熱検出器起電力に及ぼす赤外部吸収と

バックグラウンドの影響†

専門会員 重 台 五 郎*

Effects of Infrared Absorption and Background of Radiator upon the E.M.F. induced by Incident Radiation on Thermal Detector

(Goro Shigedai (Fellow member)

(Chilba Institute of Technology)

ABSTRACT

When the radiation from a body at a great distance is measured with a thermal detector, the effects of the infrared absorption by water vapor in the atmosphere and the window and chopper of the detector, must be taken into account for the emf induced on the detector.

The coefficient $\eta \eta_w$ for the emf induced in the fundamental formula previously shown, which is determined from the total transmittances of the atmospheric path, the window and the chopper, should desirably be as large as possible and independent of the temperature of the body for it affects the sensitivity and accuracy of the detector.

The function of the chopper is not only to convert the emf induced to a.c., but also to suppress the emf by another radiation incident, which occurs when the receiver of the detector is not perfectly covered by the focused image of the body.

From the viewpoints as mentioned above, several kinds of materials for the window and chopper of the detector were compared for their relative merits.

論 文 要 旨

温度放射の検出において、物体の距離が増大すると、検出器の窓およびチョッパとともに大気光路による赤外部吸収を考慮しなければならない。

この場合の検出器起電力は、全然吸収、損失を伴わない場合の $\eta \eta_w$ 倍に低下するが、係数 $\eta \eta_w$ は大気光路、窓およびチョッパの全透過率によって定まり、検出器の測定感度および精度に直接関係するので、その値はなるべく大きく、かつ物体温度には関係しないことが望まれる。

またチョッパには、検出器起電力の交流変換以外に、もう一つの役目があって、受熱板が物体の像によって完全におおわれない場合、そこへ入射する別の放射によって誘起する起電力を、その透過性を利用して抑制するにある。

以上述べたこれらの必要条件に対し、窓およびチョッパに使用される 2, 3 の材料について比較検討し、その優劣を決める。

* 千葉工業大学電気工学科

1. 序 言

筆者はさきに熱検出器に反射鏡を併用した赤外線標定器について、検出器受熱板に入射する物体の温度放射が途中損失も吸収も受けない場合の、検出器起電力の基本式を誘導した¹⁾²⁾。

しかしこれを実際に使用する場合、たとえば送電線路のジョイントのように表面積が比較的小さくかつ低温度の物体を数10mの遠距離から測定するような場合を考えると、次にあげる事項は無視するわけにいかない。

すなわち (1) 物体の温度放射は検出器受熱板に入射するまでに、大気光路中の水蒸気により、また検出器窓およびチョッパによって赤外部の吸収を受ける。(2) 物体の大きさや測定距離の関係から反射鏡の結ぶ物体の像が受熱板を完全におおわなくなると、受熱板には物体の温度放射とともに、物体のバックからの天空放射や日光の反射など他の放射が同時に入射する。これらの影響は検出器の受熱板入射束に当然現われてくるわけで、前記の基本式をそのまま適用することはできない。

第1図は筆者が試作した赤外線標定器の放射検出機構を示すもので、反射鏡の焦点におかれる検出器はKBrな

第1図 放射検出機構

どの結晶体を窓にした容器内に収められ、またその直前には熱起電力の交流変換と前記バックからの放射抑制のために、プラスチックやガラスで作ったチョッパが配置される。

そこで今回は第1図の赤外線標定器について、赤外部吸収を考慮した場合の検出器起電力を求めるとともに、測定感度および精度に関連して窓およびチョッパ用材料を吟味し、さらに透過性チョッパを利用してバックからの放射を抑制する方法について述べてみたい。

2. 赤外部吸収を考慮する場合の検出器起電力

2.1 赤外部吸収を考慮しない場合の基本式¹⁾²⁾

周囲温度 T_1 (°K) に対し、表面温度が T_2 (°K) なる物体 (全放射率 ε_0) の放射発散度は

$$J = \varepsilon_0 \int_0^\infty j(\lambda) d\lambda \dots \dots \dots (1)$$

$$J(\lambda) = J_\lambda(T_2) - J_\lambda(T_1) \dots \dots \dots (2)$$

$$J_\lambda(T) = c_1 \lambda^{-5} \left(\exp \frac{c_2}{\lambda T} - 1 \right)^{-1} \dots \dots \dots (3)$$

いま受熱板が大気温度に等しいと仮定して、物体の像におおわれる場合の受熱板入射束の最大値は

$$\varphi' = KJ \dots \dots \dots (4)$$

$$K = \gamma'_{m,r} \varepsilon_r a / f'^2 \dots \dots \dots (5)$$

γ'_m : 反射鏡の全反射率 r'_m : 反射鏡の有効半径

f' : 反射鏡の結像位置 a : 受熱板の面積

ε_r : 受熱板の全吸収率

また誘起する検出器起電力基本調波の最大値は

$$E_m = \frac{S_a \cdot a_1}{\sqrt{1 + (2\omega_0 \tau)^2}} = \frac{2 \Gamma' \cdot S_a \cdot KJ}{\pi \sqrt{1 + (2\omega_0 \tau)^2}} \dots \dots \dots (6)$$

a_1 : 受熱板入射束基本調波の最大値 Γ' : 受熱板入

射束の波形係数 S_a : 検出器の直流感 τ : 度検

出器の時定数 ω_0 : チョッパの回転角速度

第2図 検出器回路

次に第2図の検出器回

路において、検出器起電力 E_m に対し、増幅器入力変圧器の一次端子電圧は、第3図のベクトル線図から明らかなとおり

$$E = E_m \sqrt{r_1^2 \times X_1^2} / \sqrt{(r_1 + R)^2 + X_1^2} \dots \dots \dots (7)$$

もし変圧器のリアク

タンス X_1 に対して抵抗 r_1

を無視し、かつ検出器の抵抗 R が $X_1 > R$ である場合は、近似的に $E \approx E_m$ としてさしつかえない。

2.2 赤外部吸収を考慮する場合の一般式

まず大気光路については、赤外部が最も強く吸収される水蒸気を考えると、温度放射に対する大気光路の分光透過率は、波長 λ と大気光路の可降水量、すなわち光路長 D (m) を高さとする底面 1 (m²) の気柱が含む水の底面上の高さ H_w (cm) との関数 $E_w (\lambda H_w)$ で表わされ、 H_w は大気の絶対湿度が H_a (g/m³) であるとき

$$H_w = H_a \cdot D \times 10^{-4} \text{ (cm)} \dots \dots \dots (8)$$

したがって大気光路の全透過率 η_w は

$$\eta_w = \int_0^\infty E_w (\lambda H_w) J(\lambda) d\lambda / \int_0^\infty j(\lambda) d\lambda \dots \dots \dots (9)$$

次に大気光路を通過して吸収を受けた放射が、検出器のチョッパおよび窓を通過する場合、これらの全透過率、 η_2 , η_1 は、分光透過率をそれぞれ $E_2(\lambda)$, $E_1(\lambda)$ と

すれば

$$\eta_2 = \int_0^\infty E_2(\lambda) E_w(\lambda H_w) J(\lambda) d\lambda / \int_0^\infty E_w(\lambda H_w) J(\lambda) d\lambda \quad (10)$$

$$\eta_1 = \int_0^\infty E_1(\lambda) E_w(\lambda H_w) J(\lambda) d\lambda / \int_0^\infty E_w(\lambda H_w) J(\lambda) d\lambda \quad (11)$$

この場合、もし窓の透過率を到来放射のうちチョッパに断続される放射について考えるならば、 η_1 とは別の η_1' となって

$$\eta_1' = \int_0^\infty E_1(\lambda) \{1 - E_2(\lambda)\} E_w(\lambda H_w) J(\lambda) d\lambda / \int_0^\infty \{1 - E_2(\lambda)\} E_w(\lambda H_w) J(\lambda) d\lambda \quad (12)$$

そこでチョッパの断続によって検出器の交流起電力誘起にあずかる受熱板入射束の最大 Φ' は、第 4 図に示すとおり窓がチョッパからはずれたときの入射束 Φ_2 と正対したときの入射束 Φ_1 との差に等しく

第 4 図 受熱板の入射束と温度変化

$$\Phi' = \Phi_2 - \Phi_1 = K \varepsilon_0 \int_0^\infty E_1(\lambda) \{1 - E_2(\lambda)\} E_w(\lambda H_w) J(\lambda) d\lambda = (1 - \eta_2) \eta_1' \eta_w K J \quad (14)$$

したがって検出器の交流起電力基本調波の最大値は

$$E_m = 2 T' S_d (1 - \eta_2) \eta_1' \eta_w K J / \pi \sqrt{1 + (2 \omega_0 \tau)^2} \quad (15)$$

チョッパには普通温度放射をほとんどカットするものが選ばれるから、物体の比較的低い温度放射に対しては、 $E_1(\lambda)$ の値にかかわらず近似的に $\eta_1' \approx \eta_1$ である。

式中 $(1 - \eta_2) \eta_1' \equiv \eta$ は大気光路を通過して検出器に入射する放射と、その中の交流起電力誘起にあずかる放射との比を表わし、これを仮りに検出器の断続全入射率と呼び、また $\eta \eta_w$ をこれと区別して総合断続全入射率と仮称することにする。

さて第 4 図において、一定の放射エネルギーが受熱板に入射する場合、受熱板は入射エネルギーのうちチョッパを透過する入射束 Φ_1 によって温度 T_1 より T_1' に上昇し、これにさらに交番入射束 Φ_2 が重なって温度上昇するが、同時に周囲に向かって失われる熱損失があるので、これと平衡するところまで進んで定常状態に達する。

いま交流起電力誘起の受熱板入射束 $A(t)$ を、次の

Fourier 級数で表わし、受熱板の単位温度上昇当たりの熱損失 L を θ については一定の定数とみなせば、定常状態における受熱板の温度上昇 θ_∞ および検出器起電力 e_∞ は²⁾

$$A(t) = \frac{\Phi'}{2} + \sum_{n=1}^\infty a_n \cos 2 n \omega_0 t \quad (16)$$

$$\theta_\infty = \frac{1}{L} \left(\Phi_1 + \frac{\Phi_1}{2} \right) + \sum_{n=1}^\infty \frac{a_n}{L \sqrt{1 + (2 n \omega_0 \tau)^2}} \cos(2 n \omega_0 t - \xi_n) \quad (17)$$

$$e_\infty = k \theta_\infty \quad (18)$$

したがって起電力 e_∞ の直流分 E_d (第 5 図) は

$$\begin{aligned} \frac{k}{L} \left(\Phi_1 + \frac{\Phi_1}{2} \right) &= \frac{k}{2 L} k \varepsilon_b \int_0^\infty E_1(\lambda) \{1 + E_2(\lambda)\} E_w(\lambda H_w) J(\lambda) d\lambda \\ &= \frac{S_d}{2} (2 \eta_1 - \eta_1' + \eta_1' \eta_2) \eta_h K J \quad (19) \end{aligned}$$

となるから、 E_d と E_m との比を求めると

$$\begin{aligned} \frac{E_m}{E_d} &= \frac{4 \Gamma}{\pi \sqrt{1 + (2 \omega_0 \tau)^2}} \left\{ \frac{\eta_1' - \eta_1' \eta_2}{2 \eta_1 - \eta_1' + \eta_1' \eta_2} \right\} \\ &\approx \frac{4 \Gamma}{\pi \sqrt{1 + (2 \omega_0 \tau)^2}} \left(\frac{1 - \eta_2}{1 + \eta_2} \right) \quad (20) \end{aligned}$$

第 5 図 E_d と E_m との関係

当然のことながら、起電力 E_m は η_2 の小さいものほど大きく、不透過性チョッパの場合には E_m/E_d はその最大値をとり

$$\frac{E_m}{E_d} = \frac{4 T'}{\pi \sqrt{1 + (2 \omega_0 \tau)^2}} \quad (21)$$

となる。

2.3 起電力に対するチョッパ面における反射の影響

到来放射が鏡面で反射して検出器受熱板に入射する場合、厳密にはチョッパの両面における反射が当然受熱板入射に影響する。

すなわちチョッパの鏡面側の面で反射する放射は、鏡面との間の相互反射とその集束作用により受熱板入射束を増大して、直接に(窓が開放の場合)またはチョッパを透過して(窓がチョッパ面と正対する場合)受熱板に入射する。またチョッパの窓側の面においても(窓がチョッパ面と正対する場合)、放射の一部および周囲壁面から生じる拡散放射が反射して直接受熱板に入射する。

これらの反射によって、 Φ_1 、 Φ_2 ともに増大するが、

Φ_2 の増加の程度は Φ_1 より小さく、結局検出器の交流起電力はわずかながら低減することになる。

簡単のためにチョッパおよび周囲壁面の温度が受熱板とともに大気温度 T_1 に等しいと考えると、 $\eta_1' \approx \eta_1'$ とする近似においては

$$\begin{aligned}\Phi_2 &= K(1+z\gamma_2)\varepsilon_b \int_0^\infty E_1(\lambda)E_w(\lambda H_w)J(\lambda)d\lambda \\ &= KJ(1+z\gamma_2)\eta_1\gamma_w \dots\dots\dots(22)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Phi_1 &= K(1+z'\gamma_2)\varepsilon_b \int_0^\infty E_1(\lambda)E_2(\lambda)E_w(\lambda H_w)J(\lambda)d\lambda \\ &\quad + K'\gamma_2\varepsilon_b \int_0^\infty E_1(\lambda)E_w(\lambda H_w)J(\lambda)d\lambda \\ &= KJ(1+z'\gamma_2)\eta_1\gamma_2 + z''\gamma_2\eta_1 \gamma_w \dots\dots\dots(23)\end{aligned}$$

γ_2 は $J(\lambda)$ に対するチョッパの全反射率、 z , z' , z'' は係数で、 $z'' = K'/K$ である。

したがって交流起電力誘起にあずかる受熱板入射束は

$$\Phi' = \Phi_2 - \Phi_1 = KJ\{(1-\gamma_2)\eta_1 + \gamma_1\gamma_2(z-z''-z'\gamma_2)\}\eta_w \dots\dots\dots(24)$$

これをさきの (14) 式と比べると、断続全入射率 η はチョッパ両面の反射によって中カッコ内の第 2 項分が加わり、その大きさはチョッパの反射率と透過率によって異なるが、一般に z は小さく、かつ $z \ll z'$ であるから第 2 項は負となって、このためにわずかながら減少する。

もしチョッパが不透過性 ($\gamma_2=0$) の場合は、 $z'=0$, $\eta=\eta_1$ となるから

$$\Phi_1 = KJ(1+\gamma_2(z-z''))\eta_1\gamma_w \dots\dots\dots(25)$$

となり、(14) 式の場合の $\{1+\gamma_2(z-z'')\}$ 倍に変化する。

すなわち同じ不透過性材料であっても、 Φ_1 はチョッパ面の反射率によって異なるわけで、このことは筆者の行なった実験結果ともよく一致している。

3. 断続全入射率と測定感度および精度

検出器起電力の式が示すとおり、断続全入射率の値とその特性は、標定器の測定感度および精度に直接関係する。すなわち η はその値になるべく大きく、かつ外部の影響を受けて変動しないことが望ましいが、到来放射に対する窓およびチョッパの全透過率は、大気光路の全透過率とともに一般には物体の放射温度により、また大気湿度および温度によって一定ではない。

特にこれらの透過率が測定対象の放射温度によって変化する場合は、要求される測定精度に応じて式の適用範囲が制限せられ、あるいは計算過程が複雑化することになる。

3.1 大気光路の全透過率

大気分光透過率に関しては、これまで多くの研究者、技術者によって研究、調査がなされたが、その中で F.E.Fowle による実測結果は現在もおお一般に利用さ

第 6 図 水蒸気分光透過率 (F.E.Fowle)

れている (第 6 図)。

そこでいま 200°C 以下の温度測定を対象にして、E.F. Fowle の分光透過率表³⁾を適用し、 $T_1=10^\circ, 20^\circ, 30^\circ\text{C}$ $\theta=50^\circ, 100^\circ, 150^\circ, 200^\circ$ の各場合について、 $H_w=0.006 \sim 0.100$ の各値に対する全透過率 η_w を求めてみると、次のような結果となる。すなわち (i) η_w に対する T_1 の影響はきわめて小さく、近似的には T_1 に関係しないとしてさしつかえない。(ii) η_w に対する θ の影響は $H_w=0.006 \sim 0.020$ の範囲においてやや大きい、これより増大すれば θ にはほとんど関係しない (第 7 図)。

第 7 図 水蒸気全透過率 η_w 対 H_w 曲線 (θ : パラメータ)

したがって想定した測定範囲においては、 η_w を T_1 および θ について平均した場合、平均値がもつ誤差の最大はその 3.3% となる。この程度の誤差が許されるならば、 η_w は H_w の一元関数として、大気の H_a と D から容易に決定される。もしこれより高い精度を要求すれば、想定した測定範囲を縮小するほかはない。

3.2 窓の全透過率 η_1 およびチョッパの $(1-\eta_2)$

1) 検出器容器の窓には、普通臭化加里、ふっ化リチウム、螢石、岩塩、シルピンなどの結晶体が多く使用されるが、これらの選択にあたってはおもに放射に対する明るさと耐久度が問題になった。

たとえば第 8 図の各種材料の分光透過率曲線⁴⁾によると、KBr, NaCl, KCl 系列では透過カット波長の比較的長い点に長所がある代わりに、吸湿性のために耐久度に乏しいのが欠点とされる。

これに対し、LiF, CaF_2 などの系列は耐久度の点では

第 8 図 各種窓材料の分光透過率 (Elliott)

すぐれているが、カット波長が短く、かつその光学的特性において前者に劣る傾向がある。

しかしいま KBr (1mm) および LiF (1mm) について前記の想定範囲における全透過率を求めてみると、(i) KBr においては η_1 は $T_1 \theta$ および H_w のいずれにもほとんど影響を受けない。

したがってこれを $T_1 \theta H_w$ について平均すると、全平均値 0.920 がもつ誤差の最大はそれのわずか 1% 以下で、これを KBr 固有の定数とみなしてさしつかえない (第 9 図)。(ii) これに対して LiF の場合、 η_1 に対する $T_1 H_w$ の影響は比較的少ないが、 θ の影響がやや大きく、 θ に対してほぼ直線的に増大する (第 10 図)。その

第 9 図 KBr の全透過率 η_1 対 H_w 曲線 (θ : パラメータ)

全平均値 0.332 がもつ誤差の最大は 32%、かつその値も KBr に比べると著しく小さい。

このように η_1 の値が小さく、かつ測定対象の θ によって変化することは、測定感度および精度上好ましくない。すなわち光学的には LiF 系列に比べて、KBr 系列

第 10 図 LiF の全透過率 η_1 対 H_w 曲線 (θ : パラメータ)

のほうがはるかにすぐれている。

2) 次にはチョップであるが、チョップには誘起起電力の交流変換以外に、その透過性を利用して交流起電力誘起にあずかる受熱板入射束から温度放射以外の他の放熱を透過せしめる役目が課せられている。

これらの目的に対して、チョップにはガラスのほか最近ではアクリルを始め塩化ビニール、セルロイドなどの透過性材料が使用される。

いまこの中のアクリル樹脂 (1mm) およびソーダガラス (1.8mm) について、第 11 図の分光透過率から前記の想定範囲における全透過率 η_2 および $(1-\eta_2)$ を求めると、(i) η_2 はいずれも $H_w = 0.006 \sim 0.060$ の範囲内では H_w の影響をほとんど受けないが、 $T_1 \theta$ の増加とともに増大し、その程度はアクリルよりもガラスのほうが大きい (第 12 図)。(ii) $(1-\eta_2)$ に対する T_1 および θ の影響は第 13 図に示すとおり、ガラスに比べてアクリルのほうがはるかに小さい。これを T_1 および θ について平均すると、アクリルの 0.992 に対しソーダガラスは 0.979 となってアクリルよりも小さい。またその平均値による誤差の最大は、ガラスにおいて 2.5%、アクリルではわずかに 0.8% 程度に過ぎない。

第 11 図 アクリルおよびソーダガラスの分光透過率

すなわちチョップには従来のソーダガラスよりもアクリル樹脂のほうがすぐれていることになる。

3.3 断続全入射率 η および総断続全入射率 $\eta \eta_w$

3.3.1 KBr-アクリルの組み合わせ

KBr-アクリル組み合わせの η は第 9 図および第 13 図

第12図 アクリルおよびソーダガラスの全透過率 η_2 第13図 アクリルおよびソーダガラスの $(1 - \eta_2)$ 対 θ 曲線

の結果から、 θT_1 および H_w によってほとんど変化がなく、その全平均値は 0.912 となり、これによる誤差の最大は 1% 以下である。また $\eta\eta_w$ を $T_1\theta$ について平均し、 η_w を H_w の一元関数として表わすと第 14 図となり、この場合の誤差の最大は 3.4% ($H_w = 0.010$ のとき) である。

3.3.2 KBr-ソーダガラスの組み合わせ

上と同様に η の全平均値を求めると 0.901 となり、それによる誤差の最大は 2%，また $\eta\eta_w$ を $T_1\theta$ について平均し、 H_w の一元関数として表わせば第 14 図となり、この場合の誤差の最大は 5.4% に増して、前者の組み合わせよりもやや劣る。

3.3.3 LiF-アクリルの組み合わせ

LiF-アクリル組み合わせの η は第 10 図および第 13 図の示すとおり、 T_1 および H_w によって多少影響を受けるが、 θ の影響は比較的大きく、ほぼこれに比例して増大する。したがって $\eta\eta_w$ は θ および H_w の二元関数となり

第14図 KBrアクリル、ソーダガラス組合せの $\eta\eta_w$ 対 H_w 曲線 第15図 LiF-アクリル組合せの $\eta\eta_w$ 対 H_w 曲線

(第 15 図)、かりにこれを θ について平均すれば平均値のもつ誤差の最大は 30% に上り、KBr の場合に比べてはるかに大きい。すなわち LiF 窓を使用する場合は、想定した測定範囲では $\eta\eta_w$ を H_w の一元関数として取り扱うことの無理なことがわかる。

4. バックから入射がある場合の検出器起電力

4.1 バックからの放射と検出器起電力

赤外線標定器による温度測定に興味ある一例は、天空に物体を標定する場合であって、実際の測定にはいろいろ困難な問題が発生する。

たとえば測定距離が増大して検出器受熱板が物体の像によって完全におおわれない場合には、そこへ温度放射以外にバックの放射が同時に入射する。

すなわち受熱板が像と重なる部分 a' には、物体の温度放射と表面で反射する日射光が入射し、また受熱板が像からはずれる部分 $(a - a')$ には、物体周辺のバックから天空放射、その他の放射が入射する。

いま受熱板に入射して交流誘起起電力にあずかる温度放射の強さを X 、反射光の強さを Y_a 、バック放射の強さを Y_b とすれば、増幅器入力変圧器の端子電圧は

$$E = M' a' X + M' a' Y_a + M'' (a - a') Y_b \dots (26)$$

$$M' = \frac{2 \Gamma' \cdot S_a}{\pi \sqrt{1 + (2w_0 \tau)^2}} \quad M'' = \frac{2 \Gamma'' \cdot S_a}{\pi \sqrt{1 + (2w_0 \tau)^2}}$$

右辺第 1 項は温度放射による起電力、第 2、第 3 項は物体面で反射する日射光とバックからの放射に基づく起電力で、あたかも第 1 項の信号入力 S に対する雑音入力 N に相当する。この場合もし信号入力 S に対して雑音入力 N が増大すれば、標定器の測定精度を低下し、測定可能な最低値を制限する。したがって N を小さく、かつ S を大きくして S/N を増大せしめることは、測定精度を向上せしめる上に必要である。

4.2 バック放射の分布波長域

天空放射は、日射が地上に達するまでに、大気層の分子または微粒子 (散乱体) と衝突して発散する散乱光であるが、散乱体が日射の波長よりはるかに小さい空気分子の場合は、いわゆる Rayleigh 散乱として古くから知られ、散乱光の強さは入射光の波長の 4 乗に反比例する

が、散乱体が空気分子よりもはるかに大きい水滴、塵埃などの場合はむしろミル散乱に近いとされ、その強さは波長の 2 乗に反比例する。そしてこれらの散乱は、一般には一次散乱に続いて高次の散乱までくり返され、入射光はその度に減衰して散乱光に変化する。しかし地上に達する散乱光の強さを求める場合は、普通一次散乱かまたは二次散乱までで十分であって、その強さはそのときの太陽高度、大気層の光学的厚さおよび標定方向の関数として求められる⁹⁾が、ここではむしろ散乱光の分布波長域が問題である。

すなわち散乱光を入射光の波長の 4 乗に反比例するとすれば、その大部分は 1μ 以下の短波長域に分布することになる。第 16 図は Hess の観測結果⁹⁾によるもので、太陽の直達光と散乱光との波長分布域が表わされている。

以上述べたことから判明することは、バックからの放射は、その波長分布が可視域およびそれ以下の短波長域に限られ、これをたとえば 200°C 以下の低温度放射と比較するとき、両者の分布域には顕著な開きが存在することである (第 17 図)。

5. バック放射による検出器起電力の抑制

5.1 チョッパによる雑音入力抑制

清澄な天空に、太陽を背にして物体を標定する場合、検出器交流起電力中の雑音入力源は、バックから入射する天空放射と物体表面で反射する日射光である。すなわち (26) 式の $X_1 Y_a$ および Y_r は

$$X = \frac{\gamma_m' \epsilon_r}{f^{1/2}} \int_0^\infty \gamma_m \epsilon_b E_1 (1 - E_2) E_w J(\lambda) d\lambda \dots (27)$$

$$Y_a = \frac{\pi \gamma_m' \epsilon_r}{f^{1/2}} \int_0^\infty \gamma_m \gamma_b E_1 (1 - E_2) I(\lambda) d\lambda \dots (28)$$

$$Y_r = \frac{\pi \gamma_m' \epsilon_r}{f^{1/2}} \int_0^\infty \gamma_m E_1 (1 - E_2) R(\lambda) d\lambda \dots (29)$$

式中 $\gamma_m(\lambda)$, $\gamma_b(\lambda)$ は各場合の反射鏡および物体の分光反射率、また $R(\lambda)$, $I(\lambda)$ は地上に達する散乱光および反射光の単位立体角当たりの強さを表わす。

したがって検出器における S/N 比は

第 16 図 散乱光の波長分布 (山本著・気象輻射学)
太陽高度 18° , 太陽からの角距離が 10° ,
 45° , 90° , 135° のときの値を示す

第 17 図 日射光、散乱光および温度放射の波長分布

$$\frac{S}{N} \approx \frac{a'X}{(a-a')Y + a'Y_a} \quad (\because M' \approx M'') \dots (30)$$

いま S/N を向上せしめる一つの方法は、第 17 図の示す $J(\lambda)$ と $I(\lambda)$ および $R(\lambda)$ の分布波長域に着目して、チョッパの透過率 E_2 が $R(\lambda)$ および $I(\lambda)$ の分布域において 1 に近く、同時に温度放射 $J(\lambda)$ の分布域において 0 に近い材料を選ぶならば、 Y , および Y_a をほとんど除去して、 S/N を十分に向上せしめることができる。

以上の条件を満足する材料は実際容易には得られないが、これに近いものとしてガラス、プラスチック、マイカなどの材料があげられる。特にガラス、アクリル樹脂の効果が大きいことは、その分光透過率が示すとおりで、次に述べる実験結果によって明らかである。

5.2 チョッパ用材の抑制効果の比較

天空放射および日射の反射光に対し、各種材料のチョッパについて雑音入力抑制効果を測定した結果の概要を示すと次のとおりである。

5.2.1 天空放射に対する抑制効果

第 18 図に示す測定結果では、チョッパ面の反射の影

第 18 図 天空放射に対する抑制効果の比較試験

第1表 壁面反射光に対する抑制効果の比較試験

チョップの種類	温度(°C)		湿度 H_a	出力	
	筒内	外気		$I(\mu A)$	$E(V)$
ソーダガラス (1.8)	11.5	11.0	6.45	147	12.3×10^{-7}
塩化ビニール (2.0)	11.4	11.0	6.62	150	26.7
セルロイド (0.8)	11.5	11.0	6.62	103	17.2
アクリル (3.0)	11.5	11.0	6.62	100	16.8
アクリル (1.0)	11.5	11.0	6.62	75	12.7
マイカ (0.1)	11.5	11.0	6.69	108	18.1
マイカ (0.2)	11.5	11.0	6.69	160	28.8
ポリエチレン (3.0)	11.5	11.0	6.69	191	70.7
アルミニウム	12.0	11.0	6.55	156	111.0

(注) カッコ内の数値は試料の厚さ(mm)を示す。

響が加わって、仰角に対する抑制効果にはそれぞれ材質によって異なった特徴が見られるが、総体的にガラス、アクリル樹脂などの透過性チョップとアルミニウムチョップとの間には、その抑制効果に格段の相異が認められる。

5.2.2 壁面からの反射光に対する抑制効果

モルタル壁面の拡散反射光に対し、これを50mの距離から上と同様にして測定した結果は第1表のとおりで、やはりガラス、アクリル樹脂の有効なことがわかる。

5.2.3 雲からの反射光に対する抑制効果

天空を去来する各種の雲の反射光をとらえ、アクリルおよびアルミニウムについて効果の比較測定を行なった結果は第2表に示すとおりで、いずれの場合も両者の間に顕著な相異が認められる。

第2表 雲の反射光に対する抑制効果試験

チョップ	時刻	方向	仰角	検出器出力 (μA)
アルミニウム アクリル (1.0)	9.55	北西	40°	31.0 0.8
アクリル (1.0) アルミニウム	9.57	南西	20°	1.8 50.7
アルミニウム アクリル (1.0)	10.03	南南西	60°	94.0 1.5
アクリル (1.0) アルミニウム	10.05	西南西	55°	0.3 42.5
アルミニウム アクリル (1.0)	10.09	南	20°	41.8 0.5

注: 本表の数値は12.8の記録である。

以上の測定結果によって、天空放射および日射光に対しガラス、アクリル樹脂の抑制効果がきわめて大きいことがわかるであろう。

6. 結 言

物体の温度放射に対する検出器起電力は、検出器に入射する温度放射が途中で赤外部の吸収を受ける場合は、吸収を伴わない場合の $\eta\eta_w$ 倍に低下し、係数 $\eta\eta_w$ は大気光路、窓およびチョップの全透過率によって定まる。

温度放射の検出によって物体温度を測定する場合、係数 $\eta\eta_w$ は検出器の測定感度および精度に直接関係し、その値はなるべく大きく、かつ測定対象の温度に無関係の一定値であることが望まれる。しかし大気光路の全透過率 η_w は可降水量 H_w と求める温度上昇 θ の関数である。また断続全入射率 η もその大きさおよび θ との関係は、窓およびチョップの材料によって異なる。

そこで感度および精度の点から窓およびチョップ用材料の2, 3について検討した結果は、窓にはLiFよりもKBrが、またチョップにはガラスよりもアクリル樹脂が優秀である。

また温度放射の検出で測定距離が増大すると、検出器に温度放射以外の他の放射がバックから入射して、物体温度の正確な測定を困難ならしめる。

これに対してはチョップの透過性を利用してバック放射の影響を抑制するのであるが、これにはチョップ材料としてガラス、アクリル樹脂が効果的である。

しかし実際にこれらの材料を選択する場合は、その目的用途を考えて、以上述べた以外にその耐久度、加工の難易などをもあわせ検討すべきことはいうまでもない。

終わりにのぞみ、本文中に引用させて頂いた著書、文献の著者各位に対して厚く謝意を表する。

参 考 文 献

- (1) 重台五郎: 電学誌 80 (昭35) 697
- (2) 重台五郎: 照学誌 45 (昭36) 534
- (3) F. E. Fowle: Smithsonian Physical Tables 239
- (4) B. K. Johnson: Proc. Phys. Soc. 55 (1943) 291
- (5) 関原 彊: Jr. Meteor. Soc. Japan 31 4 (1953)
- (6) 山本義一: 気象輻射学 昭31 40