

科學圖書大庫

紅 外 線

譯者	洪台麟	許正餘	校閱	翁寶山
	洪仁德	狄俊傑		

徐氏基金會出版

圖書大庫

紅 外 線

譯者 洪台麟 許正餘 校閱 翁寶山
洪仁德 狄俊傑

徐氏基金會出版

原 序

筆者從事於紅外線研究之初，曾覺得有兩篇專論對我的幫助很大，一是 C. Schaeffer 與 F. Matossi 合著的“Das Ultrarote Spectrum”，另一篇是 G. B. B. M. Sutherland 的“*Infrared and Raman Spectroscopy*”。可是在今天若仍拿這兩本書作入門寶典來讀，就未免有點跟不上時代了，因為這些年來，紅外線的研究已經有了長足的進展，所以我想爲有志於這方面的朋友寫點簡單的介紹。

在這本書裡，我試着去做到兩件事：一是對有關的原理和應用作一種較為完整的素描，一是提供進一步研究所需的基礎。

我是循着歷史的脈絡來寫的，也許你會覺得有點老大不時髦的味道罷！但是，就一本介紹性的書而言，這意義是太堂皇了；畢竟我們要想想那些人，——他們曾經運用他們的思考、智慧和努力，把這些知識帶到一個原本無識的國度啊！——這想法也常常使得我在這些複雜的儀器和眩目的學說之間，更加體認到自己的謙卑。

我感激許多人，我曾從他們那兒學得的，如今又要在這裡奉獻給我的讀者們了，知識就是這樣——不息地繁衍、不息地傳播。

目 次

原 序	III
第一章 概論	1
1. 紅外線性質	1
2. 輻射定律	2
第二章 紅外線輻射源	9
1. 熱源	9
2. 非熱輻射源	11
第三章 紅外線輻射的測量	13
1. 熱檢波器	13
2. 非熱檢波器	19
3. 紅外線測量的限制	25
第四章 材料與光學	29
1. 固體的光學性質	29
2. 光學系統	37
3. 光譜儀	41
第五章 光譜學	49
1. 紅外線光譜的起源	49
2. 雙原子分子的振動	50
3. 雙原子分子的轉動	53
4. 多原子分子	55
5. 分子光譜學	56
第六章 紅外線輻射的應用	61
1. 輻射熱的傳遞	61
2. 紅外線輻射計	64
3. 大氣層的吸收	67
4. 紅外線觀測和照相	68
索 引	75

第一章 概論

紅外線性質

西元一八〇〇年，英人威廉·赫歇爾（Herschel）用三稜鏡的分光作用探討光譜的熱效應時，發現了紅外線。七十五年之後，紅外線這個名詞才正式為光譜學的文獻所採用。目前，紅外線光譜的應用以在化學研究方面為最普遍。

紅外線應用在通信方面的構想，也早已為人所重視，尤其是軍事方面，在一次大戰結束前，紅外線的通訊與探測系統，就已經參加作業。到了二次大戰，紅外線的實用技術更有了長足的進展，在這段期間，最可稱道的成就之一，就是“光電影像轉換器”，它用不可見的紅外線照射於物體，而顯其形像於螢光幕上。

紅外線是物理學研究的一個課題，同時也是物理學家用以探討物質構造的工具。紅外線在固態物理方面應用的實例，最典型的就是離子晶體的晶格震盪和半導體能階隙的研究。此外，最新發展成功的雷射紅外線源能夠產生高單頻、偕相位的紅外線。

首先，我們依年代的順序，來說明一下紅外線的發展過程。赫歇爾發現紅外線之初，完全不清楚這種射線和光到底是不是同一回事，當時的他，還自以為發現了一種新型的輻射呢！及至一九二三年，才完全確定了紅外線和所有的色光一樣地是一種電磁波。首先，在一八三四年，佛貝士（Forbes）證明紅外線和普通色光一樣地可以極化。一八三七年，浮考特（Foucault）又從干涉作用求出了近紅外線的波長。一八六五年，馬克斯威爾在理論上證明了電磁波的存在，並且說光波也就是某些波長的電磁波。一八八七年，赫茲在實驗室裡正式導出了電磁波來，並且證明它們的前進速度和極化作用，完全跟光波一樣。最後，到了一九二三年，尼庫斯（Nichols）與提爾（Tear）利用類似赫茲所用的小型火花震盪器成功地做出波長220微米的遠紅外線，至此乃完完全全地證明了紅外線輻射係屬電磁波。

在十九世紀末，就已發覺，單用電磁學的理論是導不出黑體輻射的能譜。韋恩（Wien）與瑞來（Rayleigh）用古典方法導出的輻射定律與實

驗結果出入很大（見圖 1-1），到了一九〇〇年，蒲朗克終於確定了在那一點上，是應該要和古典物理分家了。他發現要想得到熱輻射體的基本震盪子間的正确能量分布，只有放棄古典物理上能態連續的觀念。蒲朗克最初也是用古典的熱力學和電磁學的方法來處理這問題，經過幾番周折之後，才創此假設。到了拉瑪（Lummer）與普林格謝（Pringsheim）在實驗室裡作出正確的黑體輻射能譜之後，蒲朗克即發表了與實驗結果符合的輻射定律。

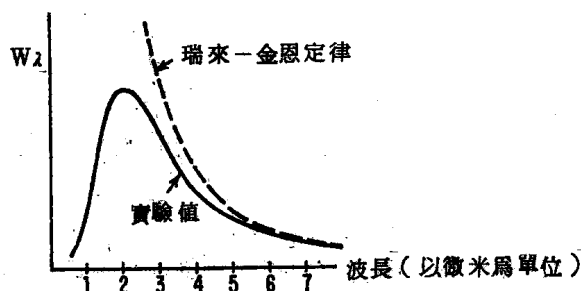


圖 1-1 黑體輻射曲線（實線所示為實驗所得結果，虛線部分是以古典理論導出的不正確的结果）

不過老實說，當時就連蒲朗克自己也都還沒有完整的量子觀念呢！一直到一九〇〇年十二月，在德國物理學年會上，他提出另外一篇論文，才正式把這個觀念給樹立起來。在該論文裡，他假定那些發射能量的基本震盪子僅能處於一系列不連續的能階，而這些能階的能量是基本量子 $\epsilon = h\nu$ 的整數倍。更重要的是，蒲朗克發現量子的能量與震盪子的頻率 ν 之間有一個正比關係，他并且求出了這個比例常數，這就是現在我們所熟悉的蒲朗克常數 h 。

這篇論文提出之後五年，愛因斯坦就用了這個觀點得出光電效應的理論。稍後，在一九一三年，波爾發表了原子光譜的理論，也是用這觀念。經過這幾位大師的發揚光大，終於建立起一套完整的量子力學。至此，輻射就被賦與“波動”和“粒子”的“雙重性格”了，當然，這對蒲朗克當代的人士而言，無疑的是個費解得要命的問題，他們也曾百般嘗試，要拿個什麼道理來解釋解釋，然而他們這種努力並沒有成功，咱們到底還得像接受一個生命事實般地去接受這“雙重性”的觀念。

輻射定律

紅外線是一種電磁波，它的波長區域如圖 1-2 所示

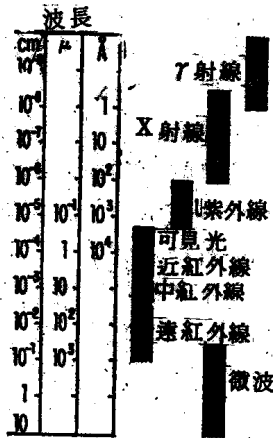


圖 1-2 電磁波譜

圖中， μ 表 10^{-6} 厘米， $\text{\AA}$ 表 10^{-8} 厘米，各種電磁波的波長分別以其常用單位 μ 或 $\text{\AA}$ 表之。紅外線的波長介於 0.75μ 與 1000μ 之間，它的短波部份與可見光相接，而長波部分與微波譜重疊。

在光譜學中，符號 ν' （波數）比 λ （波長）用得更普遍。波數就是每單位長度內週波之數，也就是波長的倒數。習慣上是以 cm^{-1} 作單位。紅外線的波長均以 μ 表之。在理論方面習慣用的單位則是頻率 ν 。 λ ， ν' ， ν 之間的關係如下：

$$\lambda = \frac{1}{\nu'} = \frac{c}{\nu} \quad (1-1) \quad (c = 2.997 \times 10^{10} \text{cm/sec, 即光速})$$

從量子力學的觀點來說，一頻率為 ν 的輻射量子的能量是：

$$\epsilon = h\nu \quad (1-2)$$

（ $h = 6.624 \times 10^{-27}$ 爾格，即蒲朗克常數）

而能量為 ϵ 的量子，其波長為：

$$\lambda = \frac{hc}{\epsilon} \quad (1-3)$$

〔黑體輻射〕現在我們來看一下有關紅外線熱源的輻射定律。各種物體加熱所放出的輻射全循此定律。這樣的輻射，不止一種波長。照經驗上的說法，一物體放射或吸收輻射的能力，要看它表面色澤“黑”到何種程度或“亮”到何種程度而定，這樣，便不能有個一般性的討論了。所以自克希霍夫（Kirchhoff）以後的物理學家，都假設了一個“黑體”作為有效的輻射體兼完全吸收體。雖然，實際上找不到真正具有這種性質的物體，但是，却發現

不透明物質所做的空腔上的開孔，具有“黑體”的特性。空腔壁所發出的輻射在腔內來回地反射，直到被吸收或自孔口逸出。發射、反射、吸收、再發射諸種作用，在空腔內達成一熱平衡的狀態，此時空洞內部的輻射強度在各處均相同，向各方向進行的或然率也相同。黑體輻射的強度，只與溫度有關，而與構成的物質無關。從孔口射出的黑體輻射也符合拉伯（Lambert）定律，即，其強度依法綫與孔表面夾角之餘弦值而變。故以垂直孔表面的方向為最大。（其它輻射體則少有接近此一定律者）。

就黑體而言，“總放射功率”與絕對溫度的四次方成正比（此稱史蒂芬—波茲曼定律），這裡這個“總”字是指的從零到無窮大的各種波長的輻射而言的，而“放射功率”的定義是每秒自一平方厘米上放射出去的輻射能量，以瓦特／平方厘米為單位。

任何實際物體的放射功率 W 都小於黑體輻射的放射功率 W_b ，二者之比（ W/W_b ）被定義為放射度 ϵ ，當然囉，對一個黑體而言， $\epsilon=1$ ，我們又定義吸收度 α 為：物體吸收的功率對射到它上面的功率之比。黑體的 α 也是 1，因此 $\alpha_b = \epsilon_b = 1$ 。就一非黑體而言，只要它不透明，則恒有 $\alpha = \epsilon$ 之關係，故我們可寫成下式：

$$W = \epsilon W_b = \alpha W_b \quad (1-4)$$

這就是克希霍夫定律。

我們再定義“譜放射功率 W_λ ”如次：“單位面積所放出波長在 λ 與 $\lambda + d\lambda$ 之間的輻射功率”。克希霍夫定律也可用於不透明體的“譜放射功率”即，

$$W_\lambda = \epsilon_\lambda W_{\lambda b} = \alpha_\lambda W_{\lambda b} \quad (1-5) \quad (\text{亦即 } \epsilon_\lambda = \alpha_\lambda)$$

這式子說明了一物體在一定溫度下，對某波長的放射力愈強，則對該波長的吸收力也愈強。

〔蒲朗克定律〕黑體的輻射性質與波長的關係，可由蒲朗克定律說明。此定律以其最簡單的形式表示出能譜的能量密度 u_ν ——即單位體積空腔所發出的頻率在 ν 到 $\nu + d\nu$ 間的輻射能：

$$u_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3 (e^{h\nu/kT} - 1)} \quad (1-6)$$

式中， c 為光速， k 為波茲曼常數（ 1.380×10^{-16} 爾格／度）， h 為蒲朗克常數， T 為絕對溫度。

蒲朗克公式的另一種型式是：

$$W_{\lambda_b} d\lambda = \frac{2\pi hc^2 d\lambda}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda kT} - 1)} \quad (1-7)$$

它表示每單位面積孔口，波長在 λ 與 $\lambda + d\lambda$ 之間的輻射能的放射率。

蒲朗克定律描述了從 0 到 ∞ 所有波長的黑體輻射的性質，當波長很長時，(1-7) 式中的 $e^{hc/\lambda kT}$ 將變成很小，故此時， $(e^{hc/\lambda kT} - 1)$ 可估計為 $\frac{hc}{\lambda kT}$ ，故

$$W_{\lambda_b} \cong \frac{2\pi hc^2 T}{\lambda^4 \left(\frac{hc}{k}\right)} = \frac{c_1}{c_2} \frac{T}{\lambda} \quad (1-8)$$

式中， $c_1 = 2\pi hc^2$ ， $c_2 = \frac{hc}{k}$ ，分別叫做第一、第二輻射常數。(1-8) 式就是瑞來—金恩定律，在 (λT) 遠大於 $0.1^\circ K$ 時（也就是說，在溫度很高、或波長很長的情況下），瑞來—金恩定律是一個很好的估計，但當波長較短時，該定律即與事實不符，這一點在 (1-8) 式中可看出，因為照該式看來，當 λ 變小時， W_{λ_b} 將會趨向無窮大，這是違反實際情形的。而用蒲朗克公式 (1-7) 描點作圖，則可得到如圖 1-3 的結果，該圖上的三條曲線分別表示 $600^\circ K$ ， $800^\circ K$ ，與 $1000^\circ K$ 時的黑體輻射能譜。我們從這些等溫曲線上，可看出，當 λ 趨近零時， W_{λ_b} 也趨近於零，然波長增加， W_{λ_b} 就很快地變大，達到一個極大值，然後再減小而趨近零。就各溫度的曲線看來，可知溫度愈高， $\lambda_{\max}$ 愈小（ $\lambda_{\max}$ 是 W_{λ_b} 極大時的波長），取蒲朗克公式對 λ 之導式，可求得 $\lambda_{\max}$ 之值：

$$\lambda_{\max} = c_3 / T \quad (1-9)$$

式中， c_3 為一常數： $2.898 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ K$

此即韋恩的位移定律，它用數學式子表示了一個現象世界裡的真實：當加熱到 $1000^\circ K$ 左右時，一個熱輻射體會變成暗紅色，再加熱到更高溫度，它會變成橘黃色。而天空中非常熱的星球（如天狼星的 $11000^\circ K$ ）放出的光則是呈的青色；我們所見的這些顏色，正是它們所放出的輻射中，波長 $\lambda_{\max}$ 的輻射，（因為其放射功率最強，壓倒了其它波長的，所以看得最為顯著，而藍色光比橙色光的波長為短，橙色光比紅色光的波長為短，這正吻合了上述各熱輻射體的溫度關係，這就是 (1-9) 式證諸事實的一個現象。

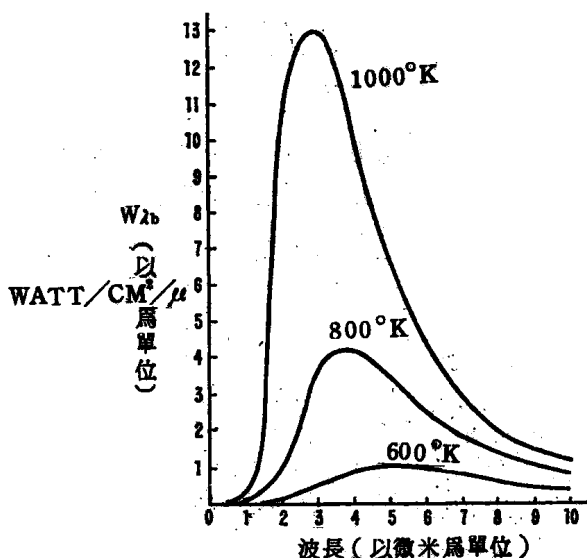


圖 1-3 黑體輻射能譜

在低溫時， $\lambda_{\max}$ 所在的範圍就在紅外線波長域內，例如，在 300°K 時， $\lambda_{\max} = 9.7\mu$ ；在 77°K 時 $\lambda_{\max} = 38\mu$ 等是。

把 $W_{\lambda b} d\lambda$ 整個積分起來，就得到總放射率：

$$W_b = \int_0^\infty W_{\lambda b} d\lambda = \sigma T^4 \quad (1-10)$$

這就是前面提到過的史蒂芬—波茲曼定律，式中， $\sigma = 2\pi^5 k^4 / 15c^2 h^3$ ，其值為 5.67×10^{-8} 爾格/平方厘米/(度)⁴/秒。圖 1-3 上可看出， W_b 就是曲線下的面積，顯然，當溫度上升時， W_b 就迅速增加。

有時我們希望知道在某個波長區域的放射功率，這只要將 $W_{\lambda b} d\lambda$ 在所須要的範圍內積分就得了。有一點要特別提一下的是 $\int_{\lambda_{\max}}^\infty W_{\lambda b} d\lambda$ 佔總放射功率的百分之七十五，而 $\int_0^{\lambda_{\max}} W_{\lambda b} d\lambda$ 佔總放射功率的百分之二十五，

例如，一個 4500°K 的黑體，它的輻射中，可見光和紫外光佔百分之二十五，其它的都是以紅外線的波長放出的。

〔非黑體輻射〕上面談了些有關黑體輻射的定律，可是實際上并無完全符合黑體輻射定律的物體。

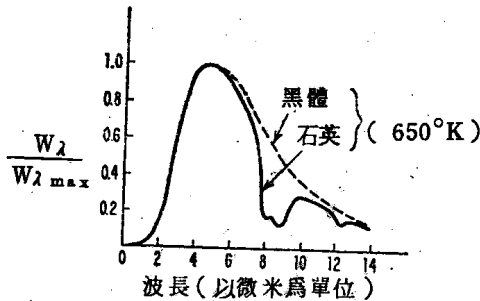


圖 1-4 650°K 時，石英晶體與黑體輻射能譜之比較

如圖 1-4 所示，石英的輻射能譜僅在一部分波長域內與黑體輻射符合。實際物體的輻射所以不同於黑體輻射的主要原因是：

第一，它們並不是不透明的，總有一部分輻射可以穿透它們。第二，它們會反射一部分的輻射。第一個效應的大小，要看物體的穿透度如何，而穿透度是由該物體的厚度和吸收係數而定的，例如，非常厚的物體，常是不透明的。第二個效應，對金屬而言，尤為顯著，任何具有光滑表面的物體，均有某種程度的反射，先看看金屬，它們具有完全不透明性與高度的反射性，所以當輻射到達金屬表面時，不被吸收的部分就反射出去。我們定義“譜反射度 ρ_λ ”：某波長輻射之反射功率對入射功率之比。對金屬言，不反射即被吸收，故 $\rho_\lambda + \alpha_\lambda = 1$ ，又由克希霍夫定律 $\alpha_\lambda = \epsilon_\lambda$ ，所以

$$\epsilon_\lambda = 1 - \rho_\lambda \quad (1-11)$$

大部份金屬之 ρ_λ 都很高，且與波長之應變也不甚大，是以金屬的放射度 ϵ_λ 一般都很低，例如，銀，它的 1μ 波長的放射度為 0.04， 5μ 的放射度為 0.03， 14μ 的放射度為 0.01。再看看非金屬的半透明體——為簡化問題起見，我們就先看一個平板狀的好了。——當加熱這塊板時，在它內部所生的輻射就朝外跑，其中一部分被吸收，其餘的到達表面，而達到表面的亦非全部都能出去，有一部分被反射回來，反射回來的輻射又有一部分被吸收，其餘的到達另一表面，如此反覆地被反射、吸收著。把所得到的無窮等比級數加起來，就是“有效放射度 ϵ' ”：

$$\epsilon' = \frac{(1 - \rho_\lambda)(1 - \tau_\lambda)}{1 - \rho_\lambda \tau_\lambda}$$

式中， τ_λ 表“譜穿透度”：即 λ 波長的輻射，穿透的與入射的功率之

比。此式稱為麥克馬虹式。

又此式可視為克希霍夫定律之一般式，因為 $\tau_2 = 0$ 時，這式子就成了 (1-11) 式了。

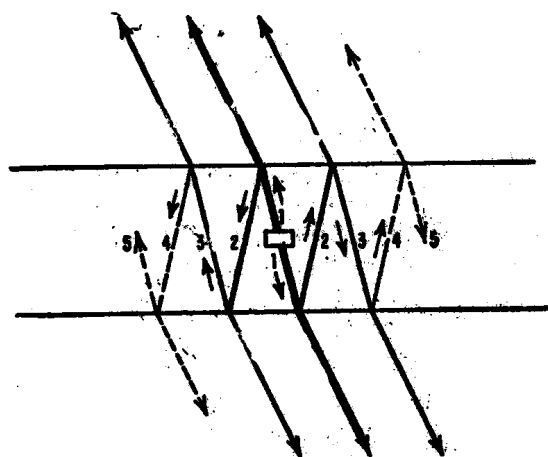


圖 1-5 一透明、吸收性的平板中之體積單元的輻射

在其它許多物理狀況下，輻射定律以更複雜的形式出現，還涉到更廣泛的一些問題。

第二章 紅外線輻射源

熱源

〔空腔輻射體〕“黑體”就是一種熱源。由不透明物做成的任意形狀的空腔，加熱到一均勻溫度所產生的黑體輻射，其特性僅隨溫度而異，與其它的條件無關。爲利用這空腔內產生的輻射，我們須在空腔壁上開一口，這開口的面積要與空腔的總面積有一較小的比例才好，否則其輻射即不會呈黑體輻射的特性；但若用高放射度的物質作空腔壁的材料，則開口雖大些亦不妨，而開口大的話，得到的輻射通量也大。

空腔輻射體常常做成中空의圓柱狀或圓錐狀，如圖 2-1

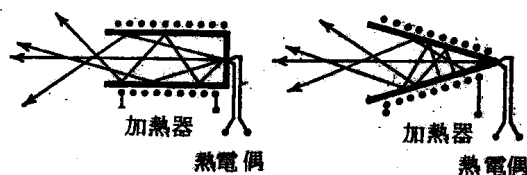


圖 2-1 圓柱狀和圓錐狀的空腔輻射體

一射線從開口出去之前，平均反射次數主要由開口面積對空腔總面積之比而定，就一固定的面積比而言，空腔壁材料之放射度愈大，則開口處所見之輻射體的放射度愈接近 1。根據高飛 (Govff'e) 的計算，有圖 2-2 的曲線系。

此面積比不只在紅外線輻射方面很重要，而且在高溫計的測度方面也很重要，——量一白熱、非黑體的固體的溫度時，通常是在該物體上鑽一暗孔，作爲一個微小的參考空腔，此小空腔之輻射可估計爲黑體輻射，（估計之精確度即視面積比而定，可參考圖 2-2）用輻射高溫計量其能譜，以此求得其溫度。若想要空腔在較高溫度下能操作，可用金屬（如氧化銅）或陶瓷作爲其壁材料。加熱器通常是用電阻絲，壁之溫度，可用一熱電偶測度。當所須溫度爲 1500°K 時，就得用石墨作壁材料了，可直接通電流加熱，爲了避免氧化，石墨外面還得加上充滿惰性氣體的保護層，不過石墨的紅外線放射度只有 0.5 左右。

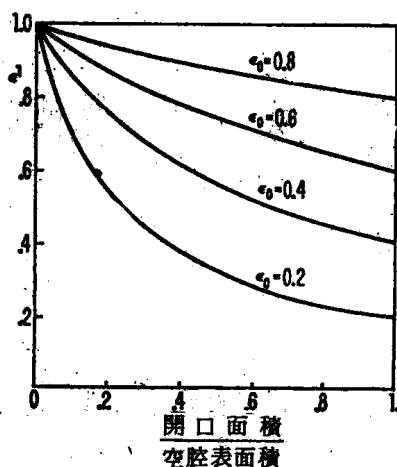


圖 2-2 空腔之有效放射度對面積比之曲線
(ϵ_0 為空腔壁材料的放射度)

〔**固體輻射體**〕以上所述之空腔輻射體，只有在須要有黑體特性時才用得上。實際上，不見得都要用黑體，通常，“灰體”(Gray body)也就夠了。紅外線光譜儀，通常就是用一根燒結的碳化矽作簡便的輻射源，這種材料的放射度約為 0.78 (對波長 $2 \sim 15\mu$ 的輻射而言)，其典型的操作溫度是 1300°K 。紅外線光譜儀器常用的另外一種輻射源是由鎢與鉍的氧化物混合製成，也是用直接通電來加熱。

金屬輻射體，通常以電熱器的型態廣泛地用於工業方面和家庭方面，因為它們放射度很低，故難以作為研究之用。例如，鎢絲， 0.9μ 的放射度是 0.38， 2μ 的放射度是 0.10， 5μ 的是 0.05， 10μ 以上的是 0.04，能在表面產生氧化物保護層的合金，放射度較大，如 Nichrome —— 一種廣泛地用於電暖爐、電熱器、烤箱等的電阻絲 —— 其 1μ 的放射度為 0.85， 10μ 的是 0.7。

〔**太陽**〕最重要的紅外線輻射源是太陽，它在地球大氣層上的平均總輻射通量是 2.00 卡/平方厘米/分，亦即 1400 瓦/平方米。因為太陽輻射對地球上一切自然現象有不斷左右之效應，故在實驗室中用它反而不便。此外，太陽爐也偶而建來作為實驗之用 —— 它是藉著一個龐大的拋物鏡面來聚焦，可得 1400°K 左右的溫度。若不是因為地球大氣層，則在地球上所見的太陽輻射，應是大略符合黑體輻射曲線的，若我們用太陽輻射能譜的近紅外線區去對照圖 1-3 的曲線系，則發現對應的該是溫度 5600°K 的那條，再用別的波長區去對照，一樣會發現對應的該是其它一些溫度的曲線，這是因為我

們所觀察到的太陽輻射能譜，實際上還附加了太陽表面各氣層的輻射，它們各自的性質。在一八八〇年左右，蘭格里（Langley）經過了廣泛的觀察，正確地做出了經過大氣層之後的太陽輻射能譜，見圖 2-3。

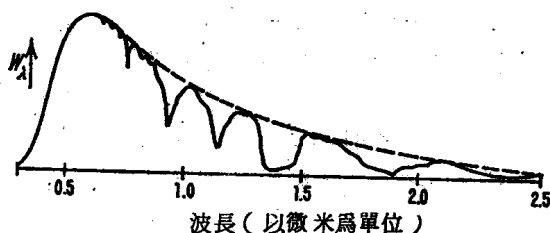


圖 2-3 太陽輻射能譜。（缺陷部分是由于大氣層的吸收所致）

非熱輻射源

這一節要是在三年前寫的話，簡直無話可談，因為那時候還沒有雷射，我們所知道的非熱輻射源只有放電管、高壓的水銀電弧燈、微波發生器等，然而自雷射發現以後，這片天地便突然變得海闊天空起來。一九五八年，蕭羅（Shawlow）與湯尼斯（Townes）首先提出這一方面的理論，兩年之後，梅曼（Maiman）就在實驗室裡成功了第一次的雷射。“雷射”的原意是“激勵輻射光波放大效應”。可是大部分的雷射實際上是作輻射發生器而非放大器用的。將放大作用轉變為“發生作用”僅須將一部分輸出功率回授回去便得，回授裝置是鏡面——它把一部分的輻射反射回雷射介質——，鏡面間的距離與雷射輻射的波長有關，同時也決定了相位。

〔紅寶石雷射〕雷射的主要部分，就是擔任放大任務的介質。紅寶石雷射即以紅寶石晶體作介質——它是一種鋁氧化物，加少量鉻氧化物而成，色呈淡紅——，紅寶石雷射放出深紅色的單頻光，其波長約為 0.693μ 。鉻離子 Cr^{+3} 是一種活潑的物質，它接受高能光子而升到高能階，再從高能階跳回而放出紅光，氧化鋁晶體則充當鉻離子散布的間質。別種活潑離子，也一樣能放出輻射，例如，稀土金屬的離子或鈾離子摻在氟化鈣或鎢化鈣中，也是有用的雷射晶體。

紅寶石雷射的構造如圖 2-4，閃光燈與橢圓鏡面的作用，是把強烈的輻射脈動傳送到晶體棒上，一些鉻離子吸收了能量後跳到暫穩激態，在通常情況下，這些離子會很快地跳回基態，並放出相對為弱的螢光輻射，其波長的分佈在 0.7μ 一帶。然而，若光脈動強到足以使大部分離子在瞬間跳到激態，則進行遷躍（Transition）的離子的輻射便激勵其它仍在暫穩激態的

離子亦加入此一過程。紅寶石棒兩端鏡面的作用是反射輻射回晶體內，以是產生引發激勵輻射所須的強大電磁場。激勵輻射與自發輻射結合的過程迅速地造成一崩落的態勢，像一道閃光似的自一端半透明的鏡面中射出具有相同相位的輻射，其瞬時功率密度高達每平方厘米數千瓦。兩端鏡面的間隔若為波長的整數倍，則出來的輻射將是單一頻率的。

在適當條件下（如保持晶體於低溫），也可以做出連續的雷射輻射。總而言之，我們發現紅寶石雷射是一種高度單頻和放射力強大的紅外線源，它們可以間歇地放射高功率，或連續地放射低功率。

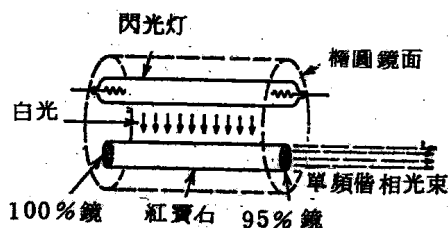


圖 2-4 紅寶石雷射圖樣

〔氣體雷射〕一九六一年，加凡（Javan）首創了氣體雷射，其介質不是晶體，而是低壓氦與氖的混合氣，氖的作用相當於紅寶石中的鉻。同時，它用放電來代替紅寶石雷射中的閃光燈。電子與氦原子碰撞，使它升到激態，而激態的氦原子與氖原子碰撞，可以產生過量的激發態氖原子。氣體放電管兩端的平面鏡使管中有極強的駐波場而引起激勵輻射。氣體雷射是連續的，但其功率密度比紅寶石的脈動雷射要低。其輻射也是高單頻、偕相位、可以極化的。氦氖氣體雷射可放射幾種不同的波長，（大多是在可見光領域），分別對應著某些能態間的遷躍。還有別的氣體雷射，也大多是放射紅外線的。

〔半導體接合式雷射〕有時當電流以正向通過一P-N接合體時，電子與“電子空位”的再結合會有紅外線伴隨發生。把半導體接合片的兩邊磨光，則當電流密度超過某個值時，就會產生雷射。由於高電流密度會產生熱，故半導體接合式雷射通常只作低溫下短時間的脈動操作。半導體接合式雷射的量子效率趨近1，也就是說，每一個電子（或電子空位）越過接合部時，就差不多有一個光子放出。輻射的波長大致對應於半導體的共價帶與傳導帶間之能量隙。如，GaAs半導體的能量隙是1.45 eV，其雷射波長約為0.855 μ 。InAs的能量隙是0.35 eV，其雷射波長約為3.5 μ 。半導體接合式雷射無疑地將成爲一種有用的紅外線源，——特別是由於它體積小和效率高。

第三章 紅外線輻射的測量

熱檢波器

當我們站在一堆熊熊火焰的前面，或者在日正當中時，平躺於海灘上，我們可毫無困難地感覺到它們的輻射。然而，當一位天體物理學家想由測量月球的輻射，來決定月球表面的溫度；或是一位化學家想利用紅外線光譜儀，來決定由分子振動所引起的吸收光帶的強度時，則與前者迥然不同。在後面這種情況，我們只能得到非常小的輻射功率，且需使用非常靈敏的儀器，來偵測這些輻射。事實上，自紅外線被發現以來，最主要的問題之一，就是尋求能夠測得更少量輻射能的檢波器。

熱檢波器已由於輻射熱效應的概念而萌生了。當照在接收器的輻射被吸收時，接收器的溫度就升高，利用這種物質和溫度之間的依存性，我們可觀察接收器的溫度。目前最通行的三種熱檢波器是：氣體電池，熱電偶，和測輻射熱計（bolometers）。其他形式的熱檢波器、輻射器，曾經被熟練的實驗物理學家，如普林格謝（E. Pringsheim），克柏廉茲（W. W. Coblentz）和阿伯特（G. G. Abbot）等使用過，都已成了歷史陳跡。熱檢波器的特徵是它們一成不變的光譜反應。如果它們先被適當地黑化（在真空中沉澱金黑色的煙塵），則其反應度在很寬的波長範圍內，仍幾乎保持常數。另一類的輻射檢波器，光子或量子檢波器，則由於在長波範圍，有突然的截止特性，而顯現出全然不同的光譜反應。在下一段，我們就要討論一些光子檢波器。

〔哥雷電池（Golay cell）〕氣體檢波器利用氣體顯著的熱膨脹，當做測量溫度變化的性質。赫歇爾和其他早期的研究者，曾使用不同的液體溫度計，這些當然不能得到很高的靈敏度。而氣體檢波器的被使用，還是近幾年來，用電子裝置放大微小的氣體膨脹的技術成熟以後的事。由海斯（H. V. Hayes）（1936）所改進的檢波器，電子讀出是利用一個易彎薄膜和一個安定板間的電容變化而得到的。在哥雷電池中，易彎薄膜的位移，利用光學