

CHAPTER 2

波的粒子特性

Particle Properties of Waves

十七世紀

粒子說



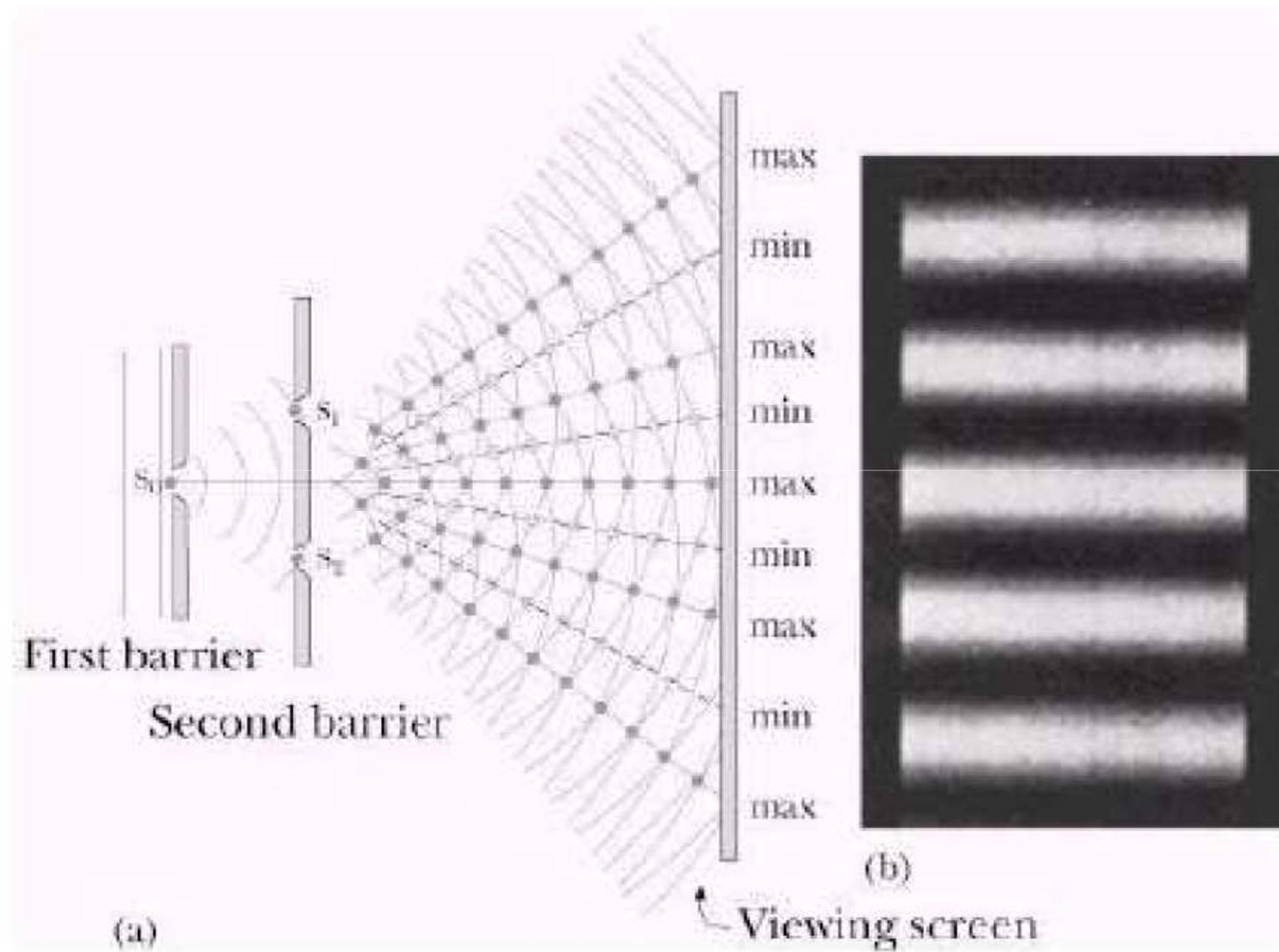
Newton

波動說



Huygens

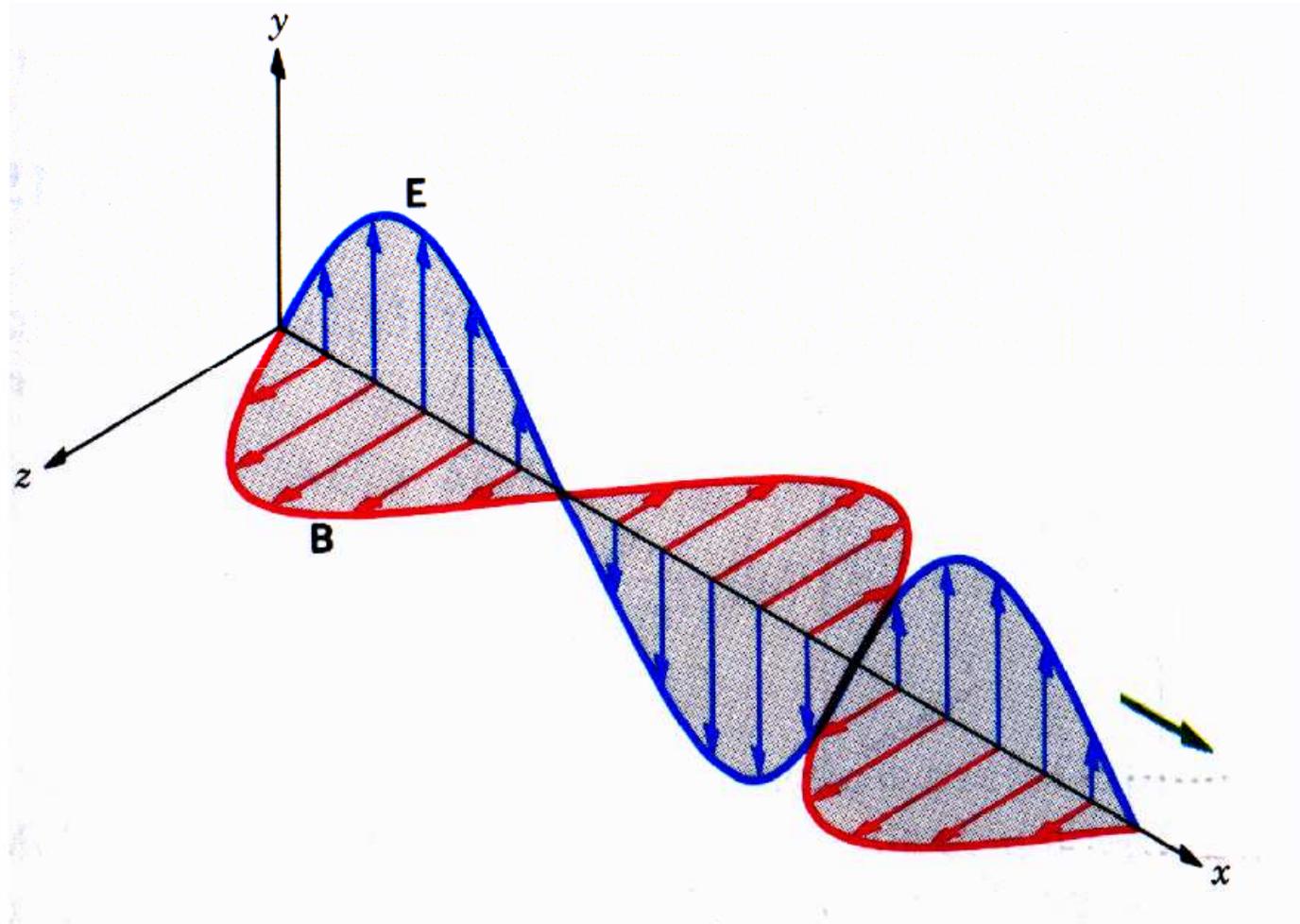
1801年Thomas Young的雙狹縫實驗



證實了光的波動性！

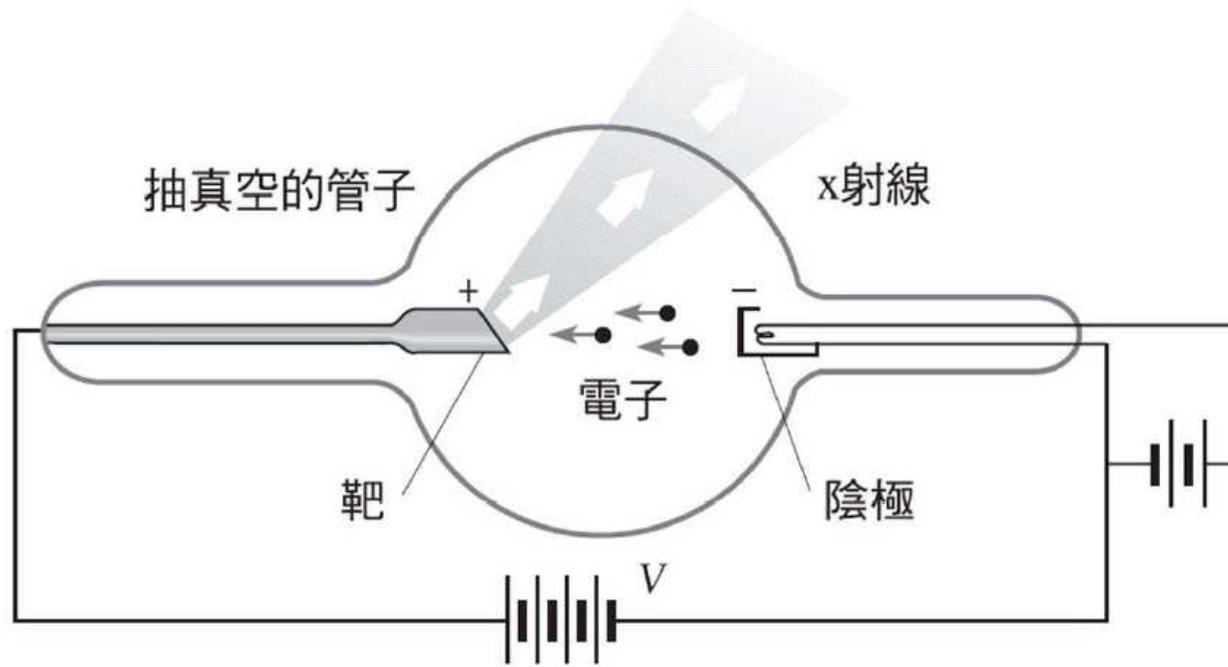
1864年James Clerk Maxwell的電磁學理論

光即是電磁波！

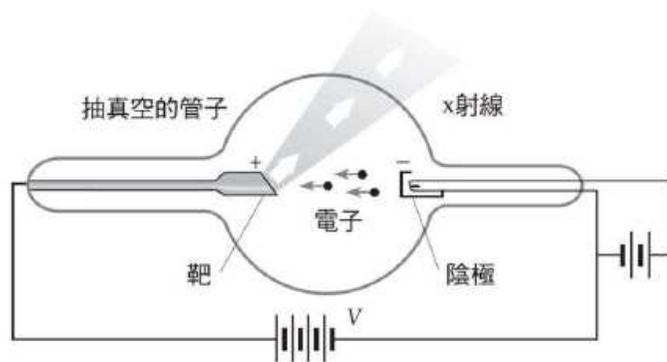


2.5 x射線 X-Rays

- 在1895年時，崙琴 (Wilhelm Roentgen) 發現當快速電子撞擊物質時，會產生一種未知性質的高穿透力輻射。



▲圖10-9 史上第一張 X 光照片—崙琴夫人的左手。



Duane-Hunt 經驗公式

$$\lambda_{\min} = \frac{1.24 \times 10^{-6}}{V} \text{ V} \cdot \text{m}$$

連續光譜

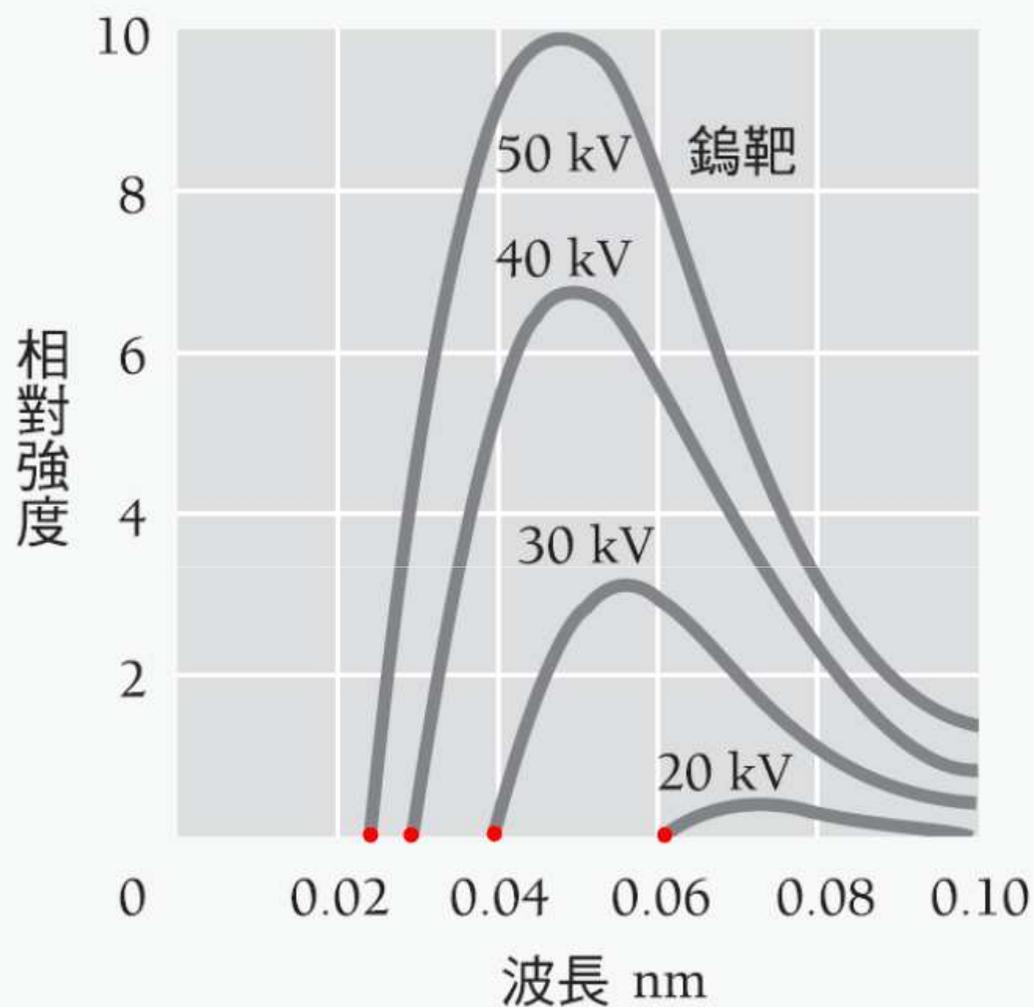
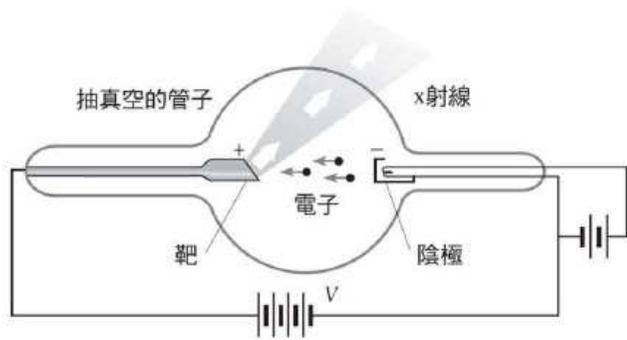


圖2.16 在不同加速電位下，鎢的 x 射線光譜。



Duane-Hunt 經驗公式

$$\lambda_{\min} = \frac{1.24 \times 10^{-6}}{V} \text{ V} \cdot \text{m}$$

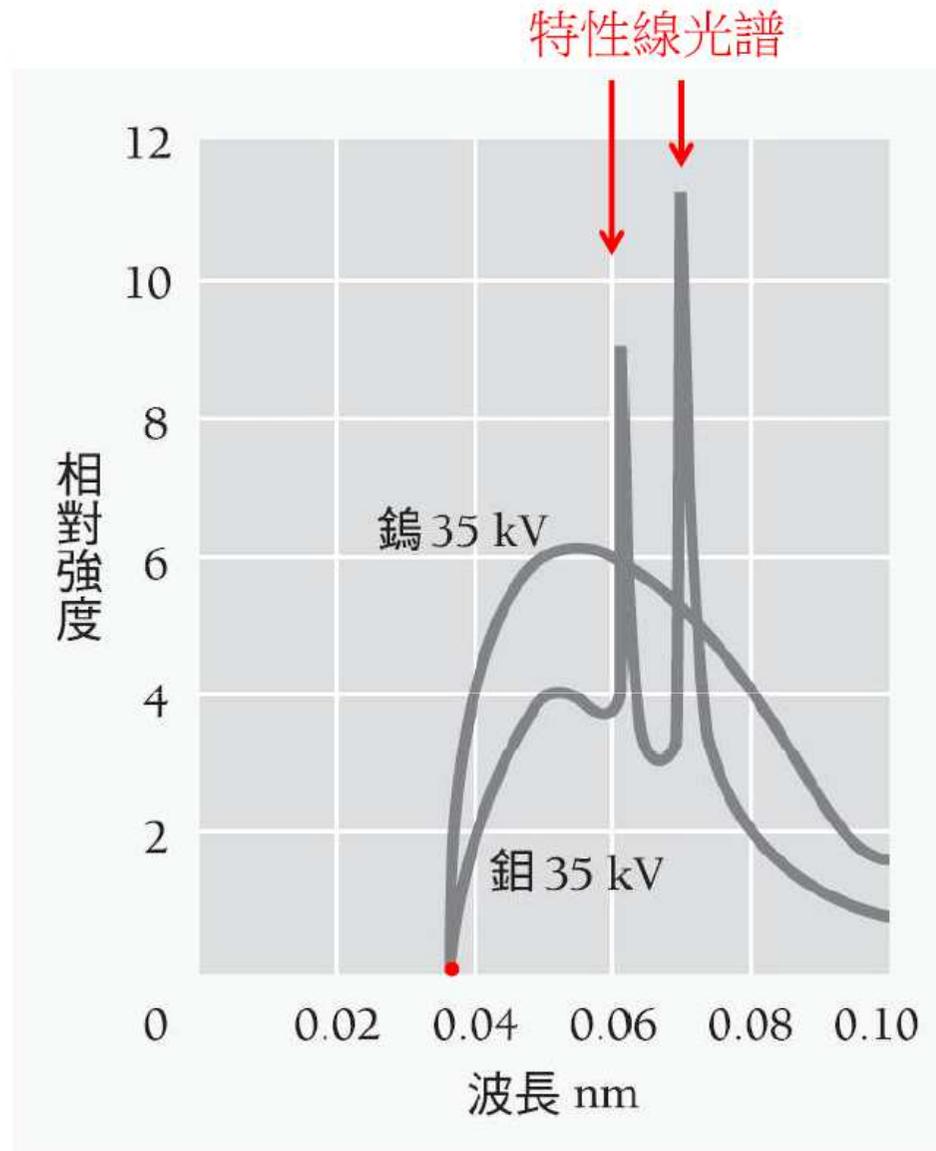
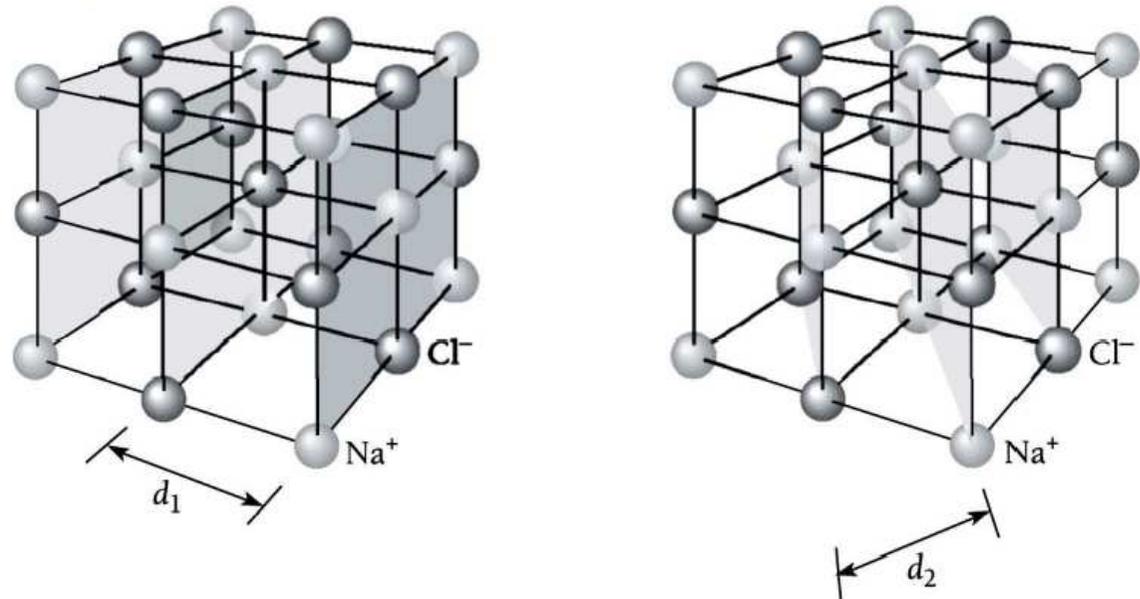


圖2.17 鎢和鉬在 35 kV 加速電位下的 x 射線光譜。

2.6 x射線繞射 X-Ray Diffraction

如何決定 x 射線的波長。

晶體中的原子可被用來定義許多平行平面族，如下圖所示，每一個平面族之間具有特定的間隔，這個分析是在 1913 年時由布拉格所提出，而為了紀念他，我們將上述的平面稱為**布拉格平面 (Bragg plane)**。



Bragg condition : $2d \sin \theta = n\lambda$ $n=1, 2, 3, \dots$ (2.13)

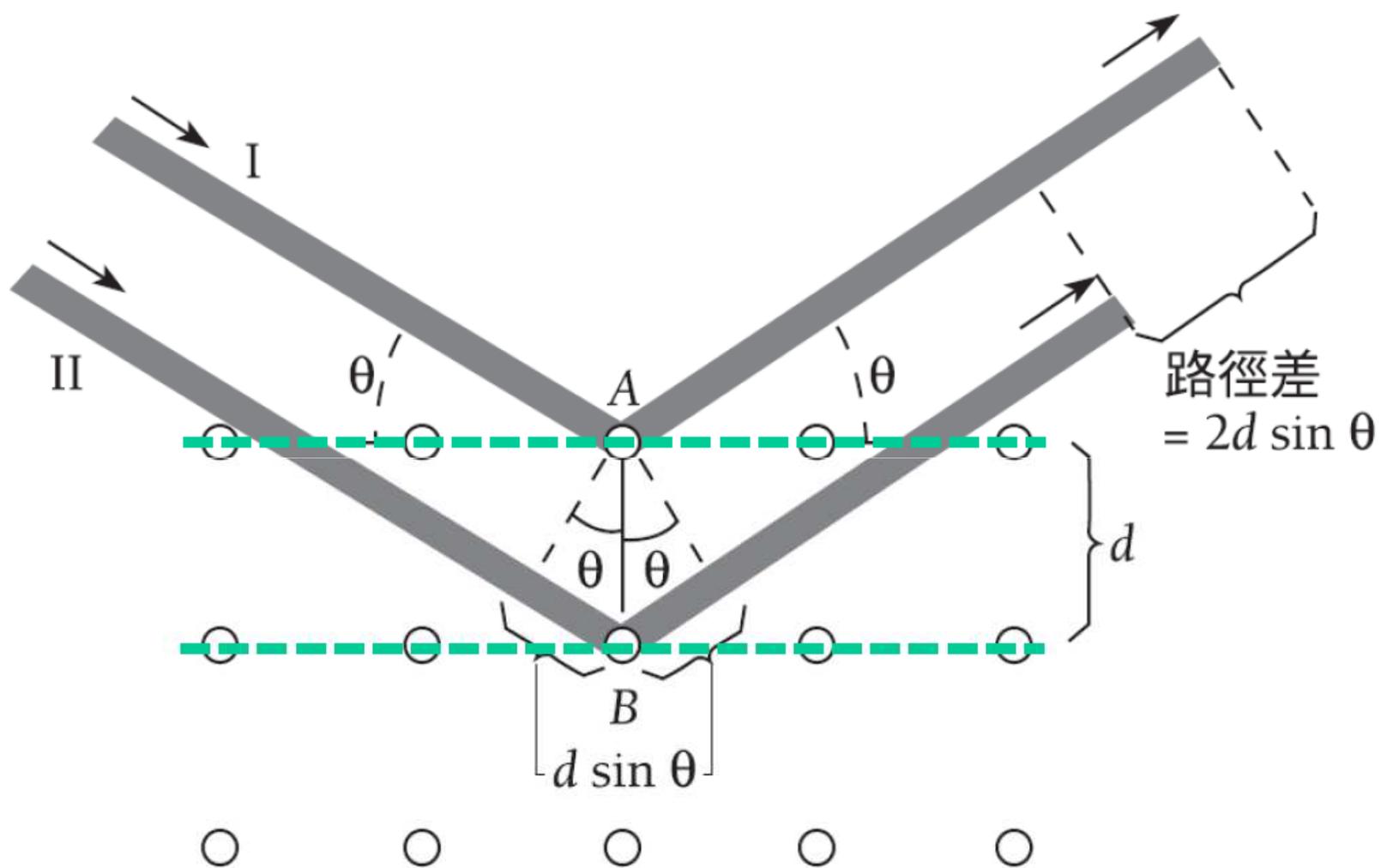
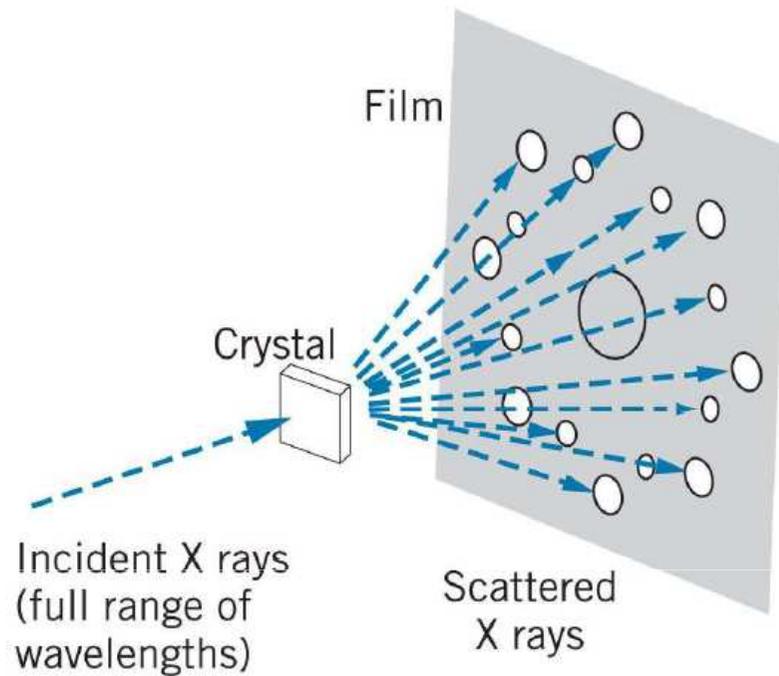
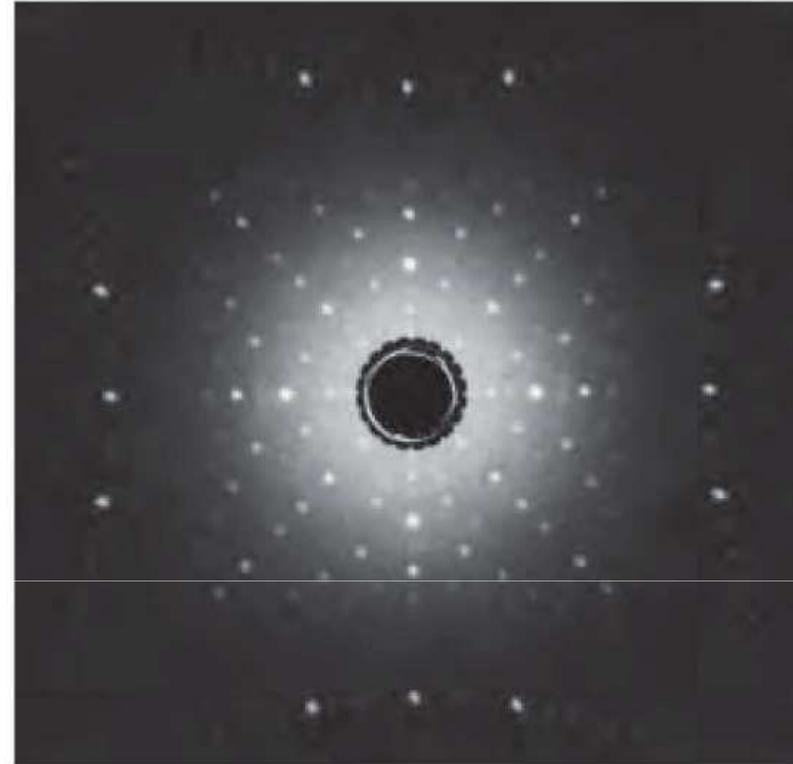


圖2.20 立方晶體的 x 射線散射。

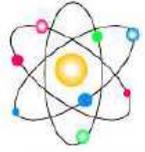


(a)



(b)

FIGURE 3.7 (a) Apparatus for observing X-ray scattering by a crystal. An interference maximum (dot) appears on the film whenever a set of crystal planes happens to satisfy the Bragg condition for a particular wavelength. (b) Laue pattern of TiO_2 crystal.

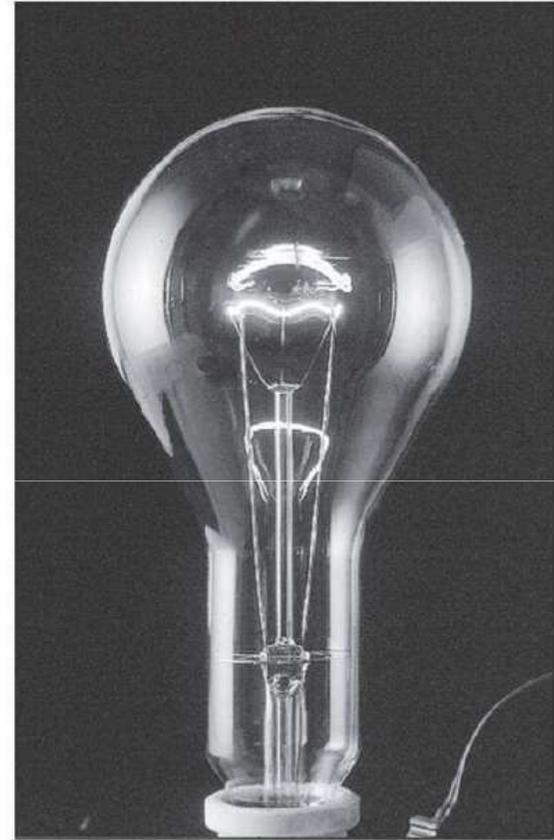


2.2 黑體輻射 Blackbody Radiation

熱輻射：任何發熱的物體，它的表面會以電磁波的方式放出輻射能，而釋放出的電磁波的波長與溫度有關。

Ex: 一個受熱物體直到發光之前的顏色和亮度(如燈泡的燈絲)和其溫度相關(此處約為3000 K)。

一個呈現白熾(高溫)光芒的物體比其在發紅光(低溫)時還熱且釋放出較多的光線。



一般物體都有其特別的顏色，這是因為物體本身有其「特性頻率」——也就是特別容易吸收或放出其特性頻率的光，這與其電子軌域的構造有關。 (物體的吸收率=放射率，故可達成熱平衡)

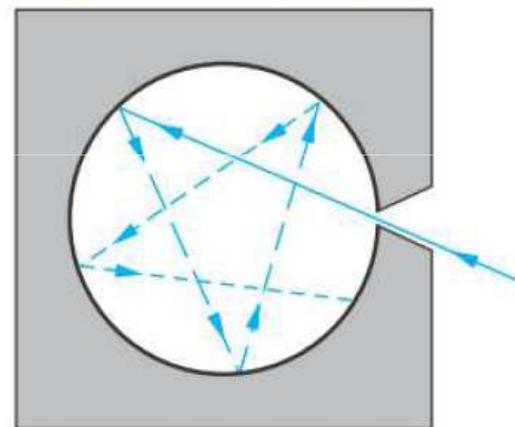
當我們想討論物體發光的一般行為，我們必須忽略這些「特性頻率」。

理想黑體：能全部吸收（不反射）任何波長的入射輻射能的物體。

(亦即，一個沒有特性頻率的物體)

黑體輻射的行為與物體的電子結構無關，或是說與材料本身無關，所以它是物體的一般特性。

例如：空腔壁上的洞是理想黑體的最佳近似。



理想黑體

所有頻率的吸收率均為1



理想輻射體

所有頻率的放射率均為1

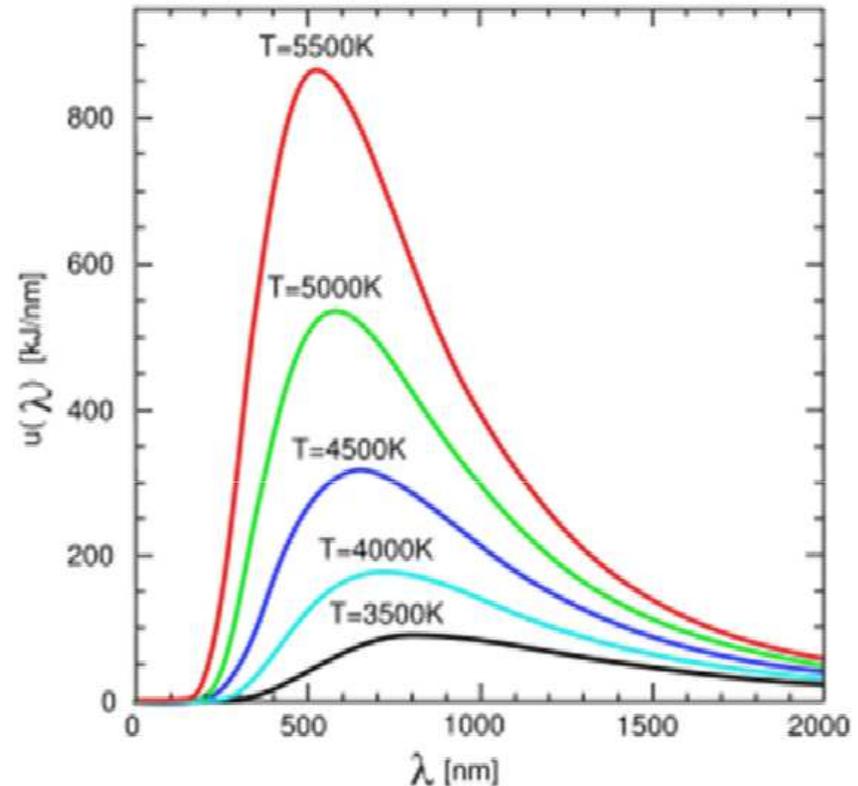
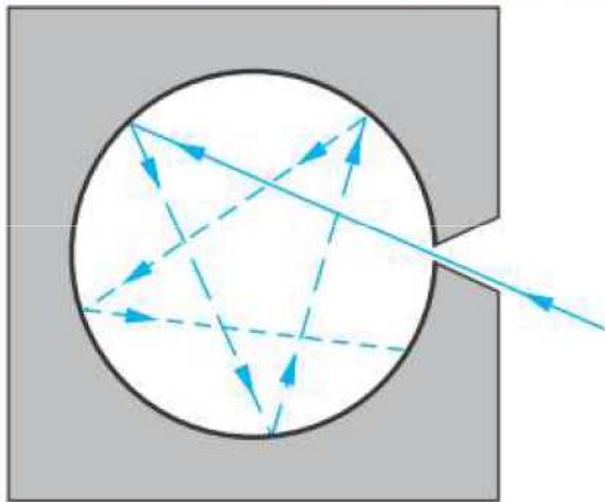


空腔壁上的洞

古典物理面對的挑戰 I：黑體輻射

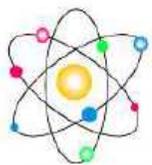
理想黑體：能全部吸收（不反射）
任何波長的入射輻射能的物體

例如：空腔壁上的洞是理想黑體的最佳近似



輻射的能量光譜分布僅和物體的溫度有關。溫度越高時，輻射量越大且極大放射波長會變短。後者和溫度的相關性遵循著文氏位移定律 (Wien's displacement law)。

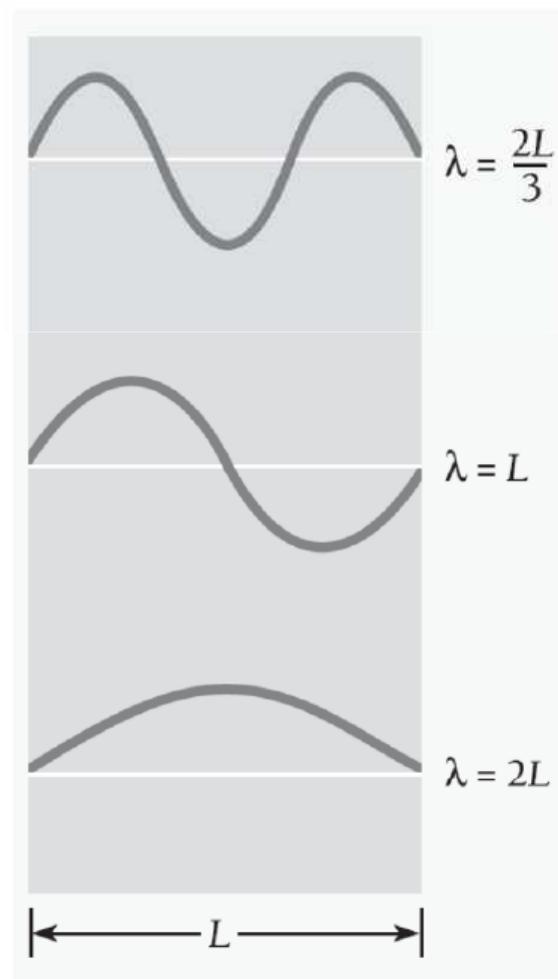
$$\lambda_{\max} T = \frac{hc}{4.965k} = 2.898 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$$

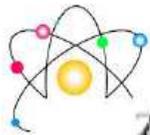


理論解釋 1- 腔體中的駐波密度

考慮在絕對溫度 T 時腔體的內部輻射，而腔壁為完美的反射器以產生一連串的電磁駐波。

圖2.7 一維腔體中的電磁輻射，由駐波所組成，其節點位於腔壁上。圖示為兩個腔壁距離為 L 時的三個可能波長。



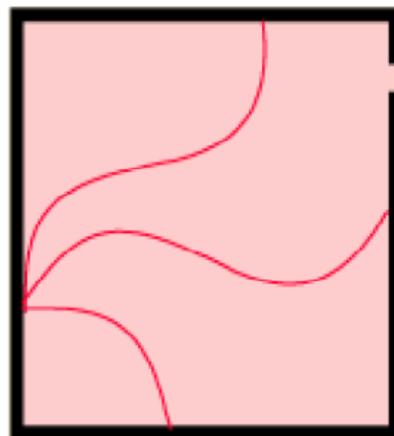


在這個腔體中駐波存在的條件為腔壁的路徑長必須為半波長的整數倍，不論其方向為何，節點會發生在每個反射表面上。在頻率 ν 和 $d\nu$ 之間的每單位體積獨立駐波數目為

腔體中的駐波密度

$$G(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3} \quad (2.1)$$

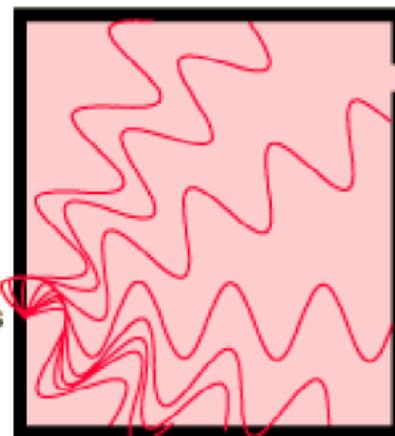
這個公式和腔體的形狀無關。正如我們所預期的，頻率 ν 越高時，波長越短，其可能的駐波數目也會越多。

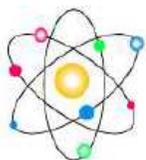


Number of modes
per unit frequency
per unit volume

$$\frac{8\pi\nu^2}{c^3}$$

For higher frequencies
you can fit more modes
into the cavity. For
double the frequency,
four times as many
modes.





理論解釋 2- 每個駐波的平均能量

(1) Rayleigh-Jeans 公式

在熱平衡時，依能量均分定律，每個駐波均具有 kT 能量

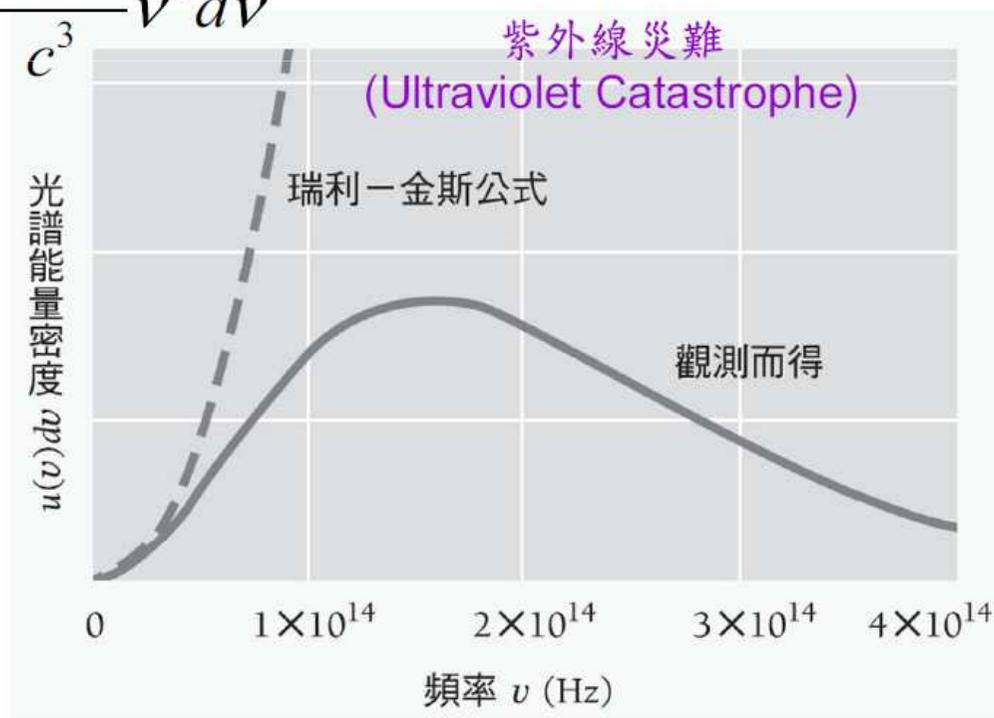
$$\bar{\varepsilon} = kT$$

Boltzmann 常數 $k = 1.381 \times 10^{-23}$ J/K

⇒ 頻率在 ν 和 $\nu + d\nu$ 之間，每單位體積的總能量 $u(\nu)d\nu$ 為

$$u(\nu)d\nu = \bar{\varepsilon} G(\nu)d\nu = \frac{8\pi kT}{c^3} \nu^2 d\nu$$

$$G(\nu)d\nu = \frac{8\pi \nu^2 d\nu}{c^3}$$





理論解釋 2- 每個駐波的平均能量

(2) Wien 公式

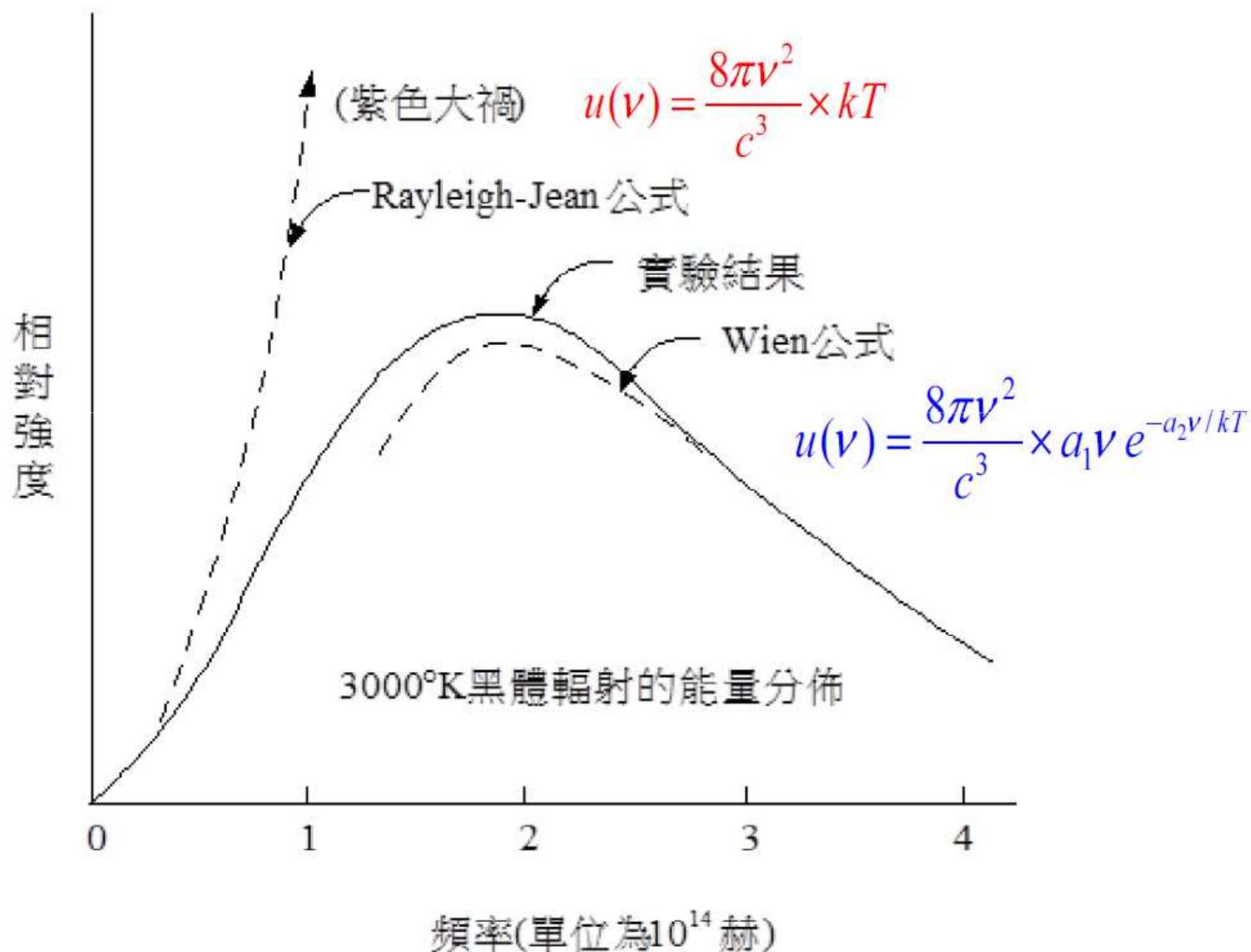
考慮空腔的絕熱膨脹過程 $\bar{\varepsilon} = a_1 \nu e^{-a_2 \nu / kT}$

⇒ 頻率在 ν 和 $\nu + d\nu$ 之間，每單位體積的總能量 $u(\nu)d\nu$ 為

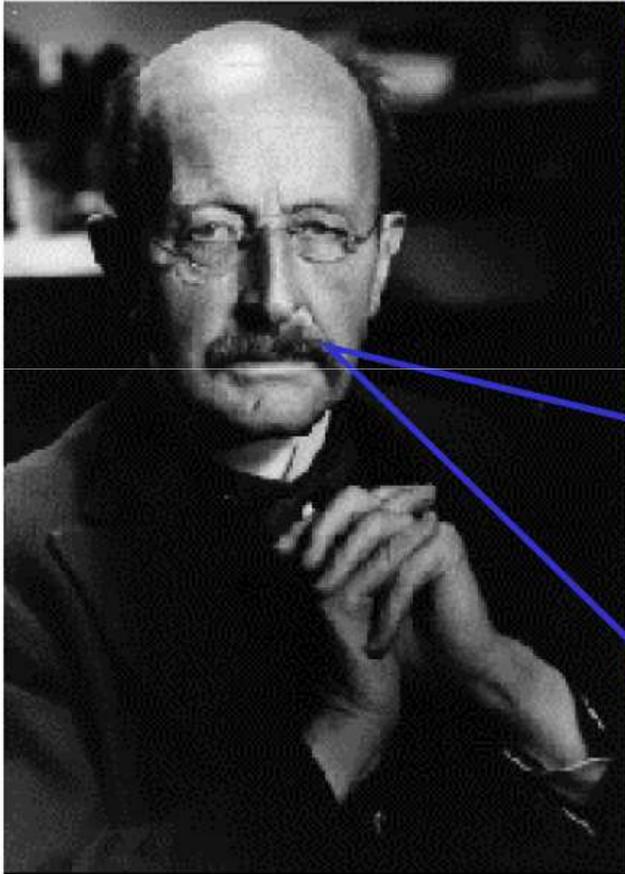
$$u(\nu)d\nu = \bar{\varepsilon} G(\nu)d\nu = a_1 \nu e^{-a_2 \nu / kT} \times \frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu$$

$$G(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3}$$

古典物理的電磁輻射理論（Rayleigh-Jeans公式和Wien公式）**無法**解釋黑體輻射的實驗結果！



1901年Max Planck的黑體輻射理論



- (i) 光輻射是一份一份的，以離散形式由輻射源發射出來的。
- (ii) Planck把這一份一份的輻射稱為光量子（light quantum），並假設每個光量子的能量 $E = h\nu$

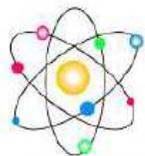
$$h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{S}$$

Planck 常數!

普朗克(Planck)於1900年建立了黑體輻射定律的公式，並於1901年發表。其目的是改進由維因(Wien)提出的維因近似（至於描述黑體輻射的另一公式：由瑞立勳爵和金斯爵士提出的瑞立-金斯定律(Rayleigh-Jeans law)，其建立時間要稍晚於普朗克定律。由此可見瑞立-金斯公式所導致的「紫外災變」並不是普朗克建立黑體輻射定律的動機）。維因近似在短波範圍內和實驗數據相當符合，但在長波範圍內偏差較大；而瑞立-金斯公式則正好相反。普朗克得到的公式則在全波段範圍內都和實驗結果符合得相當好。在推導過程中，普朗克考慮將電磁場的能量按照物質中帶電振子的不同振動模式分布。得到普朗克公式的前提假設是這些振子的能量只能取某些基本能量單位的整數倍，這些基本能量單位只與電磁波的頻率有關，並且和頻率成正比。

$$E = h\nu.$$

這即是普朗克的能量量子化假說，這一假說的提出比愛因斯坦為解釋光電效應而提出的光子概念還要至少早5年。然而普朗克並沒有像愛因斯坦那樣假設電磁波本身即是具有分立能量的量子化的波束，他認為這種量子化只不過是對於處在封閉區域所形成的腔（也就是構成物質的原子）內的微小振子而言的，用半古典的語言來說就是束縛態必然導出量子化。普朗克沒能為這一量子化假說給出更多的物理解釋，他只是相信這是一種數學上的推導手段，從而能夠使理論和經驗上的實驗數據在全波段範圍內符合。不過最終普朗克的量子化假說和愛因斯坦的光子假說都成為了量子力學的基石。



理論解釋 2- 每個駐波的平均能量

(3) Planck 公式

考慮輻射能量的量子化 $\bar{\varepsilon} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$

Planck 常數 $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{S}$

⇒ 頻率在 ν 和 $\nu + d\nu$ 之間，每單位體積的總能量 $u(\nu)d\nu$ 為

$$u(\nu)d\nu = \bar{\varepsilon} G(\nu)d\nu = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \times \frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu$$

$$G(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3}$$

普朗克輻射公式 (Planck Radiation Formula)

$$u(\nu)d\nu = \bar{\varepsilon} G(\nu)d\nu = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \times \frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu$$

在高頻時， $h\nu \gg kT$ 且 $e^{h\nu/kT} \rightarrow \infty$ ，這意味著 $u(\nu) d\nu \rightarrow 0$ ，和我們所觀察到的結果一樣，不再有紫外線災難現象。在低頻時，瑞利-瓊斯公式為量測資料的良好近似（看圖 2.8）， $h\nu \ll kT$ 且 $h\nu/kT \ll 1$

如果 x 很小時， $e^x \approx 1+x$ ，且因為 $h\nu/kT \ll 1$ ，我們得到

$$\frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \approx \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{kT} - 1} \approx \frac{kT}{h\nu} \quad h\nu \ll kT$$

因此在低溫時，普朗克公式變成

$$u(\nu) d\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \nu^3 \left(\frac{kT}{h\nu} \right) d\nu \approx \frac{8\pi kT^3}{c^3} \nu^2 d\nu$$

等於瑞利-瓊斯公式。普朗克公式很清楚地在正確道路上，它最後被證明是完全正確的。

普朗克接下來繼續以物理原理來確認式 (2.4) 的問題，似乎需要新的原理來解釋他的公式，但那是什麼？在「我一生中最艱困的工作」的幾個星期之後，普朗克發現了答案：腔壁上振盪子可能的能量 ϵ 不可能具有連續分布，必須具有某些特定的能量

振盪子能量

$$\epsilon_n = nh\nu \quad n = 0, 1, 2 \dots \quad (2.5)$$

振盪子能量則限制為腔壁中每個振盪子的平均能量 $nh\nu$ ——每個駐波也是如此——對振盪子能量的連續分布來說並非 $\bar{\epsilon} = kT$ ，而是

每個駐波實際平均能量

$$\bar{\epsilon} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (2.6)$$

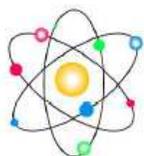
這個平均能量導出式 (2.4)。黑體輻射將在第 9 章中做更深入的討論。

$$u(\nu) d\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (2.4)$$

$$(2.1) \quad G(\nu) d\nu = \frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3}$$

普朗克輻射公式

腔體中的駐波密度



$$u(\nu) d\nu = \bar{\epsilon} G(\nu) d\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (9.38)$$

文氏位移定律

在特定溫度下，黑體輻射的一個很有趣的特徵為最大能量密度的波長 λ_{\max} 。為求出 λ_{\max} ，首先我們以波長來表示式 (9.38)，且對 $\lambda = \lambda_{\max}$ 而言，解出 $du(\lambda)/d\lambda = 0$ ，我們得到

$$\frac{hc}{kT \lambda_{\max}} = 4.965$$

以下列表示更為方便

$$\text{文氏位移定律} \quad \lambda_{\max} T = \frac{hc}{4.965k} = 2.898 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K} \quad (9.40)$$

式 (9.40) 即為文氏位移定律(Wien's displacement law)，它定量地表示了黑體光譜中峰值會隨著溫度增加而往短波長（高頻率）方向移動的經驗性事實(empirical fact)，如圖 2.6 所示。

史蒂芬—波茲曼定律

我們從式 (9.38) 中得到的另一個結果為腔體中輻射的總能量密度 u ，這是能量密度對所有頻率的積分

$$u = \int_0^{\infty} u(\nu) d\nu = \frac{8\pi^5 k^4}{15c^3 h^3} T^4 = aT^4$$

其中 a 為宇宙常數。總能量密度和腔壁溫度絕對值的四次方成正比，因此我們預期物體每秒每單位面積所輻射出來的能量 R 也正比於 T^4 ，此結論包含於**史蒂芬—波茲曼定律**中(Stefan-Boltzmann law)：

史蒂芬—波茲曼定律 $R = e\sigma T^4$ (9.41)

史蒂芬常數 σ 為

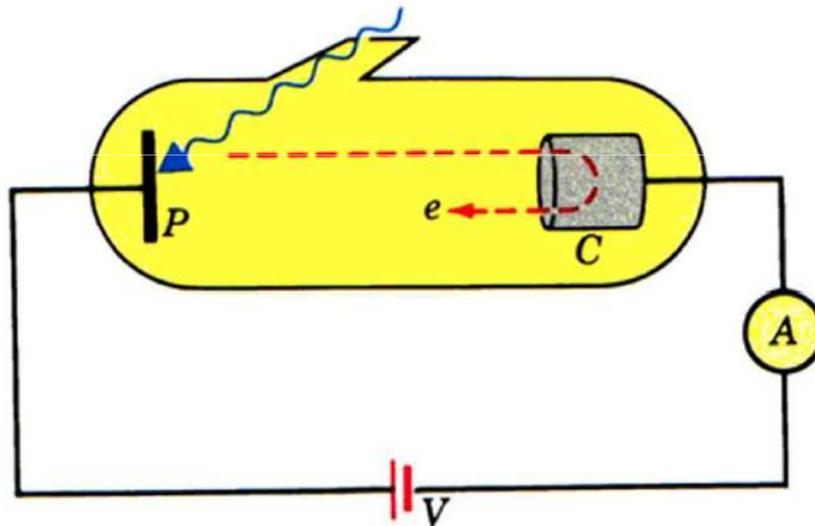
史蒂芬常數
$$\sigma = \frac{ac}{4} = 5.670 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$$

輻射率(emissivity) e 和輻射表面特性有關，且範圍從完全不會輻射之完美導體的 0 至黑體的 1，一般磨光後的鋼 e 值為 0.07，氧化銅和青銅為 0.6，暗黑色油畫為 0.97。

古典物理面對的挑戰 II：光電效應

當光照射在金屬上時可以打出電子，這個現象被稱為光電效應 (photoelectric effect)。

被打出的電子稱為光電子 (photoelectron)



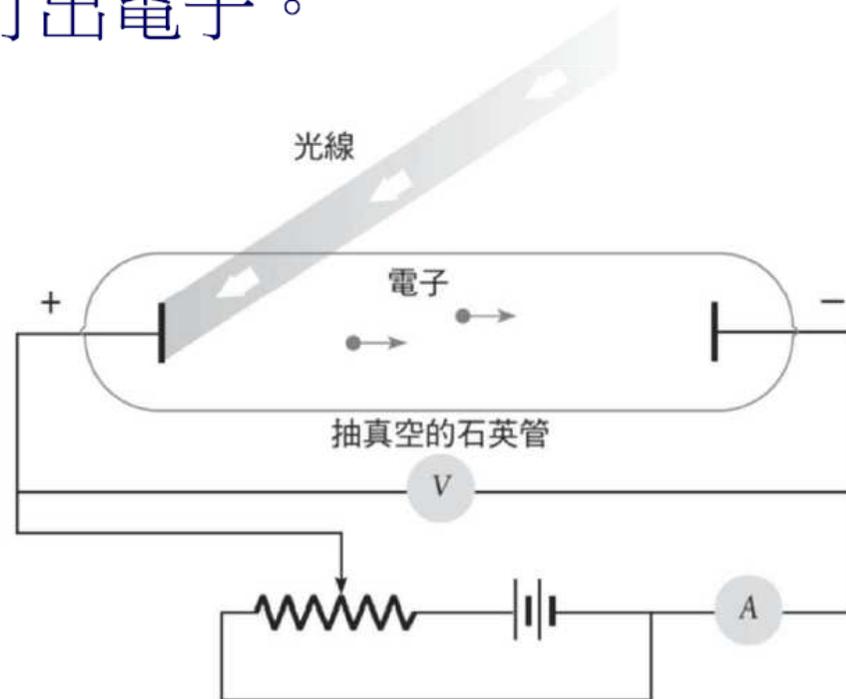
V_{stop} ：截止電位

截止電位的存在說明
光電子具有初動能

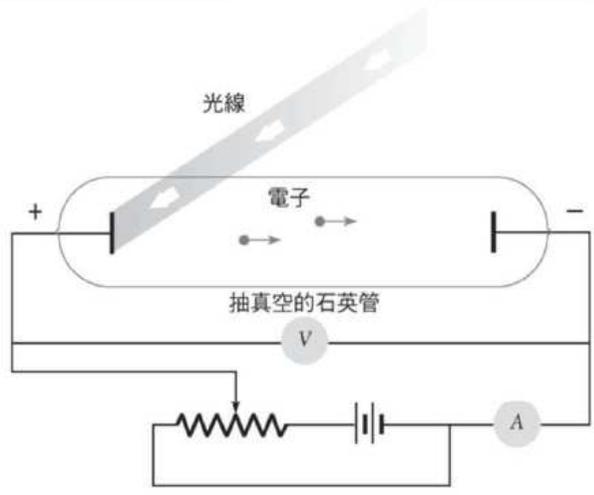
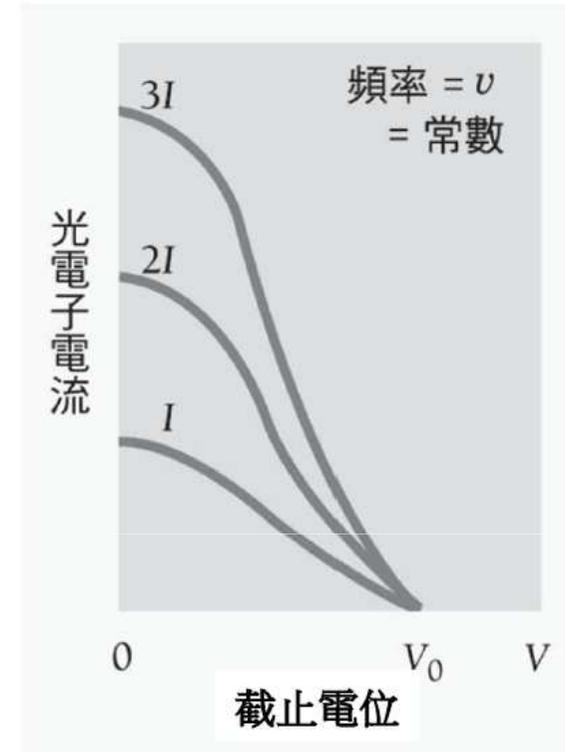
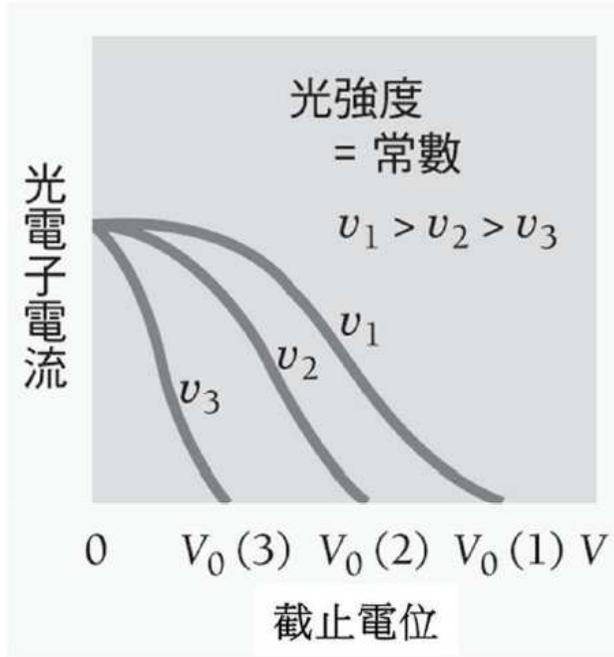
$$eV_{\text{stop}} = KE_{\text{max}}$$

古典電磁理論預測的三個結果

- 入射光的強度越大，則電子之動能越大，因此截止電位也越大。
- 無論入射光的頻率為何，只要強度夠大，一定可以打出電子。
- 只要時間足夠一定能打出電子。



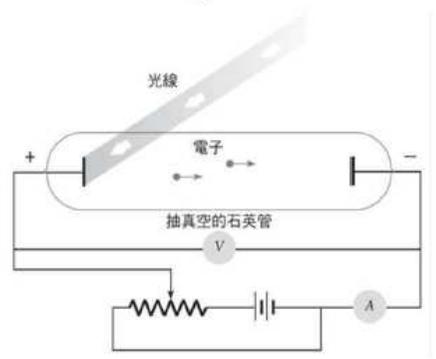
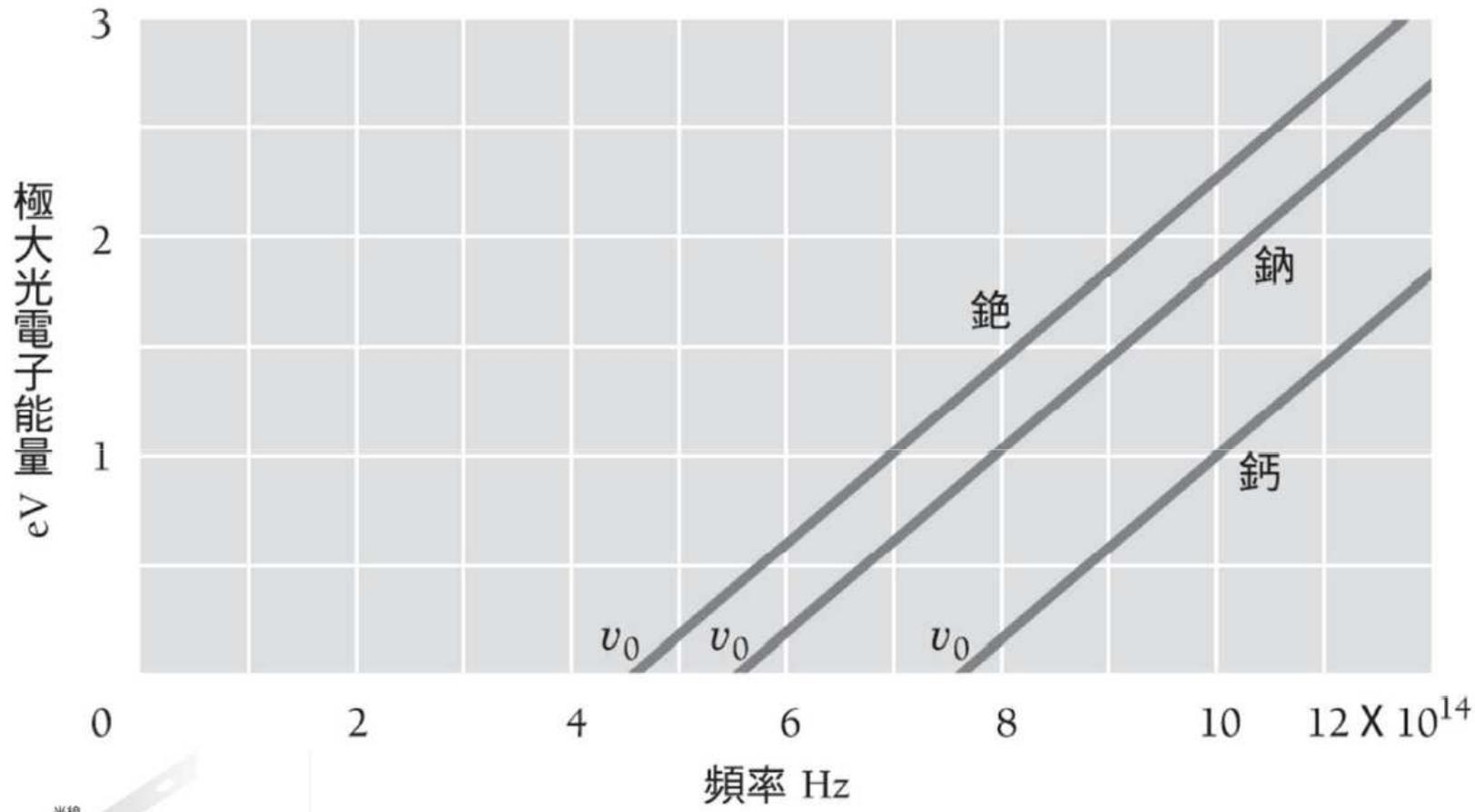
光電效應的實驗結果



入射光**頻率**一定，飽和光電流與入射光強成正比，**但截止電位不變**

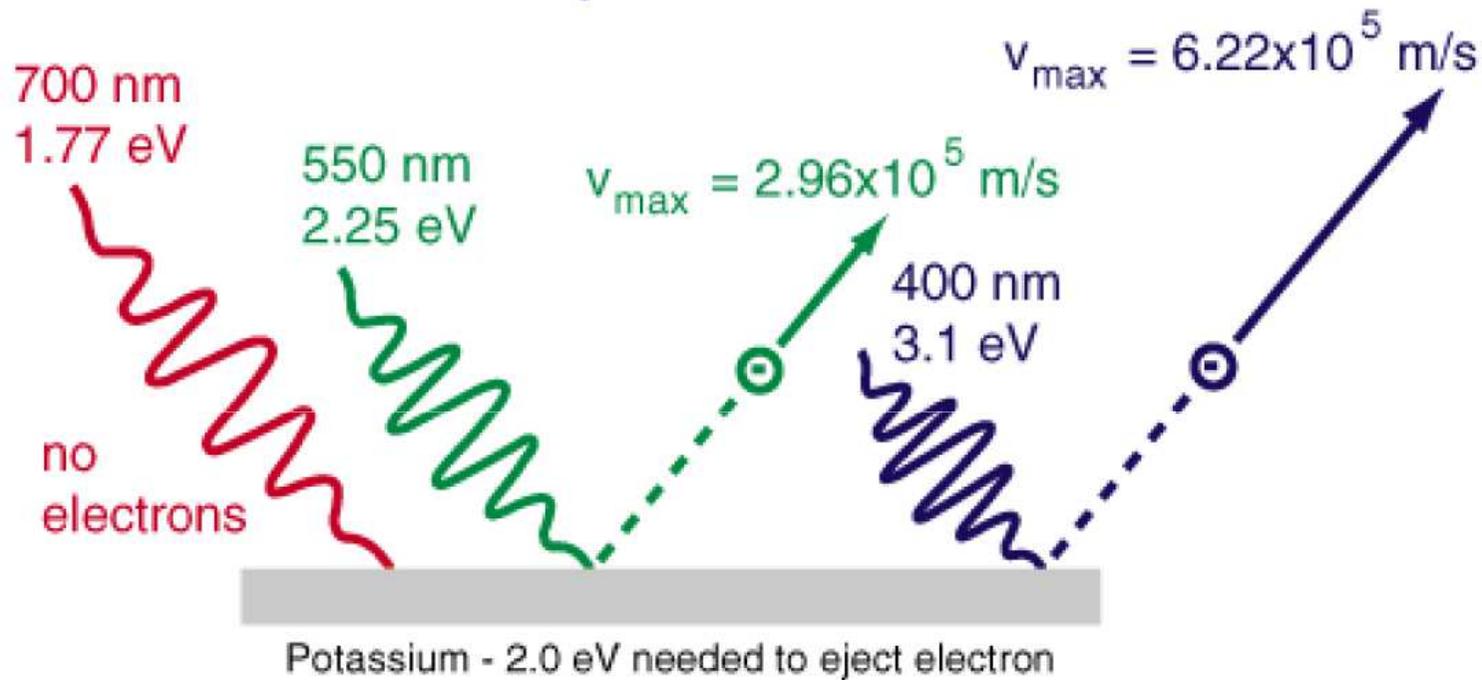
- 截止電位 (或 KE_{\max}) 與入射光的頻率成正比，而與強度無關。

$$eV_{\text{stop}} = KE_{\max}$$



存在底限頻率 ν_0 !

- 入射光的頻率若小於**底限頻率**，則**無論光強度多大**，仍然沒有光電流產生。



- 只要能打出電子，則瞬間便可以打出，**沒有延遲效應**。

1905年Albert Einstein的光子（photon）理論

光子的能量和動量分別與
頻率和波長的關係為：

$$E = h \nu$$

$$P = E / c = h \nu / c = h / \lambda$$

$$h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{S}$$

Planck 常數

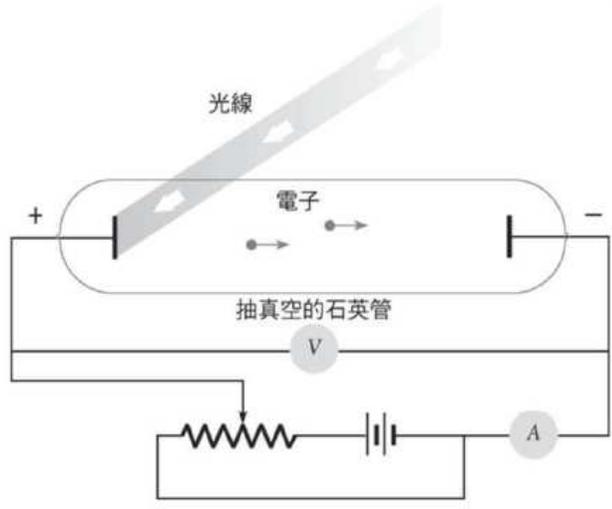
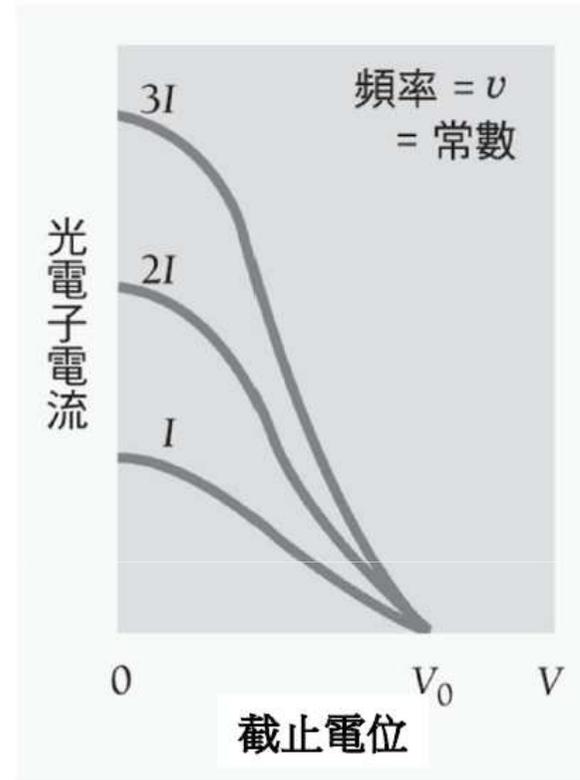
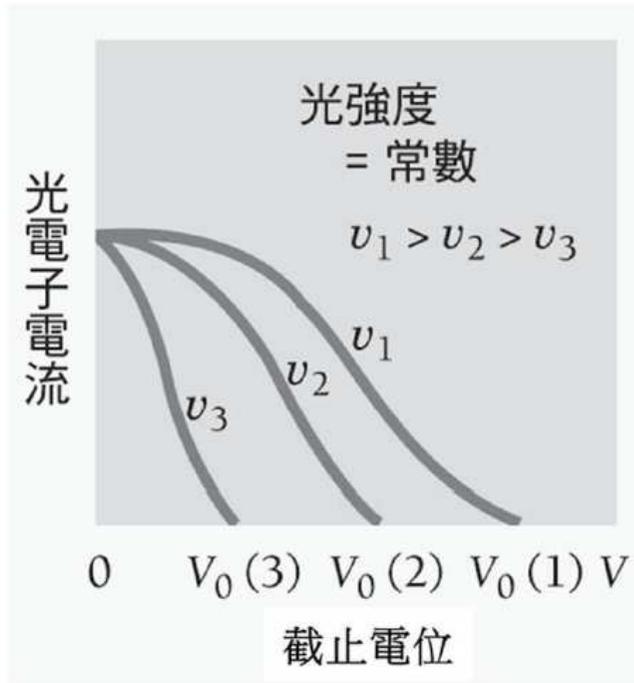
光強度即為光的能流密度

$$I = N h \nu$$

N ：單位時間通過垂直於單位面積的光子個數



光電效應的實驗結果



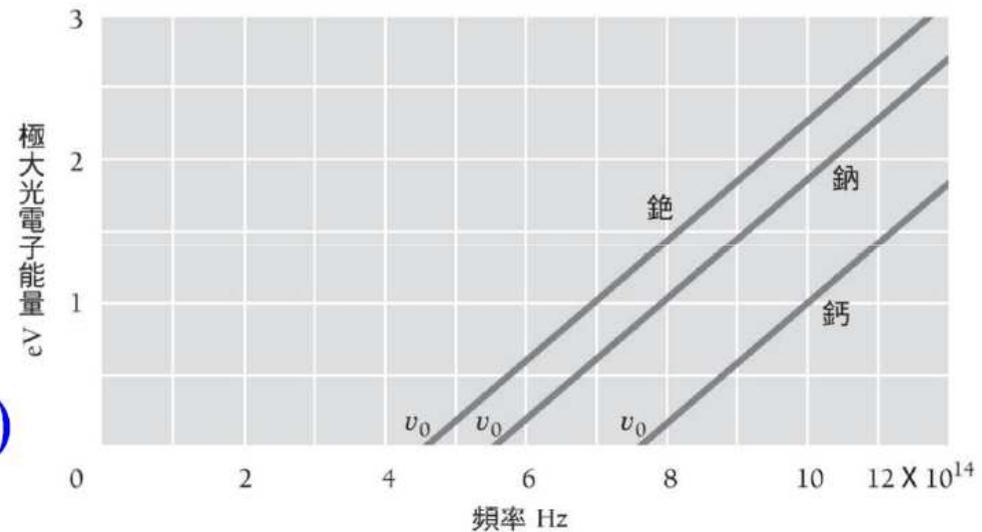
入射光頻率一定 (光子的能量一定)，飽和光電流與入射光強 (光子的個數)成正比，但截止電位不變

當光照射到金屬陰極上時，能量為 $h\nu$ 的光子被電子吸收，電子把這份能量一部分用來克服金屬表面對它的吸引力作功，另一部分就轉化為光電子攜帶的動能。

Einstein 光電方程式

$$h\nu - \phi = KE_{\max}$$

ϕ ：功函數(work function)



斜率即為 h !

愛因斯坦光子理論對光電效應的解釋

- 1) 電子只要吸收一個光子就可以從金屬表面逸出，所以無須時間的累積過程。
- 2) 光強度大，光子數多，釋放的光電子也多，所以飽和光電流也大。
- 3) 從方程式可以看出光電子初動能和照射光的頻率成綫性關係。

$$KE_{\max} = h\nu - \phi$$

- 4) 從光電效應方程中，當初動能為零時，可得到底限頻率：

$$\nu_0 = \frac{\phi}{h}$$

光電效應現象在日常生活中已有了廣泛的應用

以電子伏特來表示，光子能量公式 $E = h\nu$ 變成

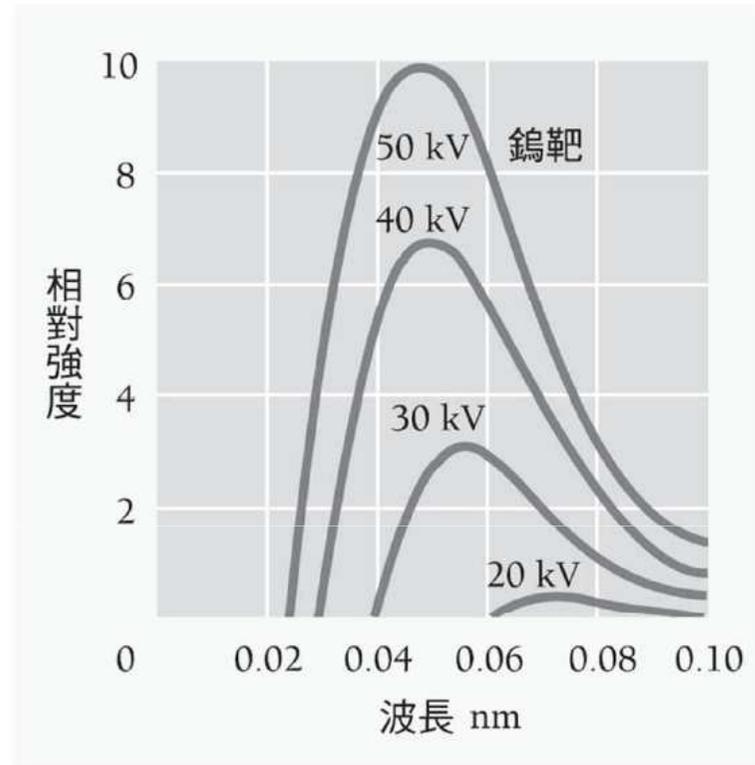
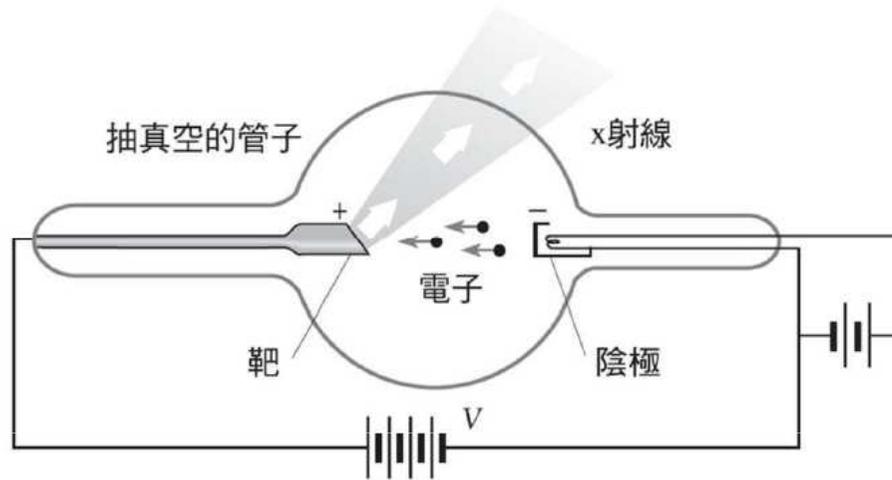
光子能量 $E = \left(\frac{6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}}{1.602 \times 10^{-19} \text{ J/eV}} \right) \nu = (4.136 \times 10^{-15}) \nu \text{ eV} \cdot \text{s}$ (2.10)

如果我們以光的波長 λ 來表示時，因為 $\nu = c/\lambda$ ，我們得到

光子能量 $E = \frac{(4.136 \times 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s})(2.998 \times 10^8 \text{ m/s})}{\lambda} = \frac{1.240 \times 10^{-6} \text{ eV} \cdot \text{m}}{\lambda}$ (2.11)

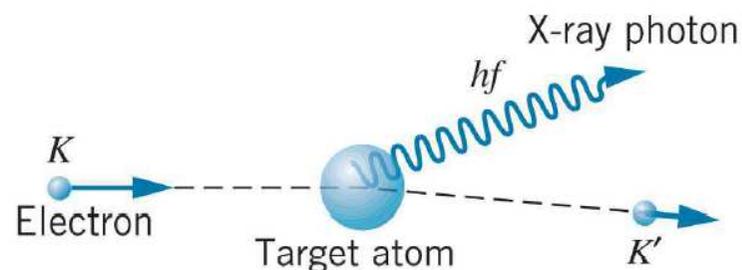
金屬	符號	功函數 (電子伏特)
銫	Cs	1.9
鉀	K	2.2
鈉	Na	2.3
鋰	Li	2.5
鈣	Ca	3.2
銅	Cu	4.7
銀	Ag	4.7
鉑	Pt	6.4

2.5 X射線 X-Rays



$$\lambda_{\min} = \frac{1.24 \times 10^{-6}}{V} \text{ V} \cdot \text{m}$$

Why ?



因為功函數僅為幾個電子伏特，而x射線管中的加速電位卻是幾萬或幾十萬伏特，故我們可以忽略功函數並且解釋式 (2.12) 中的短波長極限，對應到轟擊電子的總動能 $KE = Ve$ ，完全地轉變為一個光子的能量 $h\nu_{\max}$ ，因此

$$Ve = h\nu_{\max} = \frac{hc}{\lambda_{\min}}$$

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{Ve} = \frac{1.240 \times 10^{-6}}{V} \text{ V} \cdot \text{m}$$

Duane-Hunt formula

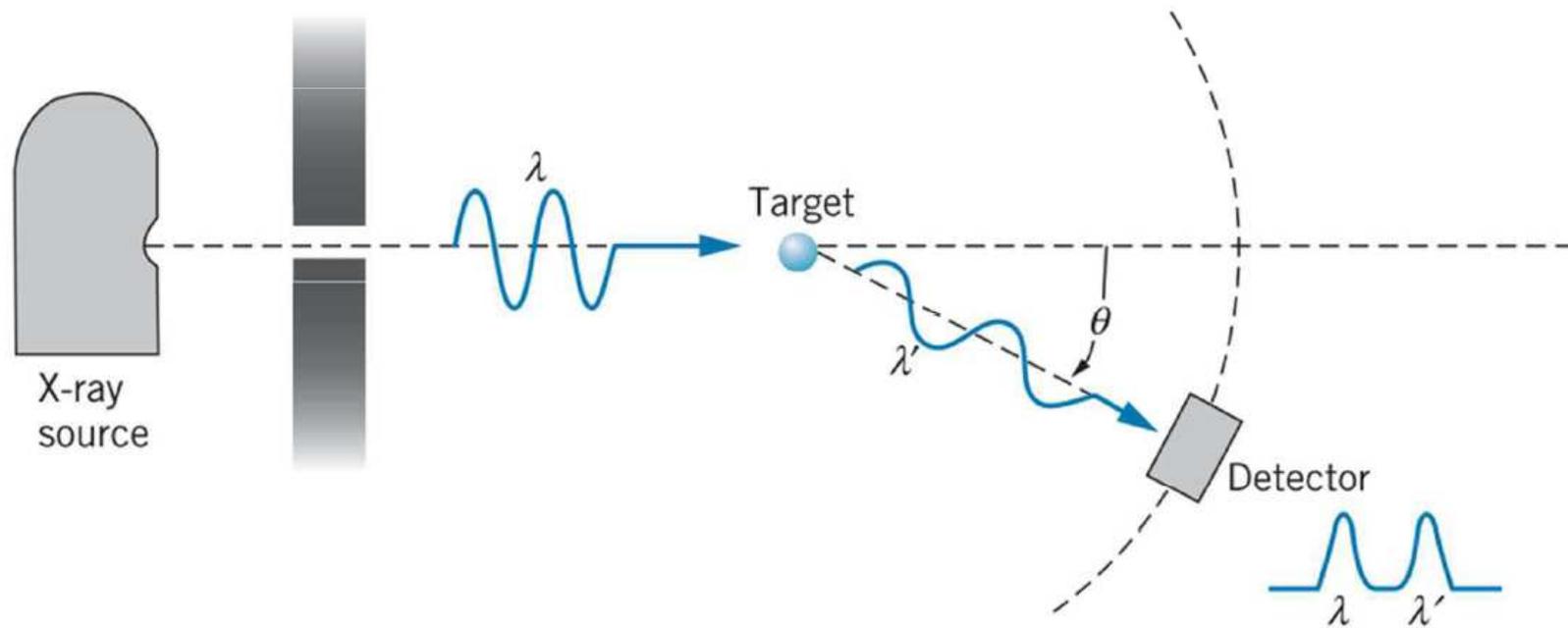
為式 (2.12) 之杜安—杭特公式——的確和式 (2.11) 相同，除了單位不同之外。因此將x射線產生視為逆光電效應是很適當的。

2.7 康普頓效應 Compton Effect

1923年Compton效應

高頻X射線被自由或輕元素中的電子（弱束縛電子）散射

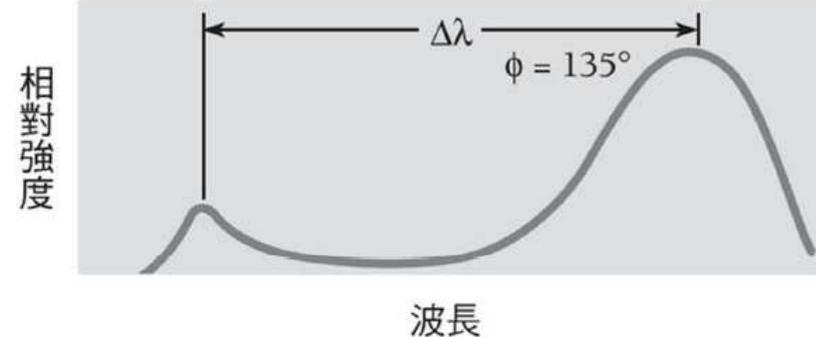
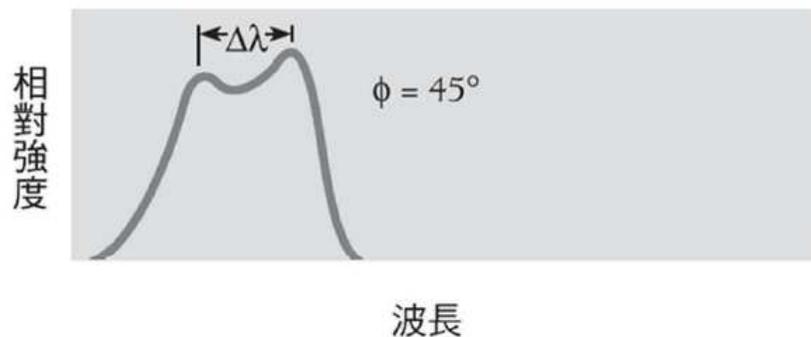
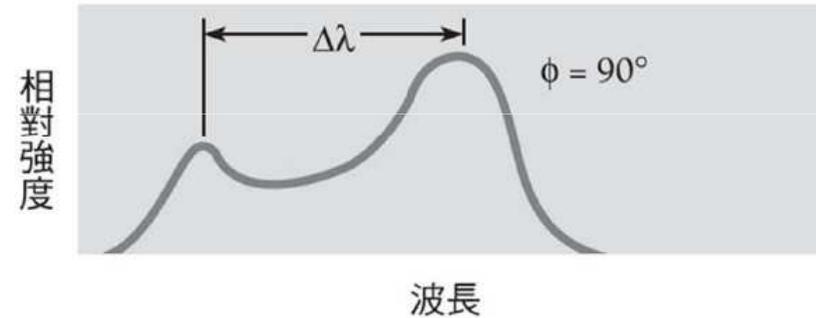
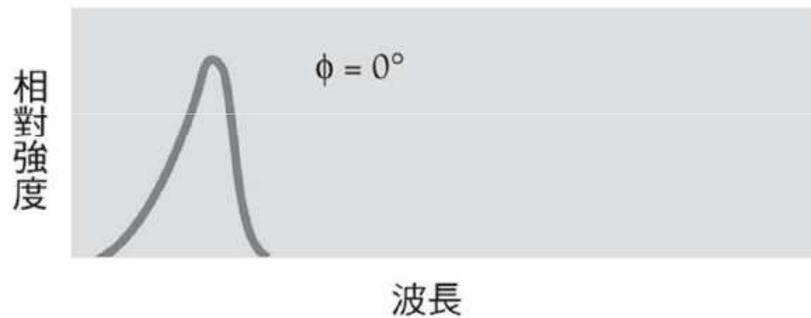
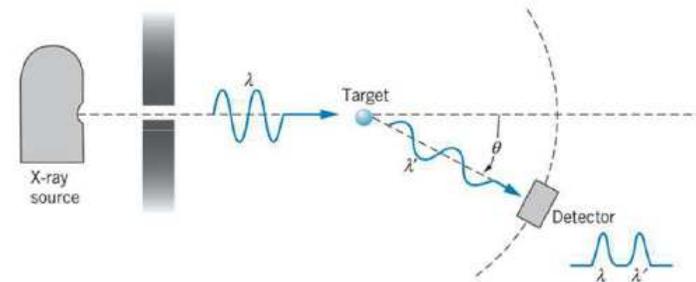
光子理論的進一步驗證



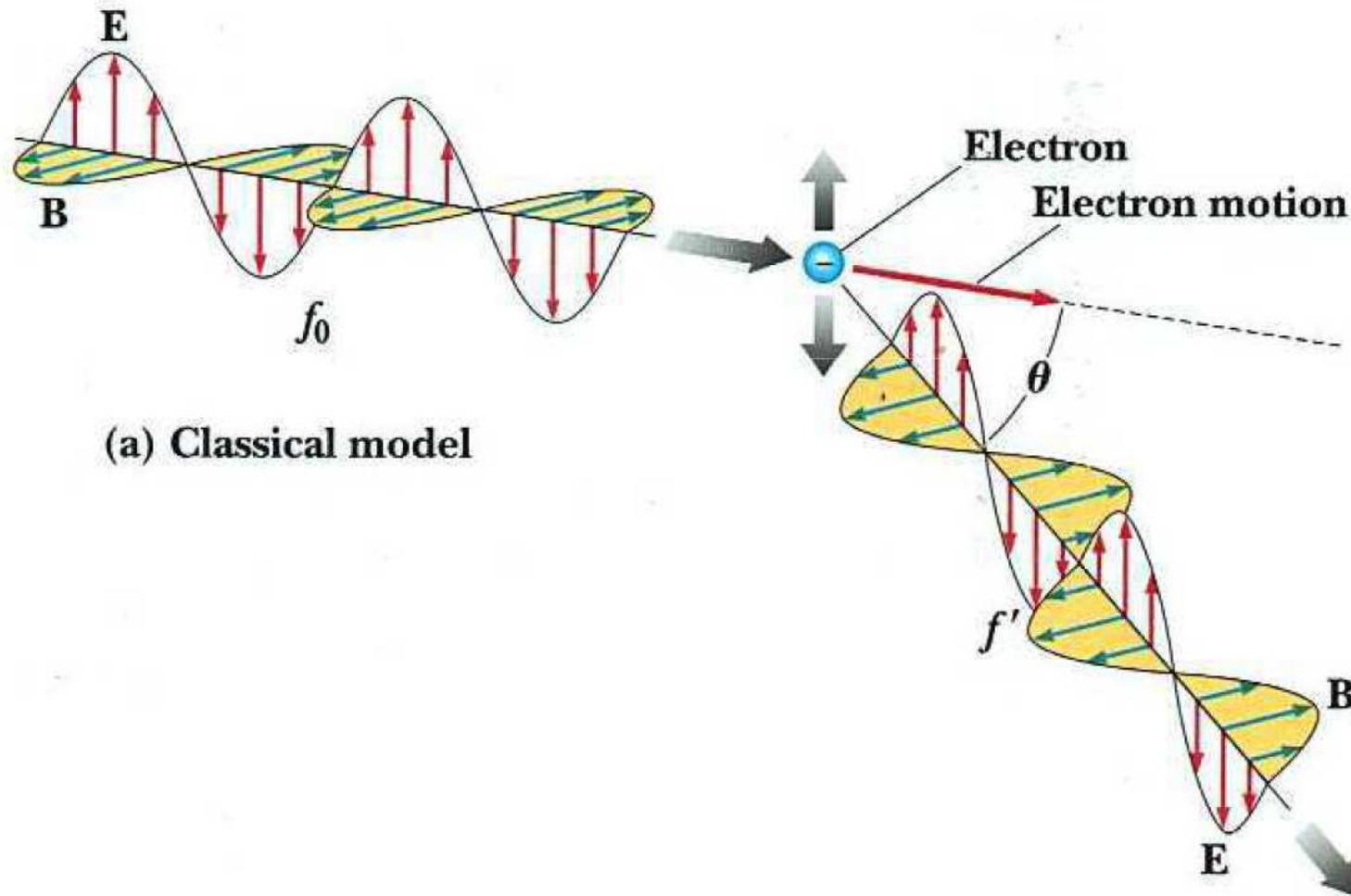
高頻X射線被自由或輕元素中的電子（弱束縛電子）散射後，波長要發生變化，並隨散射角增大波長增大。

$$\lambda' - \lambda = (h / m_e c) (1 - \cos\phi)$$

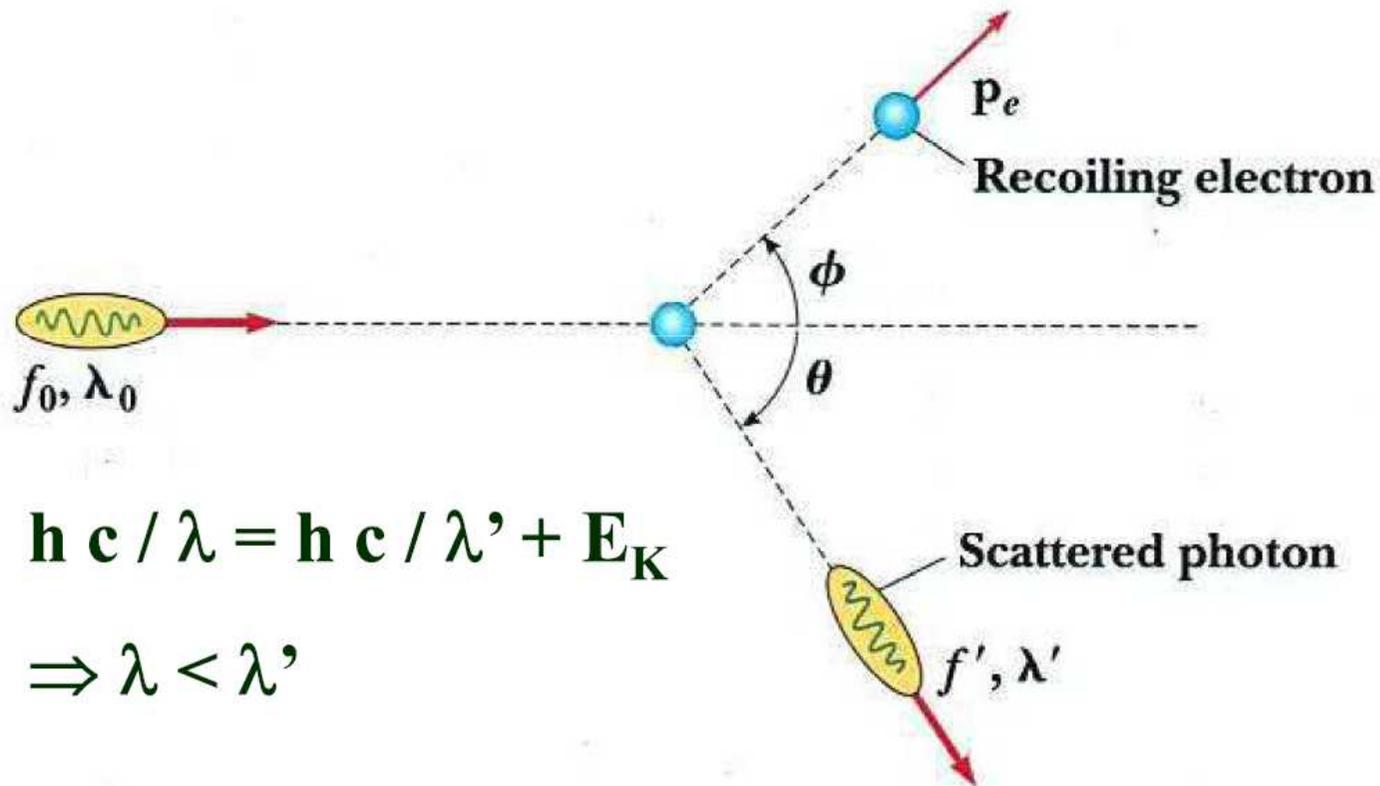
$h / m_e c$ 為電子的Compton波長



按照**古典電動力學**，電磁波被電子散射的過程是電子在入射場作用下，作受迫振動而重新輻射電磁波的過程，散射波長**不會**變化。



但是如果把電子散射電磁波的過程看成是光子與電子的碰撞過程，就可以導出和實驗符合的Compton散射波長改變的公式！

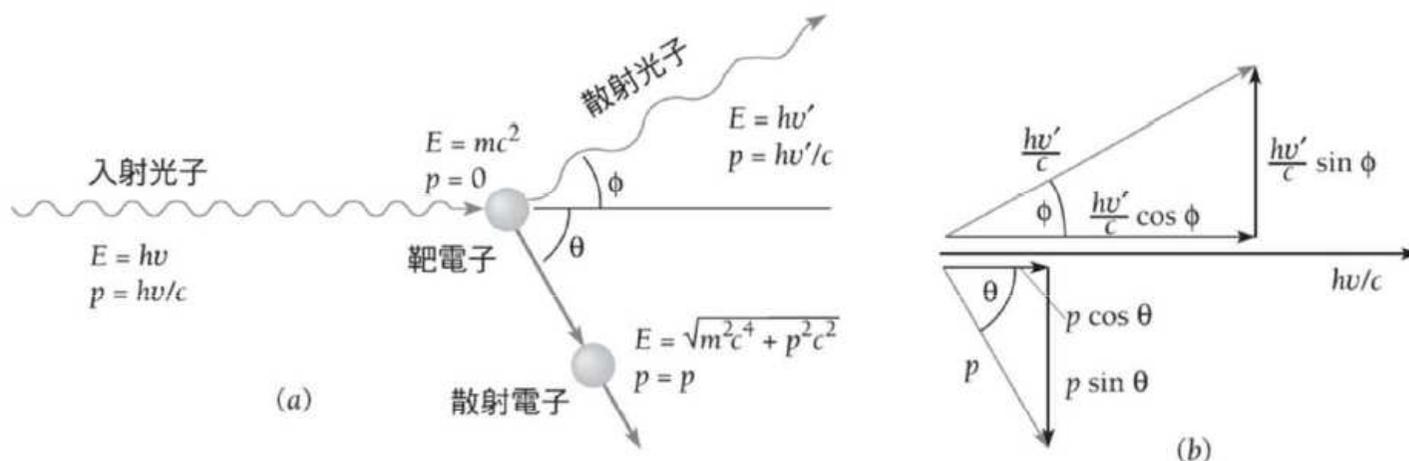


光具有粒子性的又一實驗證明！

Compton效應的理論解釋

光子的動量和其能量相關 $E = pc$

又光子能量為 $h\nu$ ，故其動量為 $p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c}$ (2.15)



水平方向的動量守恆

$$\frac{h\nu}{c} + 0 = \frac{h\nu'}{c} \cos \phi + p \cos \theta \quad (2.16)$$

垂直方向的動量守恆

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \phi - p \sin \theta \quad (2.17)$$

水平方向的動量守恆 $\frac{h\nu}{c} + 0 = \frac{h\nu'}{c} \cos \phi + p \cos \theta$ (2.16)

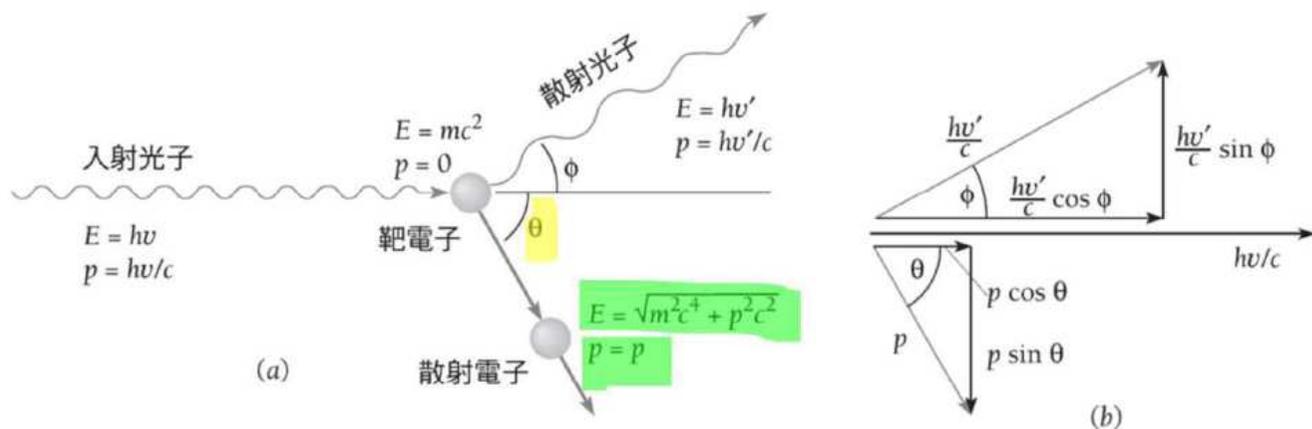
垂直方向的動量守恆 $0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \phi - p \sin \theta$ (2.17)

第一步便是把式 (2.16) 和 (2.17) 乘上 c 並重寫它們

$$\left\{ \begin{array}{l} pc \cos \theta = h\nu - h\nu' \cos \phi \\ pc \sin \theta = h\nu' \sin \phi \end{array} \right.$$

將這兩個方程式平方並且相加可消去 θ 而得

$$p^2 c^2 = (h\nu)^2 - 2(h\nu)(h\nu') \cos \phi + (h\nu')^2 \quad (2.18)$$



從第 1 章中我們知道粒子的總能量有兩個公式

$$E = \text{KE} + mc^2 \quad (1.20)$$

$$E = \sqrt{m^2c^4 + p^2c^2} \quad (1.24)$$

令這兩個方程式相等可得

$$(\text{KE} + mc^2)^2 = m^2c^4 + p^2c^2$$

因為

$$p^2c^2 = \text{KE}^2 + 2mc^2 \text{KE}$$

$$\text{KE} = h\nu - h\nu' \quad \text{能量守恆}$$

我們得到

$$p^2c^2 = (h\nu)^2 - 2(h\nu)(h\nu') + (h\nu')^2 + 2mc^2(h\nu - h\nu') \quad (2.19)$$

從式 (2.18) 中減去此值，最後我們得到 $p^2c^2 = (h\nu)^2 - 2(h\nu)(h\nu')\cos\phi + (h\nu')^2$ (2.18)

$$2mc^2(h\nu - h\nu') = 2(h\nu)(h\nu')(1 - \cos\phi) \quad (2.20)$$

$$2mc^2(h\nu - h\nu') = 2(h\nu)(h\nu')(1 - \cos\phi)$$

這個關係式以 λ 表示時較為簡單，把式 (2.20) 除以 $2h^2c^2$

$$\frac{mc}{h} \left(\frac{\nu}{c} - \frac{\nu'}{c} \right) = \frac{\nu \nu'}{c c} (1 - \cos\phi)$$

而因為 $\nu/c = 1/\lambda$ 且 $\nu'/c = 1/\lambda'$ ，所以

$$\frac{mc}{h} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) = \frac{1 - \cos\phi}{\lambda\lambda'}$$

康普頓效應

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos\phi)$$

(2.21)

式 (2.21) 在 1920 年代早期由康普頓(Arthur H. Compton)所推導出，因為他是第一個觀察到此現象的人，故命名為康普頓效應(Compton effect)，這個現象提供了強烈的證據來支持量子輻射理論。

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\phi)$$

康普頓波長

$$\lambda_c = \frac{h}{mc}$$

(2.22)

稱為散射粒子的康普頓波長 (Compton wavelength)。對一個電子而言， $\lambda_c = 2.426 \times 10^{-12} \text{ m}$ ，亦等於 2.426 pm (1 pm = 1 微微米 = 10^{-12} m)，式 (2.21) 以 λ_c 來表示

康普頓效應

$$\lambda' - \lambda = \lambda_c(1 - \cos\phi)$$

(2.23)

現在新的實驗事實，迫使我們不得不承認
光除了具有波動性以外，還具有粒子性！
亦即光具有波粒二象性！

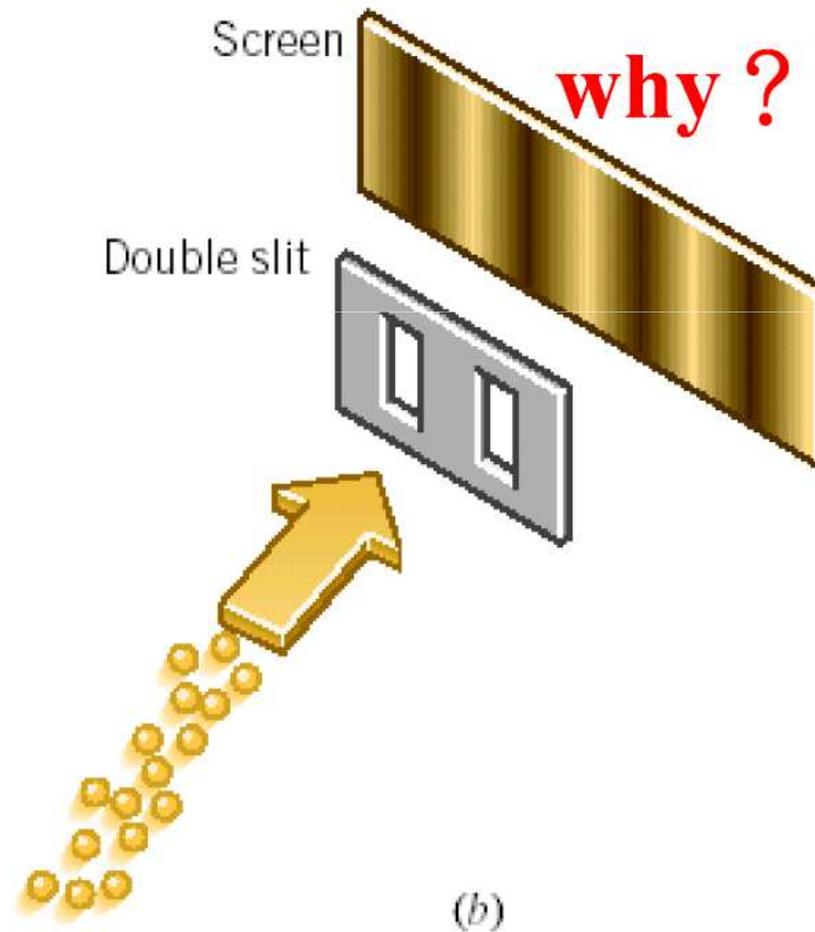
Interference, diffraction effect → wave

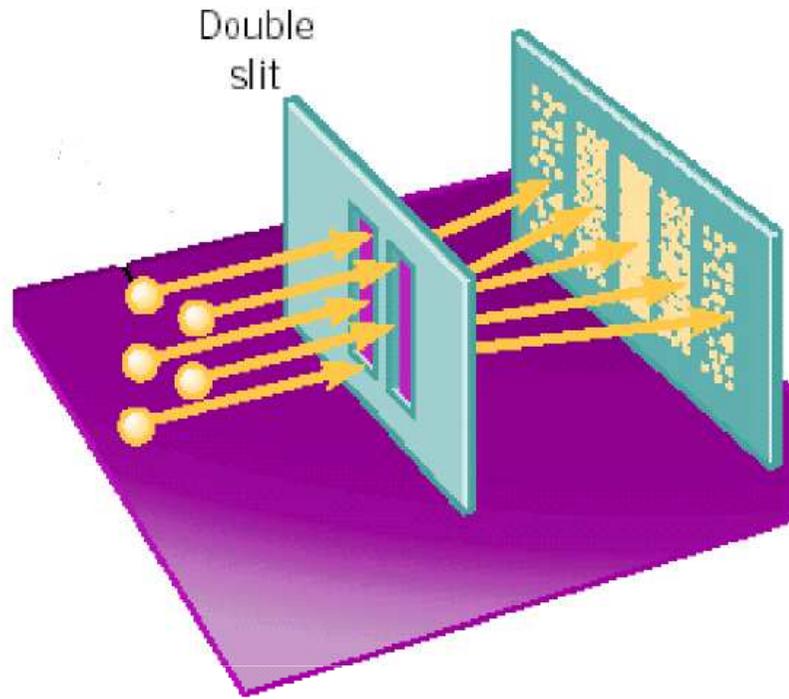
Compton effect, photoelectric effect → particle

} Dual
nature
of
light

Thomas Young 雙狹縫實驗 — 2nd round

由粒子性的觀點





(a)

光 — 光子流

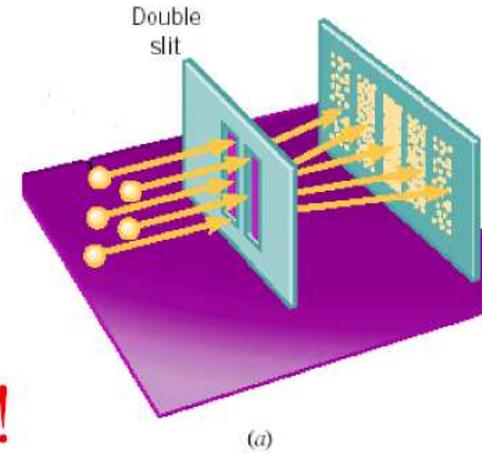
$$E = h\nu, \quad I = Nh\nu \propto N$$

條紋明暗分布 —— 屏上光子數分布

強度分布曲線 —— 光子堆積曲線

設想：光強度 $I \downarrow$ ，使得光子一個個通過，則光子是如何運動的？

通過某狹縫到達屏上某點



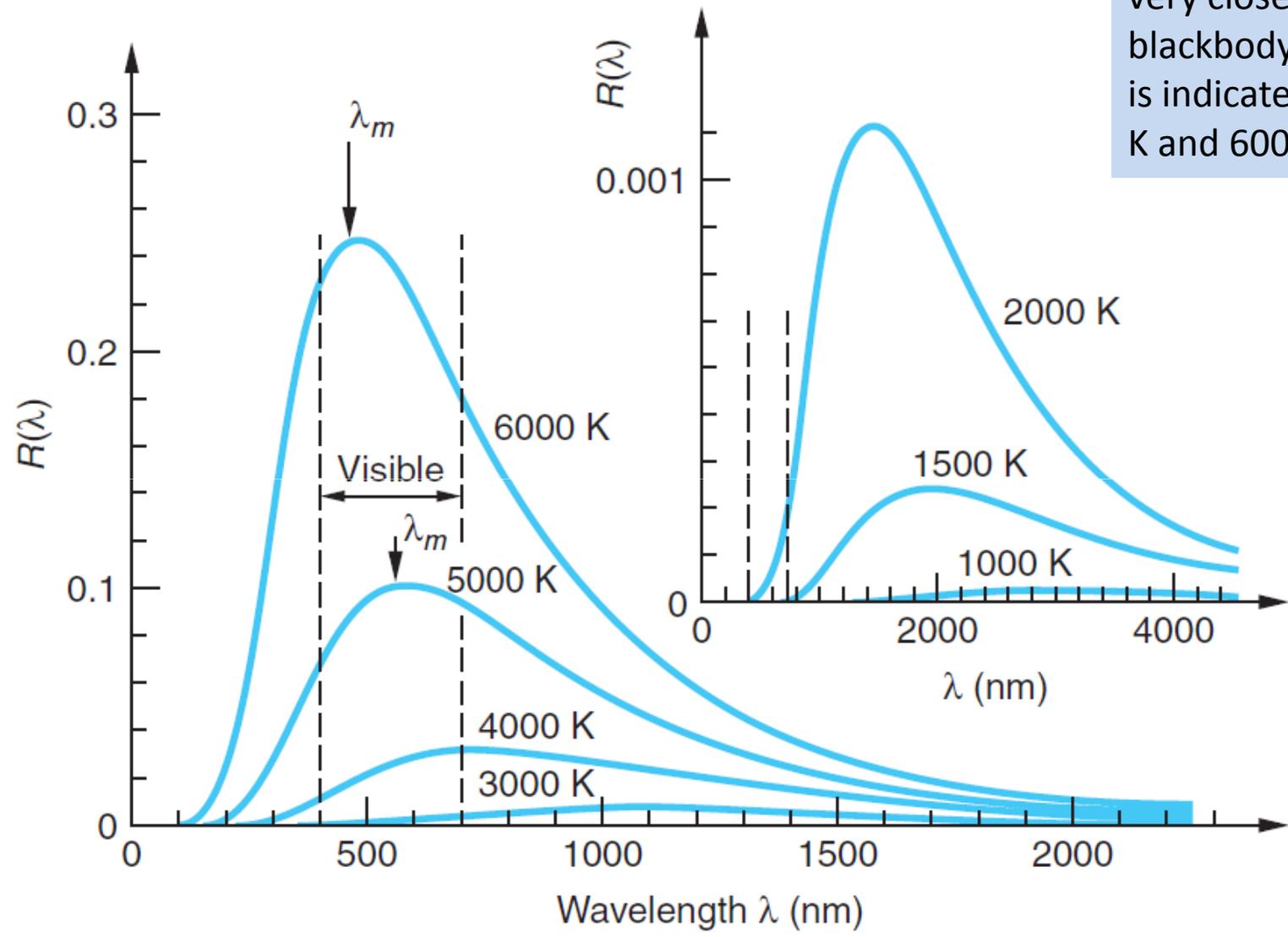
通過哪個狹縫且落到哪一點？ **不確定！**

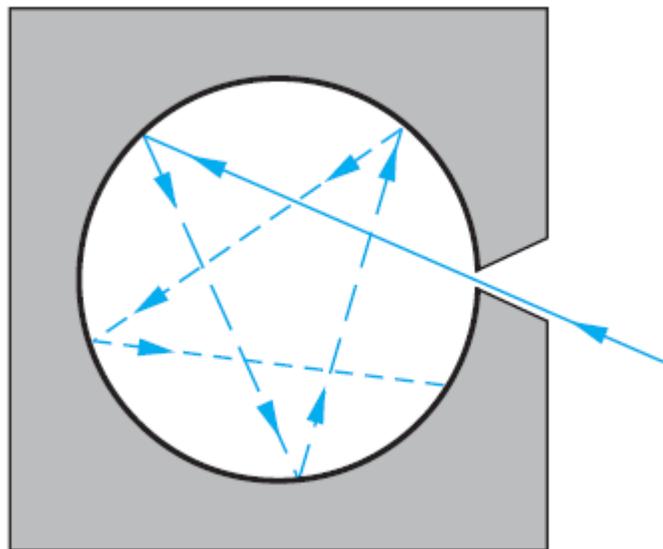
起點，終點，軌道
均不確定

只能作**機率性**判斷

} 亮紋：光子到達機率大
次亮紋：光子到達機率小
暗紋：光子到達機率為零

The Sun emits radiation very close to that of a blackbody at 5800K. λ_m is indicated for the 5000-K and 6000-K curves.





$$R = \frac{1}{4}cU$$

EXAMPLE 3-6 **Classical Time Lag** Light of wavelength 400 nm and intensity 10^{-2} W/m^2 is incident on potassium. Estimate the time lag for the emission of photoelectrons expected classically.

According to Example 3-5, the work function for potassium is 2.22 eV. If we assume $r = 10^{-10} \text{ m}$ to be the typical radius of an atom, the total energy falling on the atom in time t is

$$\begin{aligned} E &= (10^{-2} \text{ W/m}^2)(\pi r^2)t = (10^{-2} \text{ W/m}^2)(\pi 10^{-20} \text{ m}^2)t \\ &= (3.14 \times 10^{-22} \text{ J/s})t \end{aligned}$$

Setting this energy equal to 2.22 eV gives

$$\begin{aligned} (3.14 \times 10^{-22} \text{ J/s})t &= (2.22 \text{ eV})(1.60 \times 10^{-19} \text{ J/eV}) \\ t &= \frac{(2.22 \text{ eV})(1.60 \times 10^{-19} \text{ J/eV})}{(3.14 \times 10^{-22} \text{ J/s})} = 1.13 \times 10^3 \text{ s} = 18.8 \text{ min} \end{aligned}$$

According to the classical prediction, no atom would be expected to emit an electron until 18.8 min after the light source was turned on. According to the photon model of light, each photon has enough energy to eject an electron immediately. Because of the low intensity, there are few photons incident per second, so the chance of any particular atom absorbing a photon and emitting an electron in any given time interval is small. However, there are so many atoms in the cathode that some emit electrons immediately.

























駐波存在的條件 $d = \frac{n\lambda}{2} \Rightarrow \lambda = \frac{2d}{n}$

當 $n = 1$ 時波長最長 $\therefore \lambda = 2d = 2 \times 10^{-4} \text{ m} \Rightarrow \text{(C)}$

由①(1)可得 $v = \frac{h}{m\lambda} = \frac{6.6 \times 10^{-34}}{(9 \times 10^{-31})(10^{-6})(10^{-2})}$
 $= 7.3 \times 10^4 \text{ m/s} \Rightarrow \text{(E)}$

$$\frac{3}{2}KT = \frac{1}{2}mv^2$$

$$\Rightarrow \frac{3}{2}(1.37 \times 10^{-23})T = \frac{1}{2}(10^{-6})(9 \times 10^{-31})(7.3 \times 10^4)^2$$

$$\Rightarrow T = 1.2 \times 10^{-4} \text{ K} \Rightarrow \text{(A)}$$

此種電子具有明確的能階狀態，其最低的能量不為零 $\Rightarrow \text{(C)}$