

地学環境の遠隔探知 赤外線への地学への応用について

③

長谷 紘 和

1. 地学分野の赤外線研究に関する歴史的背景

赤外線応用の技術が地質分野において 特に Remote Sensing という形で登場するようになったのは割合最近のことではあるが 赤外線の研究は決して新しい分野ではない。研究の芽ばえは ISAAC NEWTON が1666年 白色光がプリズムを透過して虹色のスペクトルをつくることを発見した時に始まっている。そしてそれからおよそ130年ほど経った1800年 イギリスの天文学者 FREDERICK WILLIAM HERSCHELL が太陽からの熱放射分布を研究し 太陽スペクトルの可視光域の赤色端よりさらに長波長側に熱効果のもっとも大きい部分があることを明らかにした。この時において赤外線に関する研究のスタートがきられ 19世紀末から20世紀の初めにかけて理論が確立された。

分光学的分野においては COBLENTZ KIRCHHOFF BUNSEN その他多くの著名な研究者達によって赤外線の反射とプリズムや回折格子による研究が進められてきている。これらの研究者の中で鉱物の赤外領域における研究は20世紀の初期までに関しては 主としてCOBLENTZ によってなされ 赤外領域の波長15ミクロンまでの分光学的研究は彼によって1905年から1910年にかけて発表された。その後 特に第二次世界大戦を契機に著しく発達した赤外線検出器の出現によって われわれが検出し得る波長領域はさらに長波長側へと伸び 今日では自記遠赤外分光器によって 最大25ミクロン以上の波長域までが検出測定可能となっている。このことは 鉱物分野における分光学的研究も COBLENTZ によって明かにされた波長領域よりさらに長波長域にわたって研究が可能となってきたことを示している。

赤外線検出器の改良に伴って鋭意研究が進められてきた分野は 化学 製陶業に関連するガラス分野 あるいは有機物を研究する生物学 生態学 細菌学 などである。鉱物 結晶 特にそれらの集合体である岩石についての赤外線領域における研究は COBLENTZ 以後あまり研究が進められず 空白であった。

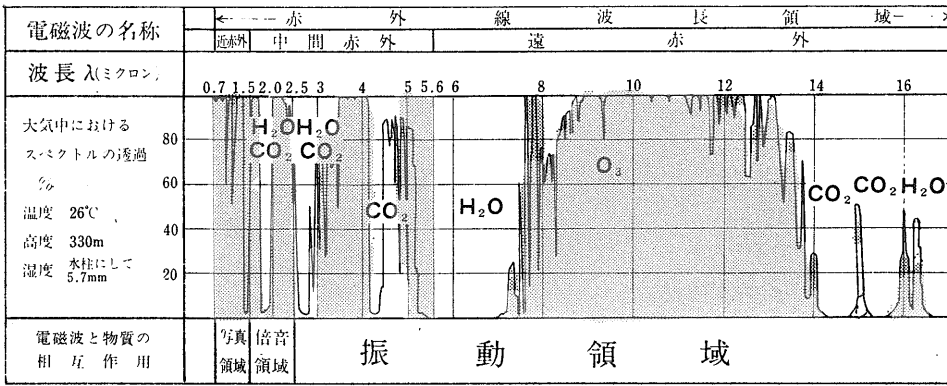
このような地質・鉱物学分野の研究の空白に注目したのが R. J. P. LYON である。彼の研究は Kennekott Research Center において開始され 以後 Stanford Research Institute (SRI) Stanford 大学へと場所をかえ

て継続されている。そして今日では 波長 2.5~25ミクロンの赤外領域で 主要な岩石 鉱物を包含した地球物質について 赤外線吸収の標準チャートが完成されるに至り 応用の段階としての Remote Sensing に対する研究が進められている。

他方 赤外線波長領域の電磁波 (EMR) は熱放射エネルギーおよび温度との関係から研究され 物理学におけるもっとも広範な分野の中で発展し やがてその理論は古典物理学の体系における矛盾を打破する量子仮説の導入へと発展して行った。前出の KIRCHHOFF を始め黒体放射の法則に関して WLEN STEFAN BOLZMANN RAYLEIGH JEAN 達は古典物理の体系の中で理論法則 および経験則を明かにした。そしてやがて20世紀の幕明けにふさわしく1900年 偉大な科学者 PLANCK による放射過程におけるエネルギー量子の存在仮定による 全く革新的な放射の理論法則がうちたてられるに至った。

放射に関する PLANCK の法則は 放射されるエネルギー量と波長 および放射物体の絶対温度との間の関係式で この理論式は従来知られていた経験則のすべてを矛盾なしに正しく説明することができる。今日赤外線と温度 波長に関する根拠はこの PLANCK の式によっている。確立された理論をもとに赤外線領域の EMR に関する応用研究は多くの国でその研究が進められたが 特に PLANCK のおひざ元ドイツにおいて 強力に取り組みされてきた。1930年代までには 近赤外から中間赤外領域における有効な赤外線検出器も出現し 前に述べた分光学およびそれに関連して 化学工業の分野で実用化が進められた。しかし赤外線領域に対して一段の知識と応用化が進んだのは 第二次大戦から今日にかけての時代である。

幾つかの研究分野と同様に 赤外線に関する研究もその応用分野における巧利的な性質を持っており 特に軍事目的のための研究が優先して推進されてきたことは否めない。第二次大戦中には幾種かの赤外線サーチライトなどが実戦でも使用された。一例をあげると 大戦末期に 近赤外領域の強力な赤外光源を兼備したドイツの わずかな戦車群が東部戦線においてソビエトの戦車群に大損害を与えた事が報告されている。今日でも赤



第1図
赤外線波長領域における
吸収帯とEMRの主
要運動の状態図

外線追尾装置をそなえた物騒なミサイルなどが開発されていることも事実である。

第二次大戦後に著しい進歩をとげた半導体物質による光検出器の出現によって、中間～遠赤外線領域にわたる赤外線研究の上では画期的な発展が見られるようになった。光検出器は、たとえば熱電対などに比べて感度が数百倍も高く、また応答速度もはるかに速いなどの特徴をもち、高速度で変化する物体を検知することができる。かくして、新しい赤外線検出器は、科学および科学技術の諸分野で急速に使用されるようになってきた。そして、このような赤外線検出器を用いた装置が Remote Sensor の一種としてようやくわれわれ地学にたずさわるものの道具として登場したのはおよそ10年前のことである。

赤外線映像による地質現象の判読に輝やかな成果を上げたのはアメリカ地質調査所の WILLIAM FISCHER らによって1963年に行なわれた、ハワイ キラウエア火山およびその周辺の撮像実験である。この実験に先立つ、1960年、すでに幾人かの人々によって赤外線映像の地学分野に対する寄与が目され、赤外線地質(infrared geology)という言葉が提唱されている(CANTRELL, 1960)。

ハワイでの実験成功を契機に、多くの地質家もその有用性に注目し、研究が進められるようになってきた。かつてアメリカでは赤外線映像の撮影技術に関しては軍の機密事項とされ、けにされることになかったが、民間特に地質関係者によって映像が高く評価され、さらにはイギリス、スウェーデン、そしてわが国などで地学分野を含む民用のための装置開発が始まるに及んで、1968年には、大幅に機密の枠が広げられ、今日ではアメリカの Daedalus H. R. B. Singer Bendix などの民間会社からこれらの目的のために優秀なエアボーン装置が売り出されるに至った。従来まで地表面からの赤外線エネルギーは軍関係者によって信号雑音として取り扱われて

きたが、この雑音が地質家によって注目されたことは興味深い。

2. 赤外線放射の物理的性質

物質を構成する分子、および分子内の原子などの基本粒子は結晶の格子点のあるつり合いの位置を中心として振動している。この振動は物質の絶対温度に関連し、絶対零度(-273.16°C)において振動は停止する。言いかえれば絶対零度以上のすべての物体はその温度に比例した分子の運動を行なっている。そして運動にしたがって運動エネルギーの位置エネルギーへの連続的な転化とその逆過程がおこなわれていることになる。このエネルギーは、物質の表面から電磁波(EMR)として放出される。このようにして放出されたEMRはまた物質に吸収され、この過程がつづく。物質はそれ自体分子構造、原子の質量および分子内の結合力で定まる振動と回転の固有周波数をもち、入射EMRの周波数がこれらの振動または回転の固有周波数の整数倍になると、これらの周波数(波長)で分子による吸収がおこる。この現象は共鳴吸収として知られている。

赤外線波長領域における吸収帯とEMRの主要運動の状態は図のようである(第1図)。

物質のこのようなEMRに関する物理的性質は、赤外線波長領域の Remote Sensing およびそのデータの解釈に非常に重要なので、もう少しついでに説明を加えよう。

黒体と黒体放射

物体表面からの放射エネルギーの研究は理想的な放射体である黒体(black body)についてなされてきた。黒体は入射エネルギーの完全な吸収体であり、また放射体である。実際には理想的な黒体は存在せず、すべての物体は不完全な放射吸収を行なう。この様な不完全物体は、灰色体(gray body)と呼ばれる。放射の完全さを表わす尺度として、放射率(放射率は英語では平均

面の場合は (emissivity) 粗面の場合は (emittance) と区別使用されている emissivity は emittance の特別な場合である) ϵ が定義されるが それは次のようである。 すなわち ϵ は

$$\epsilon = \frac{\text{灰色体の全放射エネルギー}}{\text{同温度における黒体の全放射エネルギー}} \dots \text{III}-10$$

で表わされる。

地表面 および地球物質はそれぞれ固有の放射率を持つが 2 3 の例外を除いて赤外線領域では余り大きな差はない。 一般に存在する物質のうちで最も黒体に近いものは白金黒 すず など で $\epsilon=9.98$ 程度の放射率を示す。 このような物質は簡単には得られなかったりまた取り扱いもやっかいであるが われわれは物質固有の放射率にあまり神経をとがらせなくても灰色体を素材にしてほとんど理想黒体に近いモデルを作ることができる。

モデルは黒体洞 あるいは黒体錐などと呼ばれる放射源で 大きな内壁面積と小さな開口面積をもつ中空の容器である。 この開口部から空洞内部に入射した外部の放射エネルギーは 中で繰り返して反射される間に完全に内壁に吸収される。 すなわち吸収に関しては完全な吸収体という黒体条件が満たされる訳である。 同様に中空モデルが熱せられた場合にはその温度における黒体放射が開口部からあることが推測される。 理想黒体では中空の形や内壁物質 あるいは表面状態には全く関係せずに放射率 $\epsilon=1$ が得られるが実際の場合 これらの要素が放射率にある程度影響することが知られている。 平らな表面をもつ物質と 粗な表面をもつ物質の放射率の違いは有効放射 ϵ_{eff} で表わされる。 すなわち

$$\epsilon_{\text{eff}}(T) = \frac{b\lambda(T)}{b_{\text{bb}}(T)} \dots \text{III}-11$$

ここに b_{λ} : 粗表面の全スペクトルラジアンس (後述)
 b_{bb} : 理想黒体の全スペクトルラジアンス
 (T) : 温度の関数であることを示す

黒体モデルにおける放射率とはこの有効放射率 ϵ_{eff} をいう。 今日 各種の黒体モデルについて ϵ_{eff} を求める理論式が出されている。

われわれが放射温度計などによって実際野外での調査あるいは室内での実験を行なう場合 実験データの正確さを高めるためにその都度標準黒体源によって温度計をチェックすることが必要だと思われる。 この目的のために写真地質研究室および工作課で市販の日用品を利用して考案された黒体源について説明する(第2図)。 黒体中空の形は錐状洞を採用した。 この場合 ϵ_{eff} を高めるには反射率が小さく しかも滑らかで鏡面状反射を行なう錐の内壁がもっとも望ましい。

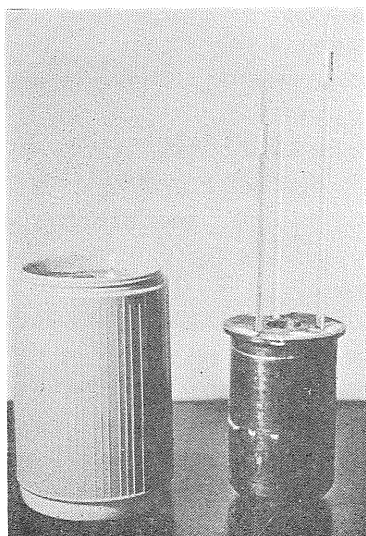
錐状洞は真ちゅうの素材で 表面に銀メッキを施した後 黒染仕上を行なった。 しかしこの表面が鏡面状反射を行なうかどうかについては確信が持てなかったので 表面は乱反射面であると考えた。 この場合 ϵ_{eff} は少し低くなると考えられる。 この状態における錐状洞の ϵ_{eff} を求める理論式は BRAMSON によれば 次の近似式で与えられる。 すなわち

$$\epsilon_{\text{eff}} \approx 1 - \rho \sin^2 \varphi = 1 - \rho \frac{\left(\frac{D}{2l}\right)^2}{1 + \left(\frac{D}{2l}\right)^2} \dots \text{III}-12$$

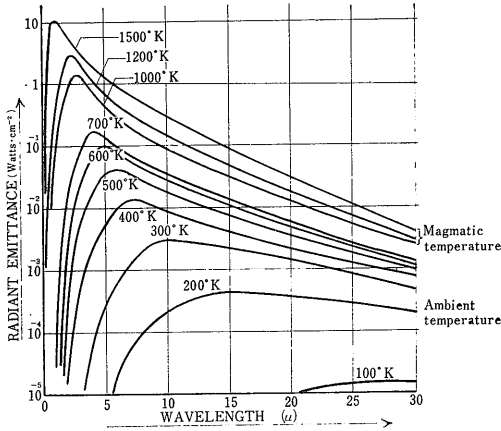
(Bramson, 1968)

ここに ρ : 内壁面の反射率
 φ : 錐の頂角 (2φ) の 1/2
 D : 開口部の直径
 l : 錐の長さ

図から分るように真ちゅう製の錐状洞は市販の小型ジャーに入るように設計され外気としゃ断されている。 3カ所に設けられた小孔(深さ 50mm, 90mm, 120mm)には棒状温度計 またはサーミスタ温度計が設置され3点の温度が一致して 錐体が温度平衡に達した後に黒体錐として使用することにした。 錐の頂角は $2\varphi=15^\circ$ で 反射率 ρ は磨かれた銅 真ちゅうの酸化面の値である 0.4を採用し上式に代入すると 有効放射率として0.998以上を期待できる。 すべての値はひかえめにとっているため実際はもう少し有効放射率が高くなるものと推定される。 この値はきわめて理想黒体に近いが 開口部(この装置では30mm)での放射 flux(後述)の密度分布は一様ではない。 したがって 有効放射率はすべて一様に上記の値をとっているのではなく 一種の端部効果



第2図
 市販のジャーを利用した標準黒体錐状洞 左が錐状洞 右が保温覆い(工作課試作)



第3図 黒体のスペクトル放射強度と波長との関係

(edge effect) があることを知っていなければならない。この効果のために厳密な物理実験の目的には錐状洞は適しているとはいいがたい。しかしながらわれわれの目的のためには十分標準黒体源として使用できよう。

この装置は温度コントロールができないが 同じジャーを用いてある程度温度コントロールの可能な改良型ができるであろう。

熱放射に関する Kirchhoff の法則

物体に入射した放射エネルギーは 一部は反射され一部は吸収され そして残りは物体を透過する。したがって入射エネルギー (E₁) は 次の式によって表わされる。

$$E_1 = \text{反射エネルギー (E}_2\text{)} + \text{吸収されるエネルギー (E}_3\text{)} + \text{透過エネルギー (E}_4\text{)} \dots \text{III-4}$$

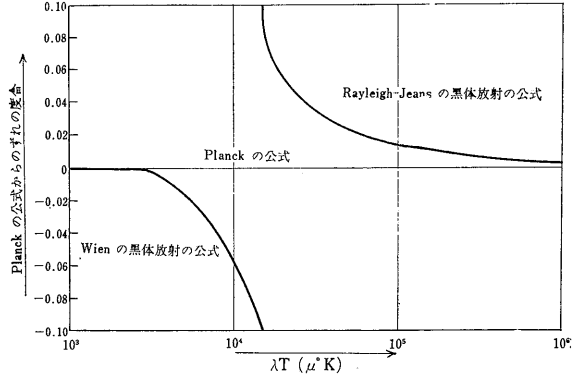
放射エネルギーの透過に対して十分に厚い物体において上式は

$$E_1 = E_2 + E_3 \dots \text{III-5}$$

と書き表わすことができる。

KIRCHHOFF の法則は 黒体は同温度において他のいかなる物体よりも多くのエネルギーを放出する ことを明確にしたものである。放射エネルギーの透過に対して十分に厚い物体において KIRCHHOFF 法則は 放射率 ε および反射率 ρ によって表わせば

$$\epsilon = 1 - \rho \text{ となる} \dots \text{III-6}$$



第4図 放射強度に関する Wien, Rayleigh-Jeans の公式と Planck の公式との関係

黒体放射に関する基本法則

黒体の放射強度 スペクトル分布および温度の関係は PLANCK の法則によって表わされる。

すなわち

$$w_\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5} (e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1)^{-1} \dots \text{III-7}$$

ここに W_λ: 黒体のスペクトル放射強度 (spectral radiant emittance) 単位波長あたり w/cm²

T: 黒体の絶対温度 °K

λ: 放射 EMR の波長

e: 自然対数の底=2.718

c₁: 定数=2π²h³=3.7413×10⁻¹²w/cm²(cはEMR速度 hはプランク定数)

c₂: 定数= $\frac{hc}{K}$ =1.4388cm·deg(K) (hはボルツマン定数)

この公式は黒体放射のもっとも完全な式でその関係の一例を示すと図のようである (第3図)。

放射強度を示す他の式WIENの公式 およびRAYLEIGH-JEAN の公式と PLANCK の式との関係は図のようである (第4図)。マイクロ波領域ではRAYLEIGH-JEAN の公式が 短波長領域ではWIEN の式が適用できることを示している。黒体放射の最大値を示す波長と温度に関しては WEIN の変位則と呼ばれる法則が適用される。

Wien の変位則

WIEN によれば最大放射を示す波長 λ_m と絶対温度との関係は次の式によって表わされる。

$$\lambda_m T = \text{constant} = 2897 \mu \cdot \text{deg} \dots \text{III-8}$$

この式は PLANCK の公式を波長 λ で微分し その微分商を 0 とおき Wλ が最大になる波長を求めたものと一致することが証明されている。

この式によってわれわれは自分達の周囲の温度物体がどの波長で最大放射をしているかを知ることができる。

太陽は5,500°Cの黒体放射源と考えられるが その最大放射の波長は0.5ミクロン すなわち可視光のオレンジ〜黄色のところにある。 1,200°Cの溶岩の最大放射を示す波長は約2ミクロン 100°Cの温泉水は約7.7ミクロン 27°Cの地表面は約9.5ミクロン といった具合である。 地学分野で温度に関して興味のある対象がすべて赤外領域で最大放射をしていることは注目すべきことである。

Stefan-Boltzmann の法則

歴史的には STEFANの実験式を BOLTZMANN が理論的に証明したものである。

この法則では全波長域における放射エネルギーの総和を示している。 それは

$$w = \sigma T^4 \text{ で与えられる} \dots \text{III-9}$$

ここに w : 黒体の全放射エネルギー w/cm^2
 σ : Stefan-Boltzmann 常数 = $5.6686w/cm^2 \cdot \text{deg}^4$
 T : 絶対温度 °K

この式は PLANCK の式を波長について積分したものに等しい

$$(w = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} w_{\lambda} d\lambda = \sigma T^4)$$

全波長領域で積分したのであるから結果は波長に無関係となり 単に w は黒体放射源の絶対温度の4乗に比例する。 この式は黒体について得られたものであるが その後の実験によって灰色体にも適用できることが分かった。 すなわちより実際の全放射エネルギーは次式で表わされる。

$$w = \epsilon \sigma T^4 \quad \epsilon: \text{物体の放射率} \dots \text{III-10}$$

以上 PLANCK の法則 WIEM の変位則 STEFAN-BOLTZMANN の法則の3則が黒体放射に関する基本法則である。

PLANCK の公式はこれらの中で最も完全であり 全波長域に対して有効ではあるが この式によって放射の計算をするとはかなり複雑である。 たとえば ある有限の波長域における放射強度を知りたい場合などの目的のために λT を λ に置換してパラメータを少なくするいろいろの方法がとられている。 そして図表などで求める放射強度が得られるように工夫されている。 こうした目的のため われわれ利用者に非常に便利に作られた計算尺がアメリカにおいて利用されている(第5図)。

図に示したのはその一例でゼネラルエレクトリック社から出されているものである。 表の尺からは セツ氏一絶対温度変換 最大放射強度 最大放射強度とある波長における放射強度の比 全放射強度とある波長領域までの放射強度の比 などが一目で読みとれるようになっている。 裏面ではエネルギーの光子による計算 などが分かるようになっているが われわれはほとんど裏面を使用する場合はないであろう。 地学関係者が道具として赤外線技術を応用するときにはこの計算尺は非常に有効である。

放射のジオメトリ

光源が平面の黒体で 完全な散乱面であるとき すべての波長間隔で放出される放射エネルギー強度は視線と面への法線とのなす角の cosine で変化する。 これは LAMBERT の余弦法則とも呼ばれる。 そして すべての方向に全く同じラジアン(後述)で放射される理想面は Lambert 面と呼ばれる。 Lambert 面を持つ黒体平面から放射される全エネルギーは 次のようにして計算される。 まず 半球を極座標において考える(第6図)。

微小な立体角 $d\Omega$ においては Ω は2つの面角の積に等しい。 そしてそれは面積 a を距離の2乗で割ったものである。

$$\text{故に } d\Omega = \frac{r^2 \sin\theta d\theta d\phi}{r^2} = \sin\theta d\theta d\phi \dots \text{III-11}$$

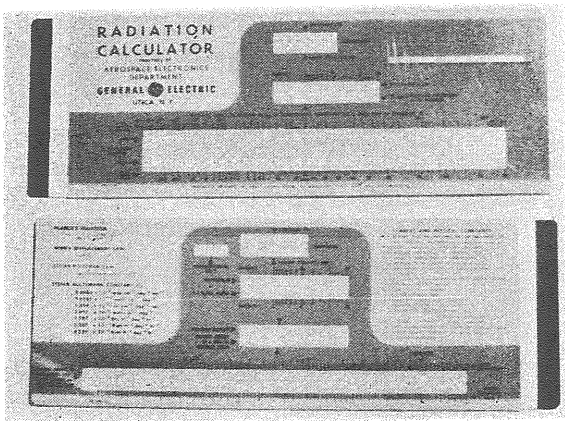
よって Ω は

$$\Omega = \iint \sin\theta d\theta d\phi \text{ で表わされる} \dots \text{III-12}$$

したがって 半球面の面積あたりの radiant power (後述)

すなわち radiant emittance $\frac{\partial P}{\partial A}$ (後述) は

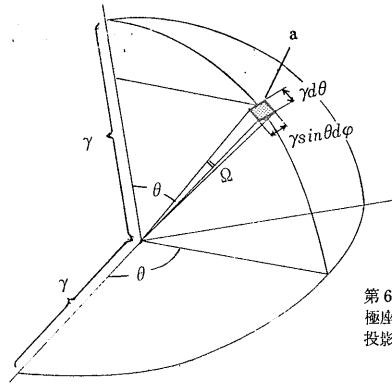
$$\begin{aligned} w &= \frac{\partial P}{\partial A} \int N \cos\theta d\Omega \\ &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} N(\theta) \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi \text{ (watt} \cdot \text{cm}^{-2}) \\ &= \pi N \text{ (watt} \cdot \text{cm}^{-2}) \dots \text{III-13} \end{aligned}$$



第5図 赤外放射計算尺(ゼネラルエレクトリック社製) この計算尺は下記で求めることができる(約2米ドル)

The General Electric Co. I River Road, Schenectady, N. Y. U.S.A.

すなわち Lambert面をなす黒体から 半球面に放射される放射エネルギー(radiant emittance)は放射面から垂線方向に放射されるエネルギー強度の π 倍であることがわかる。



3. 熱放射に関する用語および記号について

赤外線研究分野では急速な研究の進展によってこれまでかなりの用語の混乱があったが 次第に統一されてきている。わが国ではまだ用語 訳語の統一がなされていないので ここではアメリカ規格協会 (American Standards Association) によってまとめられたものうちで必要と考えられるものをご紹介します。

その前にわれわれがよく用いる radiation, emission あるいは flux などの言葉について 訳語では それぞれ放射あるいは輻射 放出・発散あるいは放散そして流束あるいは流量となっているが まぎらわしい使用もある。これらについて定義が与えられている (BRAMSON, 1968) のでわれわれは今後この定義にしたがって使用したい。

U	radiant energy		joule
u	radiant energy	単位体積あたり ($\frac{\partial U}{\partial V}$) の radiant energy	joule · cm ⁻³
P	radiant power	単位時間における radiant energy の伝播 $\frac{\partial U}{\partial t}$	watt
W	radiant emittance	面積あたりの radiant power 表面から放射する単位面積あたりの radiant power	watt · cm ⁻²
H	irradiance	面積あたりの radiant power 表面に入射する単位面積あたりの radiant power	watt · cm ⁻²
J	radiant intensity	点光源からの単位立体角当りの radiant power $\frac{\partial P}{\partial \Omega}$	watt · sr ⁻¹
N	radiance*	単位面積(投影面)単位立体角当りの radiant power $\frac{\partial^2 P}{\cos \theta \cdot \partial A \cdot \partial \Omega}$	watt · sr ⁻¹ · cm ⁻²
P _λ	spectral radiant power	単位の波長間隔当りの radiant power $\frac{\partial P}{\partial \lambda}$	watt · μ ⁻¹
P _ν	spectral radiant power	単位振動数当りの radiant power $\frac{\partial P}{\partial \nu}$	watt · sec

* radiance N は単位立体角 単位面積当りの radiant power (投影面ではない)として定義されることがあるが Lambert面は垂線の cosine で変化する radiance すなわち $N \cos \theta$ であるから投影面に対しては $\cos \theta$ を挿入する必要がある。

radiation: 次の二つの意味において使用する。すなわち

- i) ある物体から他の物体へ電磁波 または粒子の形で伝播されるエネルギー
- ii) 電磁波エネルギーの生成および伝播の過程

radiant energy といいかえることができる。

emission: 電磁波エネルギーの生成および伝播の過程においてのみ使用する。 radiation(emission)process といいかえることができる。

flux: ある一つの面を通して単位時間における radiant power (後述) を表わす場合に用いる。 radiation そのものと同様に使う人もいるが (たとえば incident flux などとして) そのような用法はさけた方がよい (incident radiation として用いる) その他の用語 記号 および定義は下表に示す (第1表)

(筆者は応用地質部)

第1表 赤外線放射に関する物理量の定義

記号	名 称	定 義	単 位
A	面 積	投影面	cm ²
Ω	立体角		sr (ステラジアン)
V	体 積		cm ³

参 考 文 献

Bramson, A. M., 1968, Infrared radiation: Plenum Press Co., 623p.
 Cantrell, L. J., 1964, Infrared geology: Photogrammetric Eng., vol. 30, no. 6, pp. 916-922.
 Hackforth, H. L., 1960, Infrared radiation: McGraw-Hill Co., 303p.
 Fischer, W. A. and Moxham, R. M., 1964, Infrared surveys of Hawaiian volcanoes: Science, vol. 146, no. 3645, pp. 733-742.
 Luikov, A. V., 1966, Heat and mass transfer in capillary-porous bodies: Pergamon Press, 523p.
 Lyon, R. J. P., 1963, Evaluation of infrared spectrophotometry for compositional analysis of lunar and planetary soil: Technical Note, Stanford Research Institute, 118p.
 Simon, I., 1966, Infrared radiation: D. Van Norstrand Co., Inc., 119p.
 Wolf, W. L., 1965, Handbook of military infrared technology: Office of Naval Research, 906p.