

1950

紅外線技術 在航空方面的应用



第一机械工业部第四〇研究所

1959.4. 北京

1959-6-15

編 者 的 話

紅外線技術愈來愈廣泛地應用在航空上，因此愈來愈引起廣大讀者的注意和興趣。

近年來，在外国有关紅外線技術在航空上应用的文章陸續发表了
不少。本書就是根据目前所蒐集到的一些資料加以系統地綜合与整理
而写成的。但由于取材广泛且又缺乏核对資料，故錯誤及不妥之处在
所难免。本書只能作为有关人員工作上的一般参考。

紅外線技術在航空方面的应用

編 者：魏 思 远

出版者：第一机械工业部第四〇研究所

1959年4月初版 第1次印刷

目 录

紅外綫的物理基础

全輻射	(1)
全发射功率	(1)
黑体	(1)
輻射强度	(1)
輻射通量密度	(2)
方程式的应用	(2)
灰体的輻射	(3)
在普通温度下数种物質的法向全发射功率	(4)
輻射的測量	(4)
輻射的波譜分布	(6)
分布率的簡化式	(11)

紅 外 綫 探 測 器

热探测器	(12)
探测器的极限	(15)
光电导管探测器	(16)
光电导管的波譜灵敏特性	(18)
光电导管探测器的探测极限	(19)
光电导体的冷却問題	(22)

大 气 透 射

大气所引起的衰减	(24)
大气衰减計算	(26)
探测器的积分反应	(30)
与气景的对比	(32)

大气辐射的影响.....	(32)
--------------	------

光 学 材 料

反射器.....	(33)
对长辐射波透明的材料.....	(33)
有机材料.....	(34)
适用于近红外线的材料.....	(35)
滤光片.....	(35)
红外线材料性能表.....	(36)

红外线技术在航空上的应用

应用红外线的优缺点.....	(37)
红外线导航设备.....	(38)
空中携带的红外线警告, 控制和制导系统.....	(44)

红外线系统设计上的若干问题

目标的辐射.....	(49)
大气效应的影响.....	(50)
红外线系统的接收系统.....	(53)
调制的构造原理.....	(54)
电编码技术.....	(59)
探测器的选择.....	(60)
光具组.....	(60)
鉴别力.....	(61)
低噪音线路.....	(62)

红外线技术的未来

紅外綫的物理基础

物体因本身的温度而产生的辐射波譜范围包括紫外綫、可見光和紅外綫三个部分，各部分情况根据物体的绝对温度而定，温度不太高的物体辐射能的绝大部分集中在紅外綫区。

全辐射

一切物体均因本身的温度而向外辐射能量，全辐射就是指物体辐射的全部波长。

全发射功率

单位面积的全发射功率就是辐射体单位表面积每秒钟辐射到立体角为 2π 球面度内所有波长的能量。以斯蒂芬—波尔兹曼定律表示：

$$E = \epsilon \sigma T^4, \dots\dots\dots ①$$

式中：E—全发射功率（瓦分公⁻²/半球）；

σ —斯蒂芬—玻尔兹曼常数（ 5.7×10^{-12} 瓦公分⁻²度⁻⁴）；

T—绝对温度（°K）；

ϵ —表面的全发射率（黑体的全发射率 $\epsilon=1$ ）。

黑体

能吸收辐射到它上面的全部辐射波，即不透射也不反射。在自然界中这种绝对黑体是不存在的，但对紅外綫来说，除了金属或透明物质之外其余大部分物体可以近似地看成黑体。

辐射强度

在辐射体表面法向的每球面度的发射功率，即謂辐射强度以公式表之：

$$I = \frac{E}{\pi} = \frac{\epsilon \sigma T^4}{\pi} \dots\dots\dots ②$$

这一关系式适用于遵循朗伯余弦定律的一些表面，即与辐射面法向成任何角度的表面的发射功率与该角的余弦成正比。虽然很多物体并不严格遵守这一定律，但是相差很小影响不大。

辐射通量密度

若辐射的面积为A，在与其距离为D处置一单位面积表面，并与其到辐射源的视线垂直，则每秒穿过此表面的辐射能量称为辐射通量密度。

$$F = \frac{\sigma T^4 A}{\pi D^2}, \dots\dots\dots (3)$$

式中：D为辐射体到接收体之间的距离（公分）。

距离D至少十倍于辐射体的横宽，这个方程式才能成立。也就是说，可以把辐射体当成点光源。

方程式的应用

首先仅就热探测器（热电偶，测辐射热计等）加以讨论；只有它才能涂黑适于全波谱的测量。光电导管探测器与它不同，这在以后将讨论到。

实际上一个热探测器置于辐射体的辐射场中，它所接收的能量不但决定于物体的辐射特性，而且还取决于辐射体和探测器的交换净量。因为探测器的本身也有一定的温度，实际计算中必须予以考虑。如图1所示，用短线表示一个探测器（例如热电偶），其面积A₁（公分²），

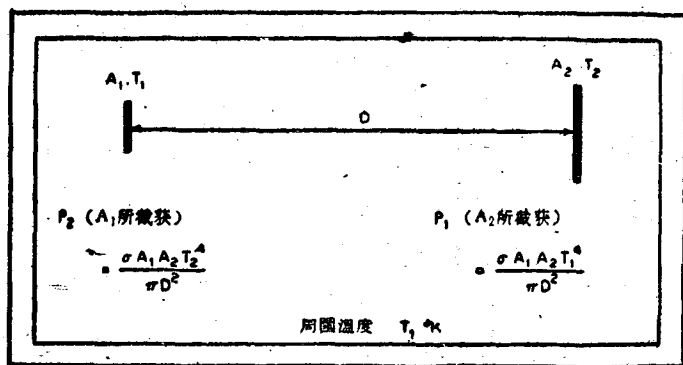


图1 不同温度的两表面间的辐射的交换

温度为 $T_1(^{\circ}\text{K})$ ，并且与其距离为 D 处有一个温度较高的辐射黑体，面积为 A_2 ，温度为 T_2 ，则 A_2 在探测器上所产生的辐射通量密度为：

$$F_2 = \frac{A_2 \sigma T_2^4}{\pi D^2}。$$

因此探测器 A_1 所得之功率为：

$$p_2 = A_1 F_2 = \frac{A_1 A_2 \sigma T_2^4}{\pi D^2}。$$

同样 A_2 得之 A_1 的辐射功率：

$$p_1 = \frac{A_1 A_2 \sigma T_1^4}{\pi D^2}。$$

功率互换净量为：

$$\Delta p = p_2 - p_1 = \frac{A_1 A_2 \sigma}{\pi D^2} (T_2^4 - T_1^4)。 \dots\dots\dots (4)$$

探测器的反应与 Δp 成比例。若 $T_2 > T_1$ 反应为正，若 $T_2 < T_1$ 则反应为负。

灰体的辐射

灰体：发射率 $\epsilon < 1$ 的物体称为灰体。

设：探测器 A_1 为黑体接收器，而发射体 A_2 为一灰体，其发射率为 ϵ_2 。灰体的发射率对所有波长是相同的。对灰体而言应有：

$$F_2 = \frac{\epsilon_2 A_2 \sigma T_2^4}{\pi D^2}， \dots\dots\dots (5)$$

因 A_1 是完全黑体，所以它吸收的功率为：

$$p_1 = A_1 F_2 = \frac{A_1 A_2 \sigma \epsilon_2 T_2^4}{\pi D^2}，$$

A_2 所吸收的功率为：

$$p_2 = A_2 \epsilon_2 F_1 = \frac{A_2 \epsilon_2 A_1 \sigma T_1^4}{\pi D^2}$$

p_2 之所以和 ϵ_2 成比例，是因为同一物体的发射率等于其吸收率的缘故。功率互换净量为：

$$\Delta p = p_2 - p_1 = \frac{A_1 A_2 \sigma \epsilon_2}{\pi D^2} (T_2^4 - T_1^4) \dots\dots\dots (6)$$

假如接收器也是灰体，其发射率为 ϵ_1 ，按上面同样计算程序可以算出 $\epsilon_2\epsilon_1$ 之积为 $(T_2^4 - T_1^4)$ 之乘数。

公式⑥仅适于探测器周围温度一致的情况。而只有在实验室的密闭空间才如此，所以它在很多场合是不实用的。如：在探测器 A_1 之旁放一块273°K的冰块，即使此时 $T_2 > T_1$ 探测器的反应仍是负的，在这种情况下必须用上式计算两次：一次计算 A_2 与 A_1 的功率互换，一次计算 A_1 与冰块的功率互换。探测器的反应为两个 Δp 的代数和。

表1 在普通温度下几种物质的法向全发射功率

物质	温度	发射率
涂料薄膜	°C	
粒状颜料(各色)	100	0.~0.94
铝涂料	100	0.25
特种铝涂料	100~37。	0.18
金属		
冷轧钢(灰色无垢)	150	0.60
冷轧钢(用钢丝绒擦过)	150	0.46
冷轧钢(用盐酸浸过)	150	0.35
冷轧钢(擦亮)	150	0.11
铝箔	100	0.04
铝片(光滑)	150	0.08
铝片(用刚砂擦过)	—	0.70
不锈钢	100	0.09
黄铜(擦亮)	100	0.05
黄铜(氧化成蓝干涉色)	100	0.07
碳(粗糙版)	100	0.77
碳(粗糙版)	500	0.72

辐射的测量

辐射计是测量辐射通量密度或全辐射功率的仪器。辐射计包括一个敏感的探测器，如温差电偶等；一个光具组，和信号测量装置。图2是简单的辐射计图解。

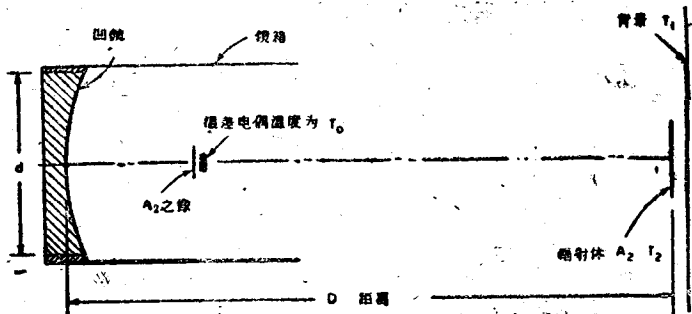


圖 2 簡單的輻射計

如图所示，假定 $D \gg A_2$ ，大气是完全透明的。温度为 T_2 的辐射体置于温度为 T_1 的背景之前，探测器的温度为 T_0 。测量结果表明，在探测连同背景的辐射时，探测器的温度是不起作用的。因此， A_2 在反射鏡所产生的辐射通量密度：

$$F_2 = \frac{\sigma T_2^4}{\pi D^2} \text{ (面积)}; \text{ 反射鏡所得之全辐射功率为:}$$

$$P_2 = \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{\sigma T_2^4}{\pi D^2} \text{ (面积)} \quad \frac{\pi d^2}{4} = \text{反射鏡的面积,}$$

式中面积之值取决于象的大小与温差电偶大小之相互关系。

第一种情况象大于温差电偶，如图3—a所示。很明显，只有在温差电偶上那一部分象在测量中才有用，这个面积相当于温差电偶在物体上的投影面积 SD^2/f^2 。此处 S 为温差电偶的面积， f 为反射鏡的焦距。温差偶所得之功率为：

$$P_2 = \frac{\pi d^2 \sigma T_2^4 S D^2}{4 \pi D^2 f^2} = \frac{d^2 \sigma T_2^4 S}{4 f^2} \quad \text{⑦}$$

应当注意， P_2 的变化与 D 无关。如果轉动辐射計，使之对准温度为 T_1 的背景，則：

$$\Delta p = \frac{d^2 S \sigma}{4 f^2} (T_2^4 - T_1^4) \quad \text{⑧}$$

第二种情况象小于温差电偶；在这种情况下，测量物体辐射强度

的方法是：首先把辐射计对准扩展背景，然后再对准物体，所以物体及其背景的象都落在温差电偶上如图3—b所示，这时辐射计所得功率为：

$$p_2' = \frac{\pi d^2 \sigma}{4\pi D^2} \left[A_2 T_2^4 + \left(\frac{sD^2}{f^2} - A_2 \right) T_1^4 \right];$$

$$p_1' = \frac{d^2 S \sigma T_1^4}{4f^2};$$

$$\Delta p' = \frac{d^2 A_2 \sigma}{4D^2} (T_2^4 - T_1^4)。 \dots\dots\dots \textcircled{9}$$

辐射信号与反射镜直径的平方及物体的实际面积成正比，而与距离 D^2 成反比。如果几个温差电偶的灵敏度相等，只要温差电偶的面积能容下的物体的象，则辐射信号与温差电偶的大小无关。但也不能因此就认为温差电偶的大小是无关紧要的。从噪音信号及其它条件来考虑，温差电偶的大小必须容下物体的全象。

前面用单一敏感元件测量辐射所得的有关公式，同样可适用于用两个敏感元件测量的补偿系统，即一个对准扩展源(图3—a)，而另一个对准物体(图3—b)，这样净功率可直接得出。

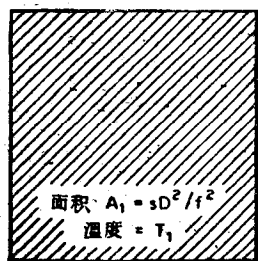


图3—a

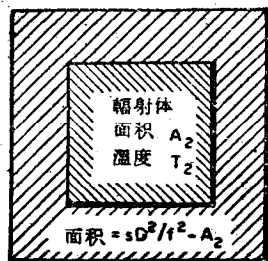


图3—b

温差电偶的投影像

辐射的波谱分布

以上讨论了在任何温度时黑体的全发射功率和其发射率 ϵ 对所有波长都不变的灰体的全发射功率。全发射功率是从波长零到波长无限

大的所有波长发射功率的积分。下面讨论将发射功率作为波长及温度函数的定律。

普朗克分布定律：根据馬克斯·普朗克辐射定律可以算出黑体的波谱发射功率。该定律把黑体单位面积在波长为 λ 时于 $\Delta\lambda$ 的间隔内辐射到半球的发射功率表述为下式：

$$J_{\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{c_2/\lambda T} - 1}, \dots\dots\dots (10)$$

式中： J_{λ} = 在波长间隔 $\Delta\lambda$ 内的单位面积发射功率；

$C_1 = 3.732 \times 10^{-12}$ 瓦特公分⁻²；

$C_2 = 1.436$ 公分度；

λ = 波长（公分）；

T = 绝对温度（°K）。

波谱辐射强度为 J_{λ}/π ，与前面所讲的辐射强度式相似， $d\lambda$ 必须是有限值， J_{λ} 才能是有限值。因为在无限狭窄的波谱带内不可能包括任何能量。在计算 J_{λ} 的数值时，若 λ 以公分计，则 J_{λ} 的单位为瓦特公分⁻²/公分/半球，计算的结果可以任何方便的形式给出，一般是选微米为 λ 和 $d\lambda$ 的单位。

举例说明：如 $\lambda = 2.892\mu = 2.892 \times 10^{-4}$ 公分；

$T = 1000^{\circ}\text{K}$ ，

求 J_{λ} 之值。

代入式(10)，并采用公分制，其结果为 $J_{\lambda} = 1.30 \times 10^{-4}$ 瓦公分⁻²/公分。由(10)式计算发射功率非常麻烦，现在已经制出 λT 表，从表中可以查出宽广的 λT 值。也可以用辐射计算尺计算。图4绘出了300°K, 400°K, 500°K, 600°K 的4条分布曲线。从图上可以看出，温度愈高，曲线下的面积也愈大，曲线下的面积与全发射功率成正比。全发射功率是对波长零到无限大的 J_{λ} 积分之值。

$$\int_0^{\infty} J_{\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{C_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{c_2/\lambda T} - 1} d\lambda = \frac{2\pi^5 k^4 T^4}{15 C^2 h^3} = \sigma T^4, \dots\dots\dots (11)$$

式中： k = 玻尔兹曼气体常数；

$C =$ 光速;

$h =$ 普朗克常数;

$\sigma =$ 斯蒂芬—玻尔兹曼常数。

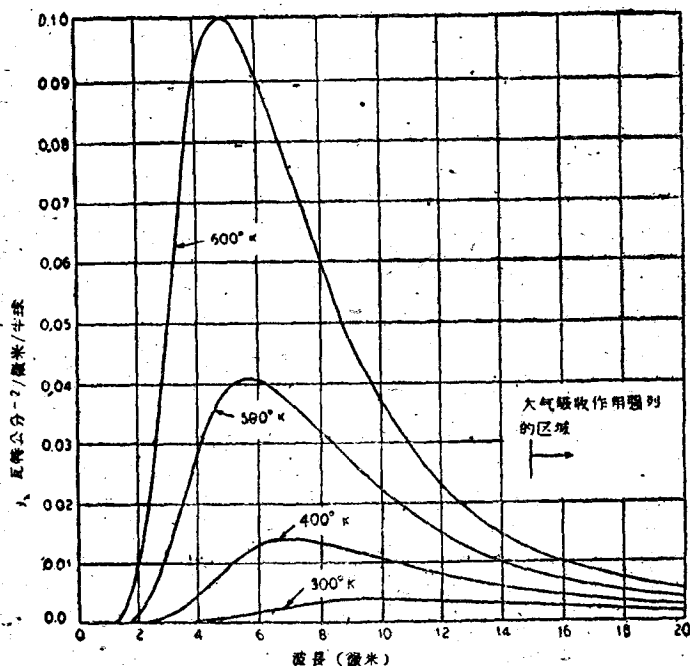


图4 完全发射体的能量波谱分布

如果考虑到大气的透射问题，则根据斯蒂芬—玻尔兹曼方程式计算辐射势必产生一些误差。因为辐射要通过大气，并且相当大的一部分能量在14微米以上的波谱区中。而大气对这部分波长的吸收很强。例如 $T = 600^\circ \text{K}$, $\lambda T = 14\mu = 14 \times 10^{-4}$ 公分, 查劳文和布朗格表 $\lambda T = 0.84$ 公分度

$$\int_0^{14\mu} J_\lambda d\lambda / \int_0^\infty J_\lambda d\lambda = 0.87,$$

所以全发射功率的13%在14微米以上的波谱区。温度愈低波长较长的

輻射功率在全发射功率中所占的百分比也就愈大。从图上300°K的分布曲线中可以看出，总面积40%包括在14微米到无限大的波谱中。每条曲线在波长短于最大值的一侧上升的陡一些。在 $\lambda = 0$ 和 $\lambda = \lambda_{\max}$ 之间所包含的功率为全功率的 $\frac{1}{4}$ 即

$$\int_0^{\lambda_{\max}} J_{\lambda} d\lambda = \frac{1}{4} \int_0^{\infty} J_{\lambda} d\lambda = \frac{1}{4} 6T^4. \dots\dots\dots (12)$$

随温度的上升，最大值的波长逐渐的向较短的波长移动，而最大强度之值也急剧增大。维恩位移定律首先陈述了这些现象。

$$\lambda_{\max} T = \text{常数} = 2892 \text{微米度}, \dots\dots\dots (13)$$

式中： $\lambda_{\max}$ = 波谱发射功率最大值的波长（微米）；

J_{λ} 最大值依温度的五次方而定。如 $\lambda = \lambda_{\max}$ ，

$$\text{解方程式(10)而得 } J_{\lambda_{\max}} = 21.201 C_1 \left(\frac{T}{C_2} \right)^5. \dots\dots\dots (14)$$

在解决一个高温表面测量或控制的实际问题时，要在对相等的能量具有相等的敏感度，但是表现敏感的波谱区不同的两种系统中选择一种。图5表示 J_{λ} (500°K)在3.5微米和10.5微米是同值的。如果其它条件都相同，究竟在那一个波谱内，只要有很小的温度变化就会使 J_{λ} 产生最大的变化呢？把方程式(10)对 K 微分得：

$$\frac{dJ_{\lambda}}{dT} = \frac{C_1 C_2}{\lambda^6 T^2} \cdot \frac{e^{C_2/\lambda T}}{(e^{C_2/\lambda T} - 1)^2}. \dots\dots\dots (15)$$

这个方程式计算非常繁杂，为简便起见，我们可取它与 J_{λ} 的比值，这样就得到可以在 J_{λ} 表上立即查出的 λT 值的乘因子，方程式(15)与方程式(10)之比为：

$$\frac{dJ_{\lambda}/dT}{J_{\lambda}} = \frac{C_2}{\lambda T^2} \cdot \frac{e^{C_2/\lambda T}}{(e^{C_2/\lambda T} - 1)^2}. \dots\dots\dots (16)$$

如 $e^{C_2/\lambda T}$ 值很大，则 $\frac{e^{C_2/\lambda T}}{e^{C_2/\lambda T} - 1}$ 之比接近于1。这样，当 $\lambda T < 0.3$ 公分度时，如使该比值=1就会产生1%的误差，当 $\lambda T < 0.62$ 公分度时，如使该比值=1就会产生10%的误差。所以若辐射源的温度为500°K， $\lambda < 6.2$ 微米，则按上式计算的 J_{λ} 近似值的误差不超过1%，

若 λ 在 12.4 微米与 6.2 微米之間則 J_λ 近似值的誤差不超过 10%，这样的数值是完全可用的。若辐射源的温度为 300°K ，对于 $\lambda < 10$ 微米的所有波长也是完全可用的。

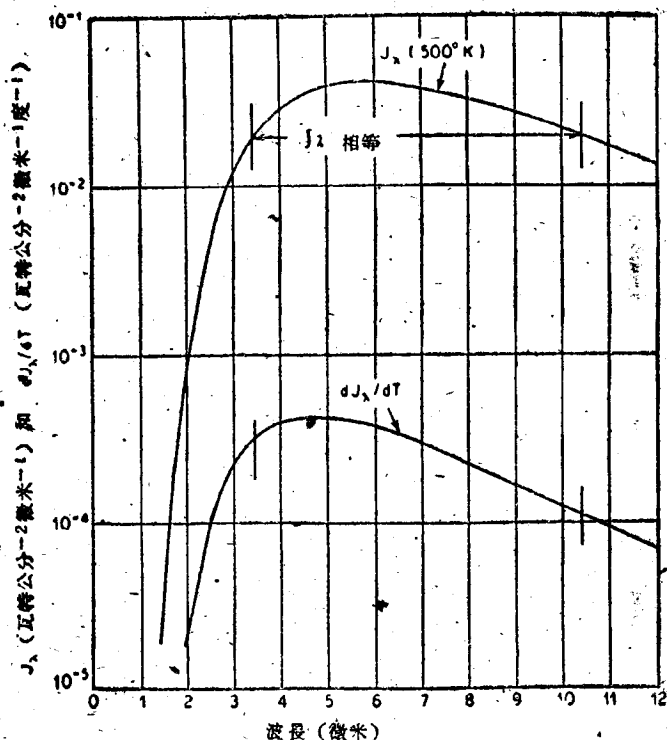


图5 $T=500^\circ\text{K}$ 时的 J_λ 与 dJ_λ/dT 的曲线

图5是在 $T=500^\circ\text{K}$ 时，按对数比尺繪出的 J_λ 与 dJ_λ/dT 的曲线。从图上可以看出，就所設条件而論，所选辐射計的敏感波长应在 3.5 微米，因为温度变化 1°C 将使在 3.5 微米的 J_λ 变率比在 10.5 微米的 J_λ 变率大三倍。从辐射波在大气中衰减来考虑，3.5 微米是辐射計从远处测量辐射的有利区域。用这样的辐射計在很大程度上解决了在普通温度下区分背景辐射的問題，因为在普通温度下背景在 3.5 微米的波谱发射功率很低。

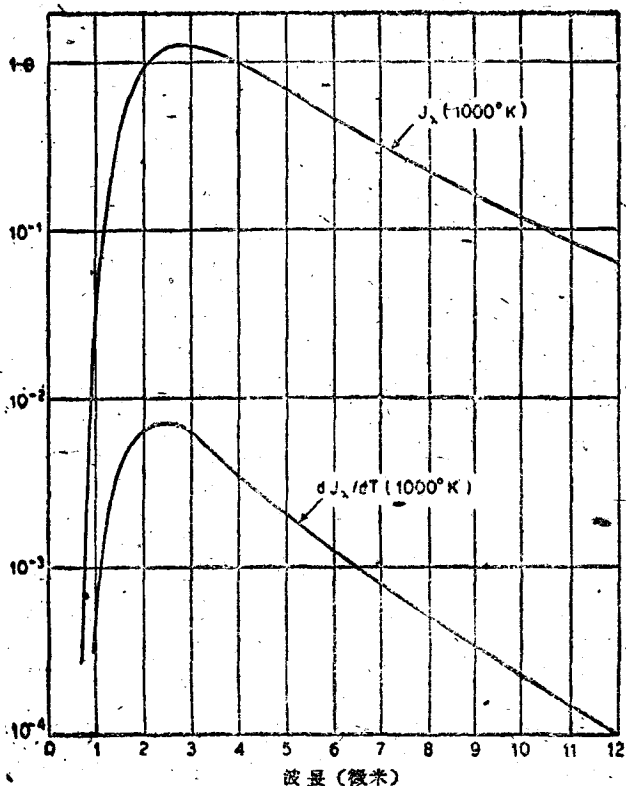


图6 $T=1000^{\circ}\text{K}$ 时的 J_{λ} 与 dJ_{λ}/dT 的曲线

图6表明 $T=1000^{\circ}\text{K}$ 时的 J_{λ} 和 dJ_{λ}/dT 。从图上的两条曲线可以看出，在这种情况下也应选择在较短波长表现敏感的那种探测器，才能使给定的较小的温度变化产生最大的反应。

分布率的简化式

方程式(10)所代表的普朗克分布式运用于 λT 的任何值。但这个方程式计算时颇为困难，所以 λT 值很大或很小时往往采用它的近似式

$$\text{维思定律: } J_{\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5} - \frac{1}{e^{C_2/\lambda T}} \quad (17)$$

此式适于温度不超过 4000°K 的任何可见光谱 ($\lambda < 0.7$ 微米)。

$$\text{瑞利—簡斯方程式: } J_\lambda = \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{1 + (C_2/\lambda T)} = \frac{C_1}{C_2} \cdot \frac{T}{\lambda^4} \dots$$

...⑬

当 $\lambda T > 77$ 公分时度时它的誤差不超过 1%。因此，在輻射源的温度为 300°K 而 $\lambda > 2.6$ 公厘时和輻射源温度为 1000°K 而 $\lambda > 0.077$ 公分 = 770 微米时这个方程式是正确的。

方程式(18)从 λ_1 到 λ_2 的积分为全发射功率:

$$E = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} J_\lambda d\lambda = -\frac{C_1 T}{3C_2 \lambda^3} \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2}, \dots\dots\dots \textcircled{19}$$

式中 $\lambda_2 > \lambda_1$ 且 $\lambda_1 T \gg 77$ 公分度。

方程式(18)、(19)可在微波測量中应用。

紅 外 綫 探 測 器

热探测器

温差电偶: 温差电偶是把两条不同材料的細金属綫的一端焊在一起而成，这两根金属綫的温差电势率很大。图 7 是一个“补偿”温差电偶的构造图，它有两个相对着联接在一起的接头。图上說明的这种組合通常密閉在一个金属盒或玻璃盒內，盒上有透明的小窗，使輻射波进入。用一光具組把輻射波的焦点对到一个接收片上，而另一个接收片只对着輻射源附近的背景。因此，只有两接收片所得功率不等时才有温差电压产生。接收片愈大則温差在一定輻射場中的反应愈强，而温差电偶的灵敏度(伏/瓦)与面积平方根成正比。如果有需要可将几个小接收片的温差电偶組合在一起成为温差电堆，在一程成度上能得到良好效果。

最常用的电偶材料有鉍—銀，銅—康銅，和所謂赫琴斯合金（鉍 97% 錫 3%；鉍 95% 錫 5%）；有时也用特种半导体材料。

温差电偶接收片的微弱发热就产生一直流电压 e 。如果温差电偶的内电阻是 r_t 所联电流計的电阻是 r_g 則电流計中的电流为

$$i_g = \frac{C}{r_t + r_g}, \dots\dots\dots (20)$$

所以温差电偶和所配备的电流计或放大器的电阻必须很小。通常所用温差电偶的电阻在 5~10 欧姆间。现在正研究用半导体制造温差电势率很高的高电阻温差电偶，并使它与电子管放大器直接偶合。

温差电偶接收片吸收辐射通量而产生的温升 ΔT ，是依几个因数而定的。热容量愈小，接收面吸收能量的损失率愈低，则 ΔT 愈大。在稳恒状态

$$\Delta T = \frac{\Delta p}{\Delta}, \dots\dots\dots (21)$$

式中： Δp = 稳恒状态流进的静辐射功率（瓦）

Δ = 温差电偶的能量耗损率（瓦特度）

时间常数 τ 是探测器达到最后稳恒状态反应 63% $\left(\frac{e-1}{e} = 0.63\right)$

所需要的时间。 τ 的计算单位为秒。

$$\tau = \frac{C}{\Delta}, \dots\dots\dots (22)$$

式中： C = 探测器的热容量（焦耳/度）。由此

$$\Delta T = \frac{\tau \Delta p}{C} \dots\dots (23)$$

所以如果探测器具有较大的时间常数，较低的热容量，则其反应较大。

辐射、对流冷却以及线的传导过程都是使温差电偶热损失的根源。把金属箔接收片涂黑，另一面保持光亮，可减少辐射损失。抽出温差电偶盒内的空气可以消除对流损失，电偶的灵敏度

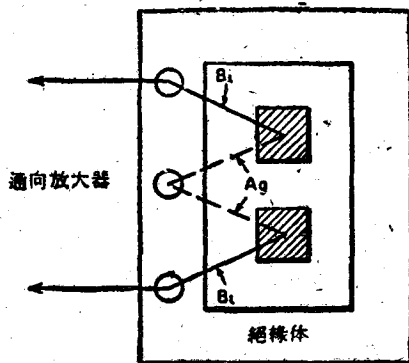


图7 简单的温差电偶