空洞の全面積を  $S$  とすれば、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \overline{\int_{ap} d\Omega} &\cong \frac{a}{S} \\ &= \frac{\pi \rho^2}{\pi \rho (\rho + h)} = \frac{\rho}{\rho + h} \end{aligned} \quad (24)$$

例えば、高さ  $h = 2 \text{ cm}$ 、底面半径  $\rho = 0.5 \text{ cm}$ 、 $\theta = 14^\circ$  の円錐形空洞の実効放射率  $\epsilon_c(\mathbf{r}, T_t)$  を求めてみる。内壁の放射率  $\epsilon = 0.94$ 、温度  $T_t = 300 \text{ K}$ 、 $\Delta T_m = 0.5 \text{ K}$  とすれば、式(11)および(12)より次の結果が得られる。

$$0.9937 \quad \dots\dots \text{式(11)}$$

$$\epsilon_c(\mathbf{r}, T_t) \cong \begin{cases} 0.9937 & \dots\dots \text{式(11)} \\ 0.9935 & \dots\dots \text{式(12)} \end{cases}$$

現在の測定技術では放射率の値を3桁以上求めることは困難であり、実用上も2桁まで取扱うのが普通である。従って、簡単な近似式で求めた上記の値は、実際にも全く支障なく用いることができる。

### 3. 試作基準放射源の放射率

衛星や航空機搭載用の基準放射源としては、はじめにのべた諸条件が要求される。従って、その素材は物理的諸性質、化学的安定性、加工の難易などを考慮して選択すれば、ベリリウム、またはアルミニウムなどの軽金属が適材として

あげられる。しかし、衛星搭載用のものを除く航空機用、地上試験用のものは、アルミニウム製で十分である。

図4および図5に試作したアルミニウム製面状放射源を示す。放射面は多数の小型円錐形空洞(2.3の計算例と同じ)よりできていて、空洞の内壁は黒化塗料(3Mベルベット・コーティング,  $\epsilon \approx 0.94$ )で塗装されている。このような面状放射体全体の実効放射率は、個々の空洞の放射率に等しいと考えられる。

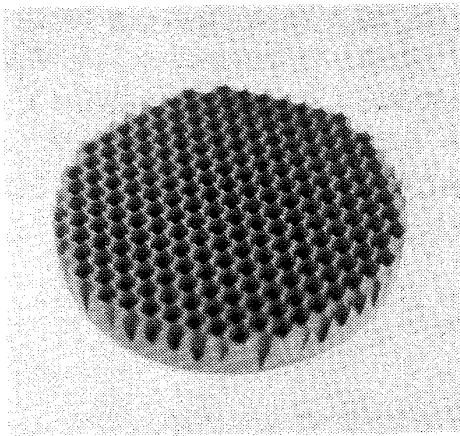


図4 試作基準放射源 - 多数の円錐形空洞よりなる面状放射源

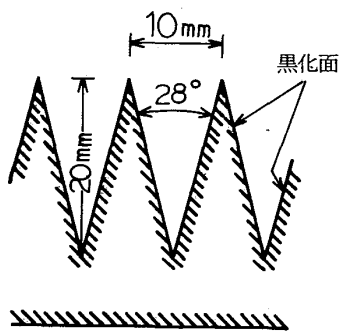


図5 基準放射源断面の一部

### 3.1 放射率の測定

一般に300K付近の温度の物体の放射率の測定は、試料からの放射エネルギーが小さいこと、および試料面で反射された周辺物体からの放射が無視できないことから、これらを考慮した測定法によらねばならない。常温以下の物体の放射率の測定法としてはWeber, Stierwalt, および Buettner-Kern などの方法があるが<sup>9,10)</sup>ここでは Buettner-Kern の測定法を採用した。

図6, 図7, および図8に測定装置を示す。本装置は、内壁が金メッキの円筒と温度制御ができる黒化面および金メッキ面の2種類のリッドでできていて、放射の測定は放射温度計(千野製作所製, IR-LH10)で行った。この場合、試料(試作放射源)の放射率  $\epsilon_c$  は次式で与えられる。

$$\epsilon_c = 1 - (N_S^h - N_S^l) / [\epsilon_F^h N_{rb} - \epsilon_r^l N_{rb} + (1 - \epsilon_F^h) N_S^h - (1 - \epsilon_F^l) N_S^l] \quad (25)$$

ここで,  $N_S^h$  = 温度  $T_t$  の試料表面の放射輝度 (金メッキのリッド)

$N_S^l$  = 温度  $T_t$  の試料表面の放射輝度 (黒化したリッド)

$\epsilon_F^h$  = 黒化面の放射率

$\epsilon_F^l$  = 金メッキ面の放射率

$N_{rb}$  = 温度  $T_r (= T_t + 15K)$  の黒体の放射輝度

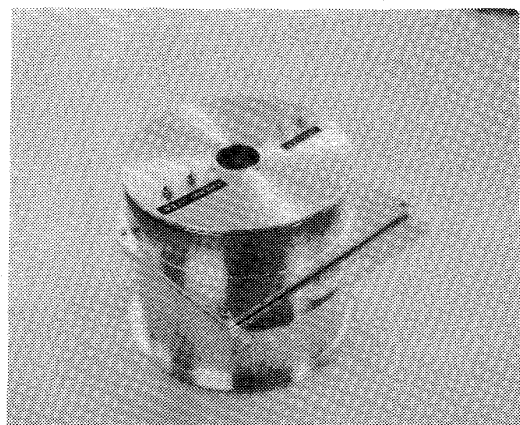


図6 試作放射率測定装置

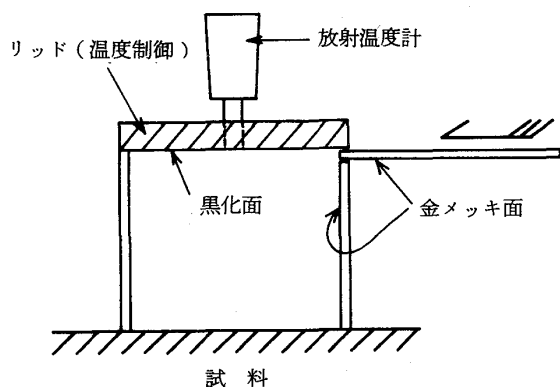


図7 放射率測定装置の構造

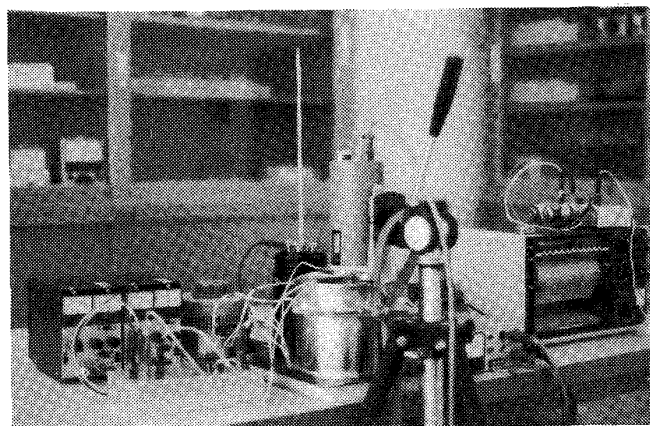


図8. 放射率の測定

### 3.2 測定結果

この測定においては、試料温度はすべて室温とし、測定装置の蓋 (lid) の温度  $T_r$  は、これよりも 1.5 K 高い温度に設定した。表 1 に測定結果を示す。

表 1 基準放射源の放射率の測定値

放射率の測定値	平均値	最大値	最小値
	0.989	0.990	0.987
リッドの放射率	$\epsilon_r^h = 0.94$ $\epsilon_r^l = 0.02$	温度	$T_t = 293.7\text{K}$ (20.7°C) $T_r = 308.7\text{K}$ (35.7°C)

表 1 の測定値を 2.3 の理論値と比較してみると、若干の相違はあるが、現在の測定技術による誤差を考慮すれば、ほぼ妥当な値であろう。

### 4. むすび

・リモートセンシング用赤外線放射計の基準放射源の放射率について検討した。その結果を要約すると次の通りである。

- (1) 任意の形の空洞の放射率の簡略化した計算式 (式(11)および(12)) が得られた。これを用いて有効数字 3 桁までを採用する場合には厳密な理論式と差異がなく実用上もなんら支障がない。
- (2) 特定の波長または波長域での空洞放射率の計算式 (式(16), (17), (11-2)) についても導出された。

- (3) 多数の小型円錐形空洞で構成された面状の放射源を試作し、放射率を測定した結果、0.989 という妥当な値が得られ、この型の放射源がリモートセンシング用放射計の基準放射源に適していることが裏付けられた。

最後に、本研究において使用した放射率測定装置および基準放射源の試作には富士通(株)のご協力を頂いた。ここに付記して謝意を表します。

なお、本研究の概要は昭和 54 年度電気四学会中国支部連合大会にて発表した。<sup>11)</sup>

### 《参考文献》

- 1) J. C. DeVos : Physica, **20** (1954) 669.
- 2) A. Gouffe : Rev. Opt. **24** (1945) 1.
- 3) E. M. Sparrow and V. K. Jonsson : J. Heat Transfer, **84** (1962) 188.
- 4) F. E. Nicodemus : Appl. Opt. **4** (1965) 767.
- 5) F. O. Bartell and W. L. Wolfe : Infra. Phys. **16** (1976) 13.
- 6) F. O. Bartell and W. L. Wolfe : Appl. Opt. **15** (1976) 84.
- 7) F. J. Kelly and D. G. Moore : Appl. Opt. **4** (1965) 31.
- 8) T. J. Quinn : Brit. J. Appl. Phys. **18** (1967) 1105.
- 9) K. J. K. Buettner and C. D. Kern : J. Geophys. Res. **70** (1965) 1329.
- 10) 高木, 松井, 宮武 : 日本産業科学研究所研究報告, **1** (1975) 1.
- 11) 宮武, 松井, 高木, 窪田 : 電気四学会中国支部連合大会講演論文集, (昭 54) 10716.