



Chapter

1



光電基礎概論

- 1-1 光波傳遞
- 1-2 光波的複數表示法
- 1-3 海更斯理論
- 1-4 光傳播速度
- 1-5 光波之等相位面
- 1-6 偏振
- 1-7 費耐爾反射方程式
- 1-8 光與物質的交互作用
- 1-9 光電工程的學習路徑

在過去的數十年間，光電工程因為電腦以及微製程的大幅改進而奠定了良好的根基，越來越多光電相關的產品被開發並普及。因此，光電工程在現代社會以及未來是一項重要且令人關注的科技。一位高水準的光電工程師應該要具備宏觀以及完整的光學原理以及光電工程概念，當中包含了幾何光學、波動光學、電磁光學以及量子光學。每一細項的光學原理以及方法在處理光學問題時都有它的限制及特點，這也就是為什麼光電工程不難卻不易精通。在此章節，我們將從基礎的光學原理出發，並且給出這四種光學的基本概念及想法。



1-1 光波傳遞

任何一種傳遞波的傳遞速度 v 可表示成(1-1)式

$$\frac{\partial^2 W(r,t)}{\partial r^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 W(r,t)}{\partial t^2} \quad (1-1)$$

(1-1)波動方程式內 r 代表空間函數、 t 代表時間函數。而(1-1)式的其中一個解為弦波函數(Sinusoidal Function)。當我們考慮一個光波的傳遞時，光波從一個點傳遞到另一個點時基本上是遵循費碼原理(Fermat's Principle)。根據費碼理論，光波的前進是行走兩點之間最短時間的路徑，如圖 1-1 所示，我們可以簡易的將光波表示成一弦波

$$W(r,t) = A \cos \left\{ 2\pi \left(ft - \frac{r}{\lambda} \right) + \phi_i \right\} = A \cos \left\{ \omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi_i \right\} \quad (1-2)$$

(1-2)式中 A 代表振幅(Amplitude)、 f 為頻率(Frequency)、 ω 為角頻率、 λ 為波長(Wavelength)、 \vec{r} 為位置向量、 \vec{k} 為波向量(Wave Vector)，代表波前(Wavefront)的法線方向(Wavefront Normal)、 ϕ_i 為波的初始相位(Initial Phase)。在均向性介質中，波向量與光波的傳遞方向相同，這也同時可用來表示光線的方向且可用波印廷向量(Poynting Vector)來表示之；而在非均向性(Anisotropic)介質中，這樣的條件將不再成立，並將於第六章討論。幸運地，大部分介質屬於均向性介質，因此我們可以將波前的法線方向，也就是波向量視為光波的傳遞方向。

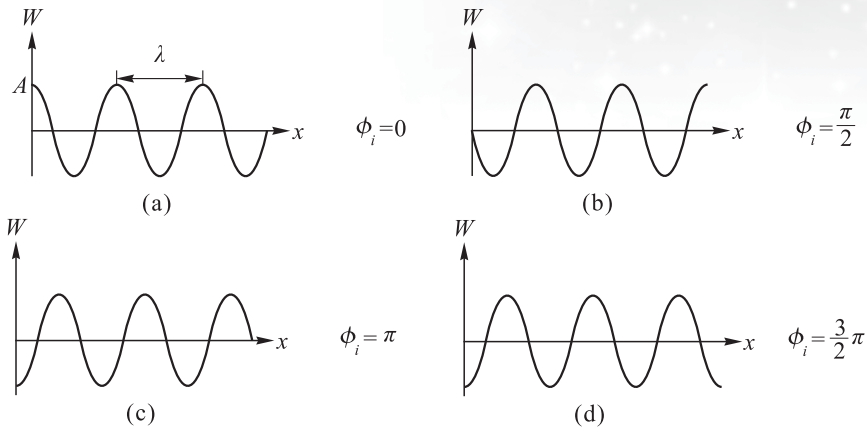


圖 1-1 弦波的振幅、週期與初始相位的示意圖

當一道光的波前法線方向不是唯一的，如圖 1-2 所示，則會出現各種各樣的波向量。利用這一項簡單的方法，我們可以找出成像的原理以及定出光波在不同的均向性介質當中的傳遞方向，而這項利用波前法向量來形容光波分佈的技術稱之為幾何光學 (Geometry Optics)。

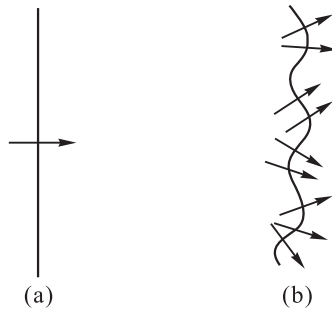


圖 1-2 光波波前與波向量之間的關係示意圖



1-2 光波的複數表示法

爲了計算上的方便，我們對於描述光波通常使用複數的表示方式來取代弦波的表示方法，因此，(1-2)式可以改寫爲

$$W(\mathbf{r}, t) = \text{Re}\{Ae^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}\} = \text{Re}\{E(\mathbf{r}, t)\} \quad (1-3)$$

假設有兩個光波 $W_1(\mathbf{r}, t)$ 與 $W_2(\mathbf{r}, t)$ ，並可表示如下：

$$W_1(r, t) = A_1 \cos(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}) = \text{Re}\{E_1(r, t)\} \quad (1-4)$$

$$W_2(r, t) = A_2 \cos(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r}) = \text{Re}\{E_2(r, t)\} \quad (1-5)$$

其中

$$E_1(r, t) = A_1 e^{i(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r})} \quad (1-6)$$

$$E_2(r, t) = A_2 e^{i(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r})} \quad (1-7)$$

並可以輕易地發現

$$W_1(r, t)W_2(r, t) \neq \text{Re}\{E_1(r, t)E_2(r, t)\} \quad (1-8)$$

因此若以複數型態表示時，須格外謹慎。

在一個光波中，電場的振盪頻率高達約 600 THz，其波長則約為 0.5μm。當考慮光波的能量強度時，應是以時間的平均值，而非瞬時值來表示人或儀器的觀察。光波的時間平均值可表示為

$$\langle W_1(r, t)W_2(r, t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T W_1(r, t)W_2(r, t)dt \quad (1-9)$$

其中 T 代表遠大於光波震盪週期的時間。當兩個光波的頻率相等時，可得到(1-10)式

$$\langle W_1(r, t)W_2(r, t) \rangle = \frac{1}{2} A_1 A_2 \cos\{(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r}\} \quad (1-10)$$

使用複數表示式來改寫(1-4)式至(1-7)式，可以發現(1-10)式可表示為

$$\langle W_1(r, t)W_2(r, t) \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}\{E_1(r, t)E_2^*(r, t)\} \quad (1-11)$$

其中星號代表共軛複數(即相位符號相反)，基於電磁場理論，當 $A_1 = A_2$ 可得到光波的時間平均功率為

$$\begin{aligned} \langle I(r, t) \rangle &= \varepsilon \langle E^2(r, t) \rangle = \frac{\varepsilon}{2} |E|^2 = \frac{\varepsilon}{2} A^2 \quad (1-12) \\ \varepsilon v \langle E^2 \rangle_T &\text{ or } \varepsilon_0 c \langle E^2 \rangle_T \end{aligned}$$

其中 ε 代表電介質的介電常數(Dielectric Constant)。在此書中，因為光功率密度為時間均分，因此我們將時間均分的符號省略掉後，因為在光波分布的計算中大多只考慮相對值，因此我們並進一步簡化為

$$I = |E|^2 \quad (1-13)$$

同時(1-13)式是以複數型態表示法，用於計算相對光功率密度的重要公式，(1-13)式的表示式正好告訴我們一個常見的事實，即我們無法看到一道光波的相位。而事實上，相位代表的是光波電場的變化，以可見光為例，其頻率達 10^{14} Hz 以上，無論是人眼或儀器皆無法跟得上，因此相位無法出現在(1-13)式是正確的。若要在光強度的表示式出現相位，至少需要二道光波疊加產生穩定的相位差訊號，這時候相位的資訊才有可能被解讀出來，這樣的現象就是所謂的同調干涉(Coherent Interference)，會在本書後面詳細解說。



1-3 海更斯理論

海更斯理論(Huygens' Principle)在波動光學(Wave Optics)中是最基礎的理論之一，可根據前一個波前的相位而計算出傳輸一定距離後的新波前。在海更斯理論中，波前上的每一個點光源都可視為次級點光源，以球面波方式向傳輸方向傳遞。因此，一個新的波前都是由前一個次級光源所發射出的波前所組合而成。

以圖 1-3 來說明海更斯理論，其中新的波前為 Σ ，稱為主要波前，而波的傳遞方向為小箭頭所示，波前之間的相隔時間為 Δt ，波速為 v ，而波前 Σ 上一系列的球面波半徑為 $r = v\Delta t$ ，這些球面波的疊加組成了新的波前，而波前上的每一個點自光源出發至此，其累積相位是一致的，不管其路徑上的光學介質是否皆為相同，其傳輸時間也是一致的。海更斯理論在繞射現象中是一個非常實用的技術，將在第七章加以討論。

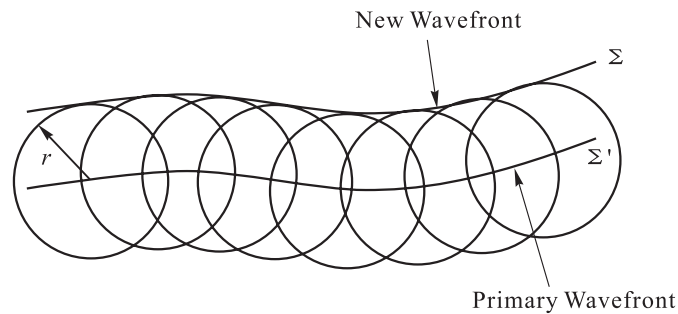


圖 1-3 海更斯理論中，波前上的每個點都可視為一個次光源，向前輻射而形成下一個波前



1-4 光傳播速度

光是一個電磁波場，可由麥斯威爾方程式(Maxwell Equations)形容之，可表示如下：

$$\nabla \times E + \frac{\partial B}{\partial t} = 0 \quad (1-14)$$

$$\nabla \times H - \frac{\partial D}{\partial t} = J \quad (1-15)$$

$$\nabla \cdot D = \rho \quad (1-16)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (1-17)$$

其中， E 和 H 稱為電場與磁場， D 和 B 稱為電位移與磁感應， J 為電流密度， ρ 為電荷密度。電流密度與電荷密度可視為電磁輻射的來源，當光波遠離源頭處時，此兩者皆為零。當考慮光場的響應時，電位移與磁感應強度可表示為

$$D = \varepsilon E = \varepsilon_0 E + P \quad (1-18)$$

$$B = \mu H = \mu_0 H + M \quad (1-19)$$

其中 ε 與 μ 為介電張量與磁導張量； ε_0 與 μ_0 分別在真空中為介電常數與磁導率；而 P 與 M 則是極化的電場與磁場。

當光波在自由空間傳播並遠離光源時，電位移與磁感應強度分別與電場與磁場光波成正比。根據麥斯威爾方程式，我們可容易地得到波動方程式為

$$\frac{\partial^2 E(r, t)}{\partial r^2} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 E(r, t)}{\partial t^2} \quad (1-20)$$

對照於(1-1)式之一般波動方程式，我們可得到真空中的光速為

$$v_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \approx 3 \times 10^8 \text{ m/s} \quad (1-21)$$

相同地，光速在光學介質中，光波的速度可表示如(1-22)式

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \quad (1-22)$$

相對於光速在真空中，在介質中的速度將會變慢，此現象可以推導出光學中最重要的一個參數，即介質的折射率(Refractive Index)，定義如下：

$$n = \frac{v_0}{v} = \sqrt{\frac{\epsilon\mu}{\epsilon_0\mu_0}} \quad (1-23)$$

由於光在真空中的速度要高於一般光學介質，因此介質折射率大於 1。當光行進於光學介質中，頻率保持不變，但光速變慢，其原因是波長變短了，其倍率與光速變慢的倍率相同。

當光波傳遞一段距離後，會累積一段相位如下：

$$\phi = \frac{2\pi nd}{\lambda_0} = k_0 nd = k_0(\text{OPL}) \quad (1-24)$$

其中 d 代表光在介質中傳遞的幾何路徑長度， λ_0 代表真空中的波長， k_0 代表真空中的波數(Wave Number)，OPL(Optical Path Length，光程)代表光傳遞所在之折射率與幾何距離的乘積，當 OPL 相同時，所累積的相位也必然相同。



1-5 光波之等相位面

我們會將光波自光源開始所傳輸的等相位面稱為光波的波前，由(1-24)式可發現波前上的每一點必然具有相等之光程與傳輸時間(見習題)。當光波傳播到不同介質時，波前的結構將依據所在之介質折射率的不同而有所改變，在本節中，我們將介紹二種最經典的波前，即平面波與球面波。



1-5.1 平面波

平面波是最簡單也是最基礎的波前結構，其特色為等相位表面是一個平面，如圖 1-4 所示。平面波波前只有一個波向量，與波前正交

$$\vec{k} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_0) = 0 \quad (1-25)$$

其中 \vec{r} 是位置向量， \vec{r}_0 為給定的位置向量，為平面上的一個已知點。因此(1-25)式可改寫為

$$\vec{k} \cdot \vec{r} = \text{constant} \quad (1-26)$$

所以我們可以將一個平面波的方程式寫成

$$W(\vec{r}, t) = A \cos\{\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}\} \quad (1-27)$$

或

$$W(\vec{r}, t) = A e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (1-28)$$

(1-27)式與(1-28)式是最簡單且最基本表達光波頻率與波傳遞方式的方式，因為其頻率單一，波向量也單一，這種光波稱之為單色平面波(Monochromatic Plane Wave)，在大自然間幾乎找不到理想的上述光波，但因為是最理想的光波，在理論計算上是非常有效與可以利用的波前。

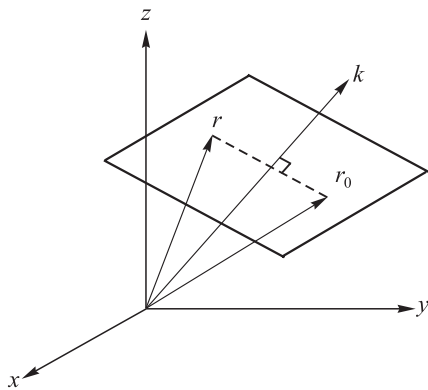


圖 1-4 平面波的示意圖

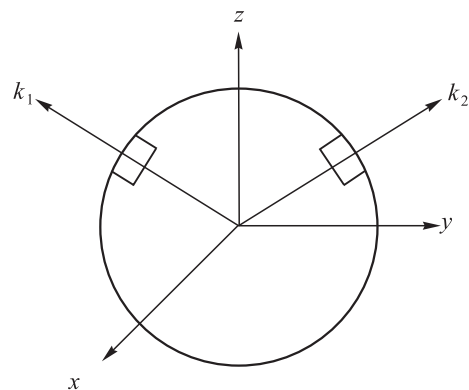


圖 1-5 球面波的示意圖

1-5.2 球面波

一個完美的球面波是由一個點光源開始，從點光源出發的球面波上，每一個波前的 OPL 都是常數，如圖 1-5 所示。其中，波向量總是平行於位置向量，所以常數的 OPL 可表示為

$$kr = \text{constant} \quad (1-29)$$

其中， $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ ，因此球面波可以表示為

$$W(r, t) = \frac{A}{r} \cos(\omega t - kr) \quad (1-30)$$

或

$$W(r, t) = \frac{A}{r} e^{i(\omega t - kr)} \quad (1-31)$$

1-5.3 拋物面波

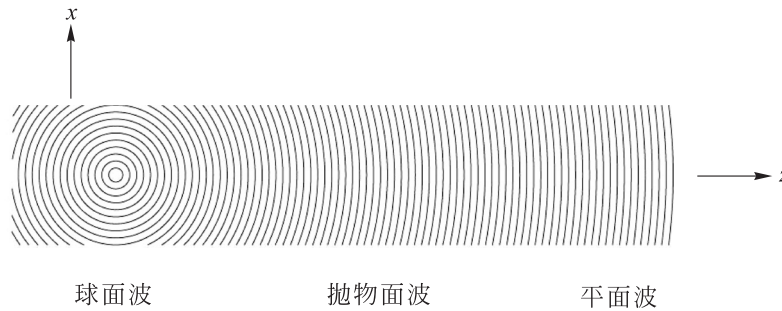


圖 1-6 球面波隨傳播距離的增加，在近軸方向可視為拋物面波，在更遠處則具有平面波的形式

如圖 1-6 所示，當光波向 z 軸傳遞時，我們可表示為

$$r = z \sqrt{1 + \frac{x^2 + y^2}{z^2}} = z \left(1 + \frac{\theta^2}{2} - \frac{\theta^4}{8} + \dots \right) \quad (1-32)$$

其中， $\theta = \left(\frac{x^2 + y^2}{z^2} \right)^{1/2}$ ，當 $\theta \ll 1$ ，在(1-32)式的近似條件將改寫為

$$r = z \left(1 + \frac{\theta^2}{2} \right) \quad (1-33)$$

此時，球面波可表示為

$$W(r, t) = \frac{A}{z} e^{i(\omega t - kz - k \frac{x^2 + y^2}{2z})} \quad (1-34)$$

在觀察點位於 $z = z_0$ 的近軸區域時，近似球面波可改寫為

$$W(r, t) = A'e^{i(\omega t - k\frac{x^2+y^2}{2z_0})} \quad (1-35)$$

其中 A' 為常數振幅，由(1-35)式可發現，該相位項已使得球面波前近似為一個拋物面波的波前。



1-6 偏振

關於電場與磁場的振盪，一個完整的光波在這兩個場內的振盪稱之為偏振 (Polarization)。我們假設一個單色平面波往 z 軸傳遞，如圖 1-7 所示，其中電場和磁場沿著互相垂直的方向振盪，光波則在直線方向傳播，此稱為線性偏振(在 x 方向)。如果電場不沿著直線振盪或隨著光波傳播時改變振動方向時，光波電場的振動方向沿著如順時針(或逆時針)之圓形方向振動(如圖 1-8(a))，則稱之為順時針(或逆時針)圓偏振光。此外，任何電場 E 都可分解為在 x 與 y 方向的 E_x 和 E_y 分量，上述的圓偏振即為 E_x 和 E_y 相等的情形，假若 E_x 和 E_y 不相等時，其所對應的電場 E 便為一個橢圓，如圖 1-9 所示，此時光波即為橢圓偏振光。如果電場振動方向均勻分布於各方向，而其 E_x 和 E_y 的分量又相等時，這時光波即為非偏極光，一般的自然光或人造照明的光大多為非偏極光，幾個常見的例外包括雲層在特殊角度對陽光的散射光，或某些鏡面雨水的表面的特殊的反射光，是有偏振的特性；此外，液晶顯示器是以控制光波偏振的方向來產生畫面，因此光線必須處於偏振狀態。

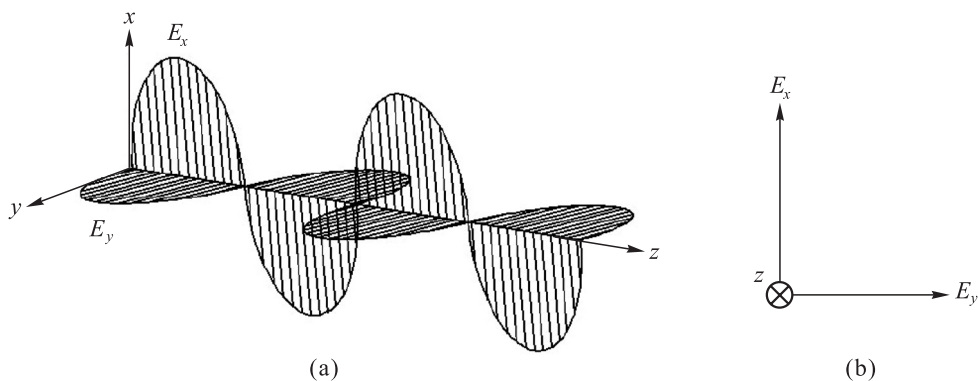


圖 1-7 單色平面波往 z 軸傳遞，此時電場、磁場與傳波方向互相垂直

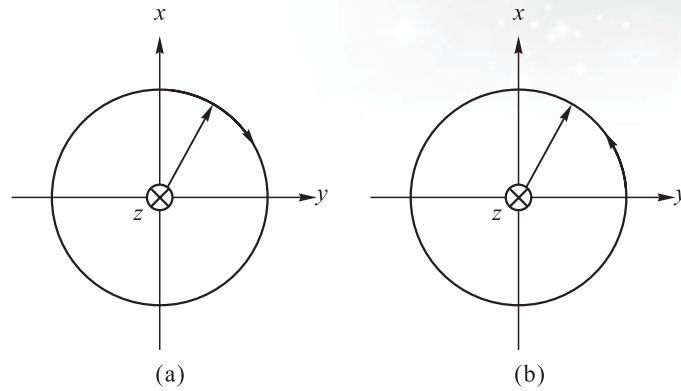


圖 1-8 圓形偏振光：(a)順時針，(b)逆時針

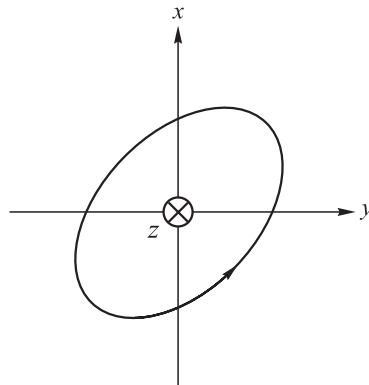


圖 1-9 橢圓偏振光



1-7 費耐爾反射方程式

在麥克斯威爾方程組在決定光波的能量分佈上非常有用。我們可以藉由電磁理論來研究光波從一介質進入另一個介質，即經過一個光學界面時，光波能量的分布，此時光波的偏振態會扮演一個極為重要的角色，因此我們將其分為 TE 與 TM 偏振態來討論。首先要先定義入射面(Incident Plane，或 Plane of Incidence)，其為包括入射光波向量、反射光波向量與折射光波向量之共平面。

第一種為光波之電場與入射面垂直，稱之為 TE 偏振或是 s 偏振；另一種則是光波之電場與入射面平行，稱之為 TM 偏振或是 p 偏振。TE 與 TM 偏振的說明如圖 1-10 所示。

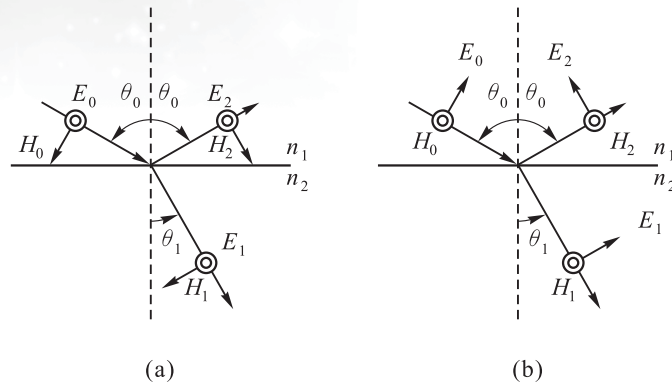


圖 1-10 入射時，在入射面之折射與反射光的分布：(a)TE 或 s 偏振，(b)TM 或 p 偏振

假設這兩種介質的折射率分別是 n_1 與 n_2 ，在 TE 情況下其反射與折射係數分別為

$$r_s = \frac{E_{2s}}{E_{0s}} = \frac{n_1 \cos \theta_0 - n_2 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_0 + n_2 \cos \theta_1} = \frac{\sin(\theta_1 - \theta_0)}{\sin(\theta_1 + \theta_0)} \quad (1-36)$$

$$t_s = \frac{E_{1s}}{E_{0s}} = 1 + r_s = \frac{2 \sin \theta_1 \cos \theta_0}{\sin(\theta_1 + \theta_0)} \quad (1-37)$$

在 TM 情況下其反射與折射係數分別為

$$r_p = \frac{E_{2p}}{E_{0p}} = \frac{n_2 \cos \theta_0 - n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_0 + n_1 \cos \theta_1} = \frac{\tan(\theta_1 - \theta_0)}{\tan(\theta_1 + \theta_0)} \quad (1-38)$$

$$t_p = \frac{E_{1p}}{E_{0p}} = \frac{n_1}{n_2} (1 + r_p) = \frac{2 \sin \theta_1 \cos \theta_0}{\sin(\theta_1 + \theta_0) \cos(\theta_0 - \theta_1)} \quad (1-39)$$

其中 E_{0s} 、 E_{1s} 、 E_{2s} 、 E_{0p} 、 E_{1p} 與 E_{2p} 代表分別折射與反射的電場，上述方程式稱之為費耐爾方程式(Fresnel Equations)。

由於能量與振幅的絕對值平方成正比，邊界的反射可表示為

$$\begin{aligned} R_s &= |r_s|^2 \\ R_p &= |r_p|^2 \end{aligned} \quad (1-40)$$

在垂直入射時($\theta_0 = 0$)，我們可以發現 R_s 與 R_p 相同，如(1-41)式

$$R_s = R_p = \left[\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right]^2 \quad (1-41)$$

此時可以發現當界面兩端的介質之折射率差距越大時，其界面的反射率越大，此現象稱為費耐爾反射或費耐爾損失(Fresnel Reflection or Fresnel Loss)。舉例而言，在空氣($n_1=1$)中垂直入射玻璃($n_2 = 1.5$)時，反射率是 4%；若玻璃換成砷化鉀晶體($n_2 = 3.6$)時，反射增加至 32%。

我們可將(1-36)至(1-39)式繪圖於圖 1-11 與圖 1-12。圖 1-11 為不同的入射角在內部反射(Internal Reflection)($n_1 > n_2$)時之 $|r_s|$ 與 $|r_p|$ 分布；圖 1-12 為在與外部反射(External Reflection)($n_1 < n_2$)時之 $|r_s|$ 與 $|r_p|$ 分布。在內部反射時，不論是 TE 或 TM，我們皆可找一個臨界角(Critical Angle)，對應於內部全反射(Total Internal Reflection)，而在 TM 時，我們又可找到一個布魯斯特角(Brewster Angle)，對應於全穿透。

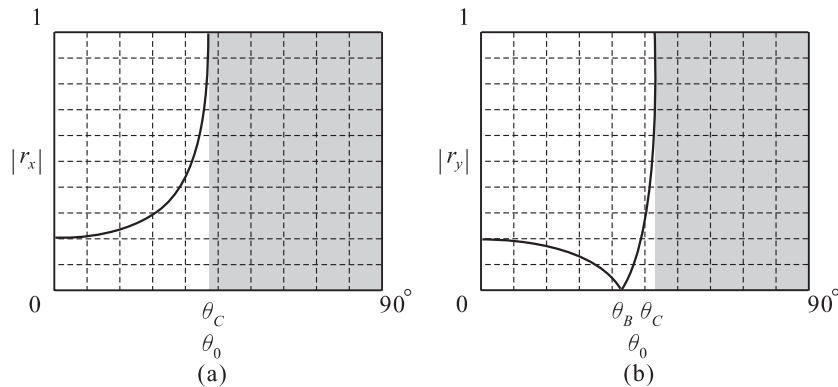


圖 1-11 內部反射情況($n_1 > n_2$)下的反射係數

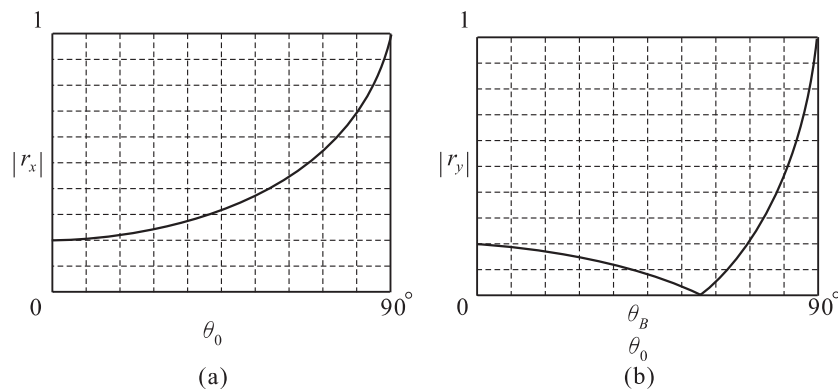


圖 1-12 外部反射情況($n_1 < n_2$)下的反射係數

1-7.1 全反射

全反射只發生在入射角滿足下面條件

$$\theta_0 \geq \sin^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \equiv \theta_C \quad (1-42)$$

其中， θ_C 即為臨界角。在現在的光學工程中全反射是一個重要的作用，尤其在光纖 (Optical Fiber) 的應用上，如圖 1-13 所示，光纖是一個圓柱體且折射率高於周邊的纖維，使得光線在傳播中達到內部全反射。假設光纖纖核之折射率為 n_A ，而纖覆之較小的折射率為 n_B ，為達到進入光纖的光線能在光纖內不斷地全反射，進入光纖的入射角會有一個最大的限制，

$$\theta_0 \leq \sin^{-1}\sqrt{n_A^2 - n_B^2} \equiv \theta_f \quad (1-43)$$

光纖的數值孔徑 (Numerical Aperture) 可以定義如下

$$NA = \sin \theta_f = \sqrt{n_A^2 - n_B^2} \quad (1-44)$$

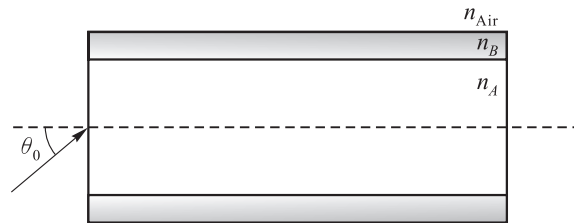


圖 1-13 光波入射光纖之示意圖

1-7.2 全透射

全透射之意為沒有光線在入射光學界面時有反射光，因此反射係數為零，這種情形只發生在 TM 中。我們根據(1-38)式，全透射的條件發生於

$$\theta_0 = \tan^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \equiv \theta_B \quad (1-45)$$

其中， θ_B 稱為布魯斯特角。布魯斯特角的存在只發生於 TM 的情形中，與內部反射或外部反射無關。在圖 1-11 中為內部反射，又當入射光的偏振為 TM 時，會發生全反射與全透射，因此其反射光強度隨入射角度的改變有激烈的變化。

Example

邊界存在於空氣與玻璃($n = 1.5$)之中，內部臨界角為

$$\theta_C = \sin^{-1}\left(\frac{1}{1.5}\right) \approx 41.8^\circ$$

TM 波內部反射之布魯斯特角為

$$\theta_B = \tan^{-1}\left(\frac{1}{1.5}\right) \approx 33.7^\circ$$

在外部反射時為

$$\theta_B = \tan^{-1}\left(\frac{1.5}{1}\right) \approx 56.3^\circ$$

邊界存在於空氣與砷化鎵($n=3.6$)之中，內部臨界角反射為

$$\theta_C = \sin^{-1}\left(\frac{1}{3.6}\right) \approx 16.1^\circ$$

TM 波內部反射之布魯斯特角為

$$\theta_B = \tan^{-1}\left(\frac{1}{3.6}\right) \approx 15.5^\circ$$

在外部反射時為

$$\theta_B = \tan^{-1}\left(\frac{3.6}{1}\right) \approx 74.5^\circ$$



1-8 光與物質的交互作用

早期物理科學家長期以來一直探討光的性質中，對於光到底是粒子性或是波動性一直存有疑惑，最初牛頓認為光是微小的顆粒，但海更斯卻認為，光是上下垂直振盪的傳播波動。由於海更斯的波動理論提出了極佳的實驗解釋現象，例如折射、繞射與干涉，最後這個理論在十八世紀被大多數的數物理學家所接受。由於繞射和干涉現象

是基於光的波動性，光波的傳遞方式則可經由麥克斯威爾方程式來精確地計算。與其他波動一樣，其波速可以表示為

$$c = \lambda f \quad (1-46)$$

其中， λ 是指光波的波長(Wavelength)， f 指光波的頻率(Frequency)。

在上個世紀結束時，光的波動理論受到了光電效應的挑戰，光電效應指出當光束撞擊到金屬時，電子脫離金屬表面的現象。根據觀察，當低於一個截止頻率時，無論多麼強烈的光波照射，都沒有光電效應的發生。為了解釋此現象，愛因斯坦認為光帶有特殊能量，可以光子(Photon)的能量來解釋，一個光子可以被視為帶有一個特殊量子態的能量，當光子在真空中移動時，其移動速度為不變的 c ，但是光子的能量卻由頻率來決定，可表示如下：

$$E = hf \quad (1-47)$$

其中 h 代表普朗克常數(Plank's Constant)；(1-47)式說明當光子的頻率越高時，將具有較高的能量。愛因斯坦認為在光電效應中，每一個游離的電子是因為一個高能光子的入射所造成的，電子因高能光子的轟擊而從金屬表面游離而出，其動能為

$$k_e = hf - w \quad (1-48)$$

其中 w 代表當電子脫離金屬時的功函數(Work Function)。因此，為了從金屬表面游離一個電子，其必要條件便是光子的能量需要能大過金屬之功函數

$$hf \geq w \quad (1-49)$$

這種粒子性的理論可推出光電效應的光波截止頻率，因此當入射光波的頻率降低到一定的數值時，無論有多少個光子(即無論多麼強烈的光照明)都不足以使金屬表面產生游離電子，即無光電效應的產生。

今日，我們知道光波既具有強烈的波動現象，也具有明顯的粒子性。光的波動性與粒子性都會在某些特殊情況下顯現出來，這就是所謂的光的波動與粒子之二元性質。其中，我們知道在光波的傳遞時，光波的干涉與繞射是波動性的最佳寫照，這樣的波動性天天發生在我們每個人的周圍，如眼鏡上的多層膜所反射的特殊光色即是光

波的干涉現象，而光學的進一步推理甚至可以將所有光波的傳遞解釋為光學干涉的結果，比如手上拿一支點亮的雷射筆時，可以看到雷射光的直線前進，這個行進路徑用光波的波動性來解釋也一樣正確無誤。另一方面，光與物質之間的交互作用則是光的粒子性的最佳寫照，最常見的是電子攝影機的 CCD 與太陽能電池都基於光子在材料中，因能量移轉而產生電子的原理，而新世代光源的 LED 則反過來是以電子轉為光子為基礎。不管是波動性或粒子性，在科學上、工程上甚至我們的日常生活上都不斷的展現，使得我們的生活多采多姿。

Example

光子的能量通常以電子伏特(eV)表示。如果光波的波長為 $1\mu\text{m}$ ，計算光子的電子伏特能量。

在(1-47)式中，可知

$$E = hf = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6.63 \times 10^{-34} (\text{J} \cdot \text{s}) \times 3 \times 10^8 (\text{m/s})}{1 \times 10^{-6} (\text{m})} = 2 \times 10^{-19} \text{J}$$

一個電子伏特所需的能量是用一伏特去提升一個電位，1eV 對應的是 1.6×10^{-19} 庫倫(C)
 $1.6 \times 10^{-19} (\text{C}) \times 1 (\text{V}) = 1.6 \times 10^{-19} \text{J}$

光子能量可表示為

$$E = \frac{2 \times 10^{-19} (\text{J})}{1.6 \times 10^{-19} (\text{J})} = 1.24 \text{ eV}$$

若給定一個光子波長 λ ，光子能量為

$$E = \frac{1.24}{\lambda}$$

其中，能量的量測為電子伏特，波長的單位則是微米(Micro-meter)。



1-9 光電工程的學習路徑

我們已經簡單的接觸了四個光學的基礎理論，即幾何光學、波動光學、電磁光學(Electro-Magnetic Optics)和量子光學(Quantum Optics)。其中幾何光學是一個簡化的理論，它適合用於計算出光的位置與影像的形成，也被稱為光束光學(Ray Optics)。波動光學是基於波的相位特性，適用於形容光波干涉與繞射的特性，為純量理論。電磁光

學較前兩者齊全，若要確切的能量分布則要使用電磁光學來計算，多數為向量式的運算，計算難度較高。而在光與介質之間的相互作用上，包含光子的輻射與吸收，因涉及量子理論，超出前三者的範圍，但是更能探索光子的基本原理。

在以後的章節，我們將討論幾何光學、波動光學、電磁光學和量子光學，這些都是一個光電工程師所應該熟悉的。

習題

1. 波前上的每一點都是與光源間所累積的相位皆相等，試證明無論在經過如何不均勻的介質，其累積的時間亦相等。
2. 可見光的波長範圍為自 390 nm 至 780 nm，求出可見光波段光子能量對應的電子伏特。
3. 一道光線經過空氣與藍寶石($n = 1.7$)的光學界面，試求出其產生全反射與全透射之條件。
4. 試證明球面波在長距離傳播後可視為平面波。