大氣輻射簡要

顧 震 潮 編 譯

龍 門 聯 合 書 局 出 版

大氣輻射簡要

顧震潮編譯

龍門聯合書局出版

大氣輻射簡要

顧震潮編譯

龍門聯合書局出版
上海南京東路61號101室
中國圖書發行公司總經售
啓智印刷廠印刷

1953年7月初版　　數印 0001–2600 冊

新定價 ¥ 3,000

上海市書刊出版業營業許可證出 029 號

目　　錄

引論和一些定義*

輻射的定義 除了溫度在絕對零度，一切物質都用電磁波的形式把能量向四周放散。這種能量的放散以及這種能量本身稱做輻射。輻射很容易和傳導、對流等別種熱量輸送方式分別開來，因爲輻射的傳播速度極快，等於光速，同時它透過空間并不需要中間有什麼媒介物質。

輻射這名稱下所包括的現象，可以按波長來分類。在光譜的短波那一頭，有波長短到 10^{-14} 厘米的宇宙輻射，而在長波那一頭，有波長長到幾仟米的從電力輸送線所放射的輻射。在這兩者之間是 γ-射線、X-射線、紫外輻射、看得見的光線、紅內輻射和無線電波。和氣象有關係的輻射，是太陽上、地球上、大氣裏來的輻射，它們中有紫外輻射、看得見的光線、以及紅內輻射。在這段波長裏，習慣上所用的單位是微米(μ)，一個微米等於 10^{-4} 厘米(萬分之一厘米)。用這單位來算的話，太陽輻射和地球輻射的波長大致在 0.15 和 120μ 之間。

輻射的吸收和發射 物體所發射的輻射和物體的物理狀態有關。氣體、液體、固體的輻射特性各各不同。吸收也是這樣。

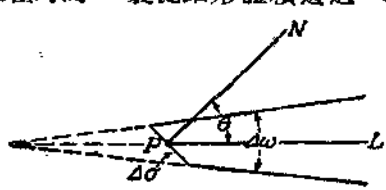
---

* 因原文有若干地方講得太偏重原子物理，略有刪改 ——譯者.

溫度和壓力對氣體的吸收作用影響很大。壓力愈大，溫度愈低，那麼吸收作用也愈强。當然發射和吸收還和物體的成分有密切關係。各種物質所發射和吸收的輻射是有極大不同的。

輻射的計算　1. 輻射通量的定義：輻射通量就是在單位時間內，每單位面積上，從表面的一邊穿到另一邊去的輻射能量總數。所以假如在時間 Δt 裏通過某小塊面積 $\Delta\sigma$ 的能量是 Δv，那末通量 F 就是 $\Delta\sigma$ 和 Δt 趨近於零時 $\frac{\Delta v}{\Delta\sigma\Delta t}$ 的極限。氣象最常用的輻射能量單位是 15°C 下的克卡*，因此輻射通量常用每分鐘每平方厘米的克卡數來表示。

2. 輻射强度的定義：如果輻射用各個角度穿過表面，那末我們必須替在某方向上流過的輻射量定一個衡量。假如 $\Delta\sigma$ 是包括 P 點的一個微小面積，N 是 P 點上 $\Delta\sigma$ 的法線，而 L 是通過 P 點而和 N 成 θ 角的一條線。圍繞 L 做一個立體角是 $\Delta\omega$，而和 $\Delta\sigma$ 的周界相交的小圓錐，這樣就形成了一個貼在 $\Delta\sigma$ 上的截錐體。如果在時間 Δt 裏從錐形體積通過 $\Delta\sigma$ 的能量是 Δv



第1圖　强度的定義

* 即一克水從 14.5°C 升到 15.5°C 所需要的熱量——譯者。

(見第1圖)，那末在 P 和 L 保持不變而 $\Delta t, \Delta\omega, \Delta\sigma$ 趨近於零時，$\frac{\Delta v}{\Delta t\ \Delta\omega\ \Delta\sigma\cos\theta}$ 這式子的極限，就稱做在 P 點 L 方向上輻射場的強度 I，在這種定義下，一定方向上的強度，就是和這表面垂直的方向上每單位立體角裏的輻射通量。

注意，如果輻射柱是平行的話，上面的強度定義就不能用了。因爲這時候輻射柱以外的任何方向上強度是零，而在輻射柱的方向上，因爲 $\Delta\omega$ 趨近於零時，$\frac{\Delta v}{\Delta t\ \Delta\sigma\cos\theta}$ 仍舊有一定數值，所以 $\frac{\Delta v}{\Delta t\ \Delta\omega\ \Delta\sigma\cos\theta}$ 這商數就變做無窮大了。

3. 通量和強度的關係：因爲法線與 L 成 θ 角的單位面積，投影到與 L 垂直的平面上，就要乘上 $\cos\theta$，所以 L 方向上每單位立體角通過這單位因積的能量通量是 $I\cos\theta$。於是限制在微小立體角 $d\omega$ 裏的輻射通量是 $I\cos\theta\ d\omega$。所以通過某面積的總通量就等於下面這積分

$$F=\int I\cos\theta\ d\omega. \tag{1}$$

積分取在把那面積包括在底面積裏的一個半球上．如果把積分取在整個球面上，那就得到通量淨額．用球面座標方位角 ϕ，式(1)變成

$$F=\int_0^{2\pi}d\phi\int_0^{\pi/2}I\cos\theta\sin\theta\ d\theta \tag{2}$$

除非我們知道 I 與 θ 及 ϕ 的關係，我們是不能夠把這個通量式

子積分起來的。 假如 I 和方向無關，我們就把輻射場稱做是各向同性的。 在這種情形下，積分出來就是

$$F=\pi I. \tag{3}$$

或者說，在各向同性的輻射場裏，通過一個任意表面的輻射通量，等於强度的 π 倍。

4. 蘭勃特定律：假如，我們把表面每單位面積在和表面法線成 θ 角的方向上所發射的輻射强度記做 I_θ，蘭勃特定律說的就是 I_θ 和 $\cos\theta$ 成正比，或者

$$I_\theta=I_0\cos\theta, \tag{4}$$

這裏 I_0 是正交發射時的 I_θ. 不過，假如在 θ 方向上，從表面向外流出的輻射總强度是 I，那從 I 的定義可知

$$I_\theta=I\cos\theta_0.$$

把這代入式(4)得

$$I=I_0=\text{常數}. \tag{4'}$$

或者說，物體所發射的輻射强度和方向無關。 如果我們在遠處看一個白熱球體，它看來就像一個亮得很均勻的圓盤，這一點正和蘭勃特定律相符。 普遍地說來，蘭勃特定律只對完全吸收體(所謂"完全黑體")才絕對正確；此外只有大致對可以當做黑體的物體，蘭勃特定律才對．太陽的圓盤形外部略爲暗一些，就可以用太陽外部氣圈中氣體的不完全的吸收本領來解釋。

黑體輻射，克希荷夫定律 一個物體的吸收性質和發射性

質的關係，可以由下面這個理想實驗來建立。假想有一個空室，四面由能夠把各種波長的輻射完全吸收的壁圍了起來。假如全部系統和外邊絕熱隔離，壁上的溫度就不變，空室裏輻射場的強度就到處都是一樣，并且和方向無關。在這種輻射平衡下，從壁上射出的發射強度必須等於空室裏的常數強度。於是壁上某部份的發射強度就跟壁的組成和方向無關。對任何波長的輻射都能完全吸收的物體叫做黑體。因此我們證明了這個定理：黑體所發射的輻射，它的強度和黑體本身的組成物質以及發射方向無關。注意這話的第二部分和式(4′)的意思一樣。所以黑體發射的強度只是溫度和波長的函數。由於我們只討論物體的發射率，它不受四周輻射場的影響，所以這定律的合用性與我們在推演時所假定的特殊形式的輻射平衡無關。

現在我們在空室裏放上一片吸收物質，并且使它和四周達到溫度平衡。假定在任意方向上有一道輻射流射在這片東西上。一部份的射入輻射 a_λ 就被吸收，還有一部份 $1-a_\lambda$ 可以透過。假如用 e_λ 代表在那方向上那片東西的發射強度，那末因為在空室裏輻射強度到處相同，射入光柱的強度必須等於射出光柱的強度，而後者又等於透射的黑體輻射強度加上發射的強度。因此

$$F_\lambda=(1-a_\lambda)E_\lambda+e_\lambda \tag{5}$$

或者

$$\frac{e_\lambda}{a_\lambda}=E_\lambda \tag{5'}$$

這就是物質發射作用方面的克希荷夫定律，它可以寫做：物質發射強度和部份吸收的比數等於同一波長、同一溫度下的黑體輻射強度． 這裏我們并沒有討論反輻射和散射，不過我們可以證明即使顧到這兩個因子，這定理也仍舊是對的．

在上面這形式下的克希荷夫定律，適用於處理物體內部有發射、吸收存在的氣體的輻射轉移． 根據液體或固體表面上發射和吸收之間的關係，我們可以求得類似的形式（在這表面只反射輻射，但不透射輻射）．

從克希荷夫定律我們立即可以知道：物體所發射的輻射強度不能夠超過黑體輻射強度，并且只有在物體成爲不透明的那段光譜區域和黑體輻射強度相等． 例如對於長波的大氣輻射，地面幾乎是不透明的，不過它卻反射一部份的太陽輻射． 所以在長波區域裏，它發射了黑體輻射，而且在短波區域裏就發射得比黑體輻射來得少．對任何波長的射入輻射都吸收同一比例的物體，稱做灰體．依照克希荷夫定律，灰體能夠發射同一比例的黑體輻射強度．

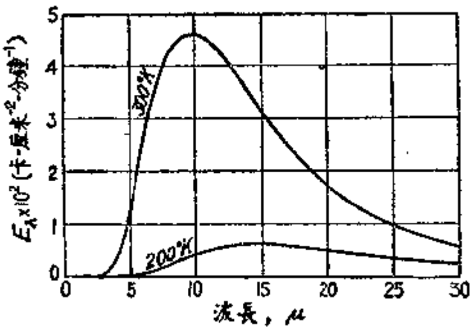
普朗克輻射定律 我們上面證明黑體的發射強度只跟它的溫度和波長有關． 普朗克最先求出這關係的精確形式．

$$E_\lambda=\frac{2hc^2}{\lambda^5}\,\frac{1}{e^{\frac{ch}{\lambda KT}}-1} \tag{6}$$

這裏 h 是普朗克常數，它的數值是 6.55×10^{-27} 爾格-秒，c 是光

速每秒 3×10^{10} 厘米，K是波次曼常數，等於每度 1.37×10^{-16} 爾格。 T是物體的絕對溫度。

第 2 圖所表示的是溫度 $200°K$ 和 $300°K$ 下的黑體發射曲線。



第 2 圖 $\Delta\lambda=1\mu$ 的黑體輻射發射光譜

維恩移位定律·太陽的顏色溫度 從第二圖可知相當於最大強度的波長隨溫度的升高而減少。 這規則的定量的表示可以從普朗克的普遍定律，照普通求極大值的辦法求得。 使方程(6)右邊對 λ 的微分等於零，我們就可以知道強度最大的 λ 值和絕對溫度 T 成反比，即

$$\lambda_m=\frac{a}{T} \tag{7}$$

a 的數值是 0.288 厘米度。

太陽輻射的最大強度在青綠區域波長 0.475μ 的地方。 假

定太陽是完全黑體，從維恩定律可以求得溫度是 $6090°K$，這溫度稱做太陽的顏色溫度。

司蒂芬-波次曼定律 把式(6)在 0 到 ∞ 之間積分，便可得到黑體發射的總強度

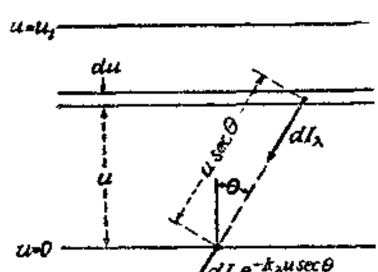
$$E=\frac{\sigma}{\pi}T^4 \tag{8}$$

這裏 $\sigma=\dfrac{2\pi^5K^4}{15c^2h^3}$. 這就是司蒂芬-波次曼定律，他說，黑體所發射的總能量和絕對溫度的四次方成正比。第 2 圖裏每條曲線下面的面積就代表了那溫度下黑體所發射的總強度。

前面證明過黑體代表面的發射強度和方向無關。所以從式(6)可得

$$F_b=\pi E=\sigma T^4. \tag{9}$$

σ 的數值是 5.70×10^{-5} 爾格-厘米$^{-2}$-秒$^{-1}$度$^{-4}$，或 0.817×10^{-10} 卡厘米$^{-2}$分鐘$^{-1}$度$^{-4}$。



第 3 圖 通過無窮薄氣層的輻射強度

比厄吸收定律 如果單色輻射柱在吸收介質裏射過一個無窮小距離 dl，那末就有一部份強度被吸收。我們假定被吸收的比數和吸收物質的密度以及距離 dl 成正比，而和本身強度無關。那末，

$$\frac{dI_\lambda}{I_\lambda}=-k_\lambda\,\rho dl \tag{10}$$

這裏 I_λ 是單色光的强度 $\left(I_\lambda=\frac{dI}{d\lambda}\right)$. 比例常數 k_λ 稱做介質的吸收係數. 把式(10)積分得

$$I_\lambda=I_{\lambda 0}e^{-k_\lambda\int_0^l \rho dl}, \tag{10'}$$

$I_{\lambda 0}$ 是原來的强度，l 是輻射柱所穿過的總距離(第3圖)，積分 $\int_0^l \rho dl$ 代表 l 距離中單位截面的一段吸收物質底質量，它稱做光學路徑長度，記做 m. 把它代入方程式(10')得

$$I_\lambda=I_{\lambda 0}\,e^{-k_\lambda m} \tag{11}$$

這就是比厄定律.

我們這裏無形中假定 k_λ 只隨波長而變；不過我們在前面也提到過物質的吸收本領也和壓力、溫度有關. 如果在輻射柱的通路上，這些物理量是有變化的話，k_λ 就要放在指數上面積分記號的裏面.

討論輻射通過大氣時的透射作用，我們常常假定吸收物質作均勻的水平層結. 這樣、密度 ρ 就只和垂直座標 z 有關，而路徑長度 m 可以寫做 $\int_{z_0}^{z_1}\rho\,dz\sec\theta$，$\theta$ 是輻射柱方向和垂直方向的夾角. $\int_{z_0}^{z_1}\rho\,dz$ 這量叫做高度 z_0 和 z_1 之間這氣層光學深度或

光學厚度，它等於 z_0 與 z_1 之間截面面積 1 平方厘米的垂直氣柱裏所含吸收物質的克數。

水平氣層輻射通量的計算 大氣中輻射轉移的中心問題，就是如何計算從水平氣層的一邊所發射出來的輻射通量。以後可以知道，與大氣輻射冷却或加熱有關的一切問題，最後都要牽涉到通量的决定。我們假想有一個氣層，兩邊用無窮大的水平平面做界限，它裏面的吸收物質在水平方向上是均勻層結的。我們先來計算在這層底部所受到來自光學厚度 du 的無窮薄氣層的輻射通量。假如在 θ 方向上薄層所發射的強度是 dI_λ，從氣層底部向上量得的光學厚度是 u，那末根據比尼定律透射到氣層底部的強度就是 $dI_\lambda e^{-k_\lambda u \sec\theta}$。把這透射強度的式子引用到方程(2)，我們就得到在氣層底部所受到從無窮薄層來的輻射通量。

$$dF_\lambda = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} dI_\lambda e^{-k_\lambda u \sec\theta} \sin\theta\cos\theta\, d\theta \qquad (12)$$

不過從克希荷夫定律〔方程(5′)〕，一片物質在一定方向上所發射的強度等於黑體輻射乘上同一方向上的吸收比例數。在現在這問題中，無窮薄層的吸收比例數是 $k_\lambda\, du \sec\theta$，因此 $dI_\lambda = k_\lambda\, du \sec\theta\, E_\lambda$，在對 ϕ 積分後式(12)變做

$$dF_\lambda = 2\pi E_\lambda du \int_0^{\pi/2} k_\lambda e^{-k_\lambda u \sec\theta} \sin\theta\cos\theta\, d\theta \qquad (13)$$

假如用 τ_f 表示積分 $2\int_0^{\pi/2} e^{-k_\lambda u \sec\theta} \sin\theta\cos\theta\, d\theta$，$dF_\lambda$ 的式子就化做

$$dF_\lambda = \pi E_\lambda \frac{d\tau_f}{du} du. \tag{14}$$

把式(14)從 $u=0$ 積分到 $u=u_1$（u_1 是整個氣層的光學厚度），又從 $\lambda=0$ 積分到 $\lambda=\infty$，就得到氣層底部的向下總通量 F. 把這積分做出來，并且照式(3)把單黑色體輻射通量 $(F_\lambda)_b$ 代替 πE_λ，則我們得到

$$F = \int_0^\infty d\lambda \int_0^{u_1} (F_\lambda)_b \frac{d\tau_f}{du} du. \tag{15}$$

實際計算大氣輻射的時候，可以用圖解法來求這積分的數值。那方法下文再談。

太陽輻射

太陽輻射的性質 多年來的觀測，表明太陽輻射歷年來看不出有什麽變化，它只隨緯度和季節而有不同。 進入太陽輻射多少的衡量之一就是太陽常數。 它的定義，就是日地平均距離下，在地球大氣外表和太陽光線垂直的面上所受到的太陽輻射通量。 太陽常數的數值是 1.94 卡/平方厘米-分鐘。

太陽輻射的光譜分佈和黑體非常相似。 假定太陽是完全黑體，我們能夠用波次曼定律算出。 爲了使地球外邊得到太陽常數那末多的輻射通量，它溫度應該多高。這溫度稱做太陽的有效溫度，它等於 $5760°K$。 有效溫度和前面所說的顏色溫度不同。 因爲太陽外表氣層的選擇吸收作用使太陽總輻射量減少，不過強度最大的波長仍舊沒有多大變化。

從普朗克定律可知：太陽這樣溫度下的黑體所輻射的能量 99% 以上是在 $0.15-4\mu$ 這波長範圍之內的。 大致有一半的輻射是在 $0.38-0.77\mu$ 這段可見區域裏的，其餘一半在紅內區域和紫外區域裏。

太陽輻射的地理分佈和季節分佈 如果大氣不存在，地表面上某點所受到的太陽輻射通量就只隨太陽離開天頂的距離

(天頂角) θ 和太陽跟地球的距離而變. 用 I 代表太陽輻射的強度,輻射通量可以由式(1)決定:

$$F=\int I\cos\theta\, d\omega. \tag{16}$$

積分展布於太陽所對的立體角 $\Delta\omega$ 裏. 在這小角度裏 I 可以看做常數,因此

$$F=I\cos\theta\cdot\Delta\omega=I\cos\theta\frac{\pi a^2}{r^2} \tag{17}$$

這裏 a 是太陽半徑, r 是太陽到地球的距離,當 $\theta=0$, $r=r_m$(日地平均距離)時,上面所代表的就是太陽常數,卽

$$S=\pi\frac{a^2}{r_m^2}\cdot I. \tag{18}$$

注意强度 I 比太陽常數 S 要大許多許多,我們把式(18)代入式(17)就得

$$F=S\cos\theta\frac{r_m^2}{r^2} \tag{19}$$

假如不需要十分精密, r_m^2/r^2 可以看做等於 1. 由此我們就得到大家所熟悉的太陽輻射餘弦定律,卽

$$F=S\cos\theta. \tag{19'}$$

把式(5)對太陽在地平線以上的時間段求積分,我們就得到白天裏地球表面每單位面積所受的總能量. 這積分的計算是一個天文問題,我們這裏只把它的結果寫出來. 假如當地緯度是 ϕ,太陽赤緯是 δ,日出和正午(或正午與日沒)之間的時角是