



# 逢甲大學學生報告 ePaper

報告題名：

一道神祕的電磁波—X 射線

作者：廖昭銘

系級：電機二乙

學號：D9776915

開課老師：田春林

課程名稱：近代物理

開課系所：電機工程學系

開課學年： 98 學年度 第一 學期



## 中文摘要

自從人類觀察與研究自然科學世界中，總是離不開光，從古時候的以凸透鏡去觀查物體，到現今的光學儀器，我們可以觀察到遠到宇宙，小到細胞的微觀世界。自從光學儀器產生之後，人們就可以觀察到滲入細胞內部，它極大地促進了生物學家能更了解到生物體內的結構與組織；它也讓電子科技能做的更為的精確，更微觀。在我們的所指的光源，大多數已可見光為主，其波長通常在 4000 埃到 7000 埃之間，但當我們要觀測更微小的物體時，通常光源波長必須小於或等於被觀察物體的尺寸大小，所以當我們要研究更小物體時，用可見光顯微鏡就無法達到目標。從陰極射線到 1895 年德國科學家倫琴(Rontgen)發現了 X 射線之後，對於人類的科學與社會進步都有非常大的貢獻，才有現在醫學上的電腦斷層掃描，或是科學上的 X 射線顯微成像。應用 X 射線對樣品作用時產生光電子信號的機理的 X 射線光電子顯微鏡，結合了空間和能量分辨率的特性使的表面科學研究有的重要的作用。一個肉眼難以觀察的光源，在 20 世紀中，幫助了數萬的人們擺脫許多病魔的摧殘，也讓我們現代科技能更往前跨一大步。

**關鍵字：** X 射線、倫琴、顯微鏡、可見光

# 目錄

中文摘要 .....	1
緒論 .....	5
1.1 動機 .....	5
1.2 內容 .....	5
1.3 研究主題 .....	6
二、X 射線產生的緣由.....	7
2.1 陰極射線 .....	7
2.2 X 射線之父—倫琴.....	9
2.3 X 射線的歷程.....	11
2.4 X 射線的製作.....	13
三、X 射線原理 .....	14
3.1 光的定義 .....	15
3.2 X 射線 .....	17
3.3 X 射線繞射 .....	20
3.4.1 康普頓效應 .....	25
3.4.2 康普對效應的實驗 .....	28
3.5 配對產生 .....	29

3.7 X 射線光譜.....	30
3.8 歐傑效應 .....	33
四、X 射線的母體—X 光機.....	34
4.1 自波整流 X 光機.....	35
4.2 全波整流 X 光機.....	38
五、X 射線的應用 .....	40
5.1 乳房 X 射線攝影術.....	40
5.2 電腦斷層攝影(CT).....	41
5.2.1 螺旋和多切片 .....	43
5.2.2 超快 CT 掃瞄器 .....	44
5.3 接觸 X 射線顯微術.....	45
5.4 透射 X 射線成像顯微鏡.....	48
5.5 透射掃描 X 射線顯微鏡.....	51
5.6 X 射線光電子顯微鏡.....	53
5.6.1 直接成像 X 射線光電子顯微鏡.....	53
5.6.2 掃描 X 射線光電子顯微鏡.....	55
5.7 X 射線螢光顯示鏡.....	57
六、X 射線未來科技的發展.....	60
6.1 放射診斷低能量 X 射線範圍.....	60

6.2 X 光自動化檢疫系統.....	61
6.3 第三代同步輻射成像 .....	62
參考文獻 .....	64



## 緒論

### 1.1 動機

在如此科技的時代，醫學、食品、交通等等的科技都變遷的如此快速，但我們都不知道我們科技是如何變遷的，由古至今不變的太陽光，原本是讓我們地球能正常運行的源頭，也是讓我們人類能正常生活的主要因素，但在 21 世紀中，我們人類更深入的去對我們生命的核心做研究與探討，而我選擇太陽光中的 X 射線的原因在於：在於它普遍的應用於我們的生活週遭，不管是醫學、研究、觀測、高科技，但我們並不知道它到底在做什麼，所以我選擇了太陽光中的 X 射線進行探討。

### 1.2 內容

對於 X 射線的相關資料進行蒐集及整理，然後分為許多層面進行探討，先從 X 射線的歷史層面，先了解如何發現 X 射線，且是如何發現的，還有那時代的科學家如何再進一步去深入研究 X 射線；然後再接著探討現代 X 射線的母體，因為那是現代 X 射線科技的根本；接著再了解到現代 X 射線的相關理論，知道那些理論到時是如何應用在觀測或是醫學上，這樣

對於接下來要探討生活層面上的應用才能更清楚；到後來要討論到醫學層面及研究層面。這是由古至今、再由今至未來的發展，不只是單純的敘述 X 射線是如何，而是去探討它對我們人類會有何影響，更重要的是對我們的環境、及地球的影響。

### 1.3 研究主題

在這篇報告中，主要探討 X 射線的理论與應用層面，理論主要是在於 X 射線的如何產生，以及 X 射線的相關理論內容分析；而這篇重於應用層面，因為應用層面比較貼近於生活，然而應用層面的內容在於，像是 X 射現在醫學上的應用，比如說：電腦斷層攝影、心臟對比造影及乳房 X 射線攝影術；且還有在 X 射現在觀測系統上的成就，像是 X 射線光電子顯微鏡、X 射線螢光顯示鏡、透射掃描 X 射線顯微鏡，還會更進一步的討論 X 射線中的光學元件，如：X 射線波帶片等等，還有生活上的一些例子，讓我們能對 X 射線能更有效的了解，不管是理論或是實際應用，我們都能從生活中發現他們的存在。

## 二、X 射線產生的緣由

### 2.1 陰極射線

19 世紀是電磁學大發展的時期。到 19 世紀 70~80 年帶，電氣工業開始有了發展，發電機、變壓器和高壓輸電線路逐步在生產中得到應用，然而，漏電和放電損耗非常嚴重，成了亟待解決的問題。此時德國物理學家和發明家蓋勒(J. H. W. Geissler, 1814~1879)在 1855 年發明了水銀真空管，他並在玻璃容器的相對兩端封入兩片金屬，在將其內部的空氣抽去，製成放電管(人稱「蓋勒斯管」)為低壓氣體放電的研究創造了良好的條件。

就在 1858 年德國人普呂克爾(Julius Plucker, 1801~1868)在研究氣體放電時，注意到在放電管正對陰極的管壁上發出綠色的螢光，這被證明是因為有一種射線從陰極發出打到管壁所致，因此就把這一射線叫做陰極射線。普呂克爾和另一位德國物理學家戈爾德斯坦(Eugen Goldstein, 1850~1930)都認為這種射線是一種以太波，因為這種射線按直線行進，對物質有化學作用，性質上類似紫外光。它還演示了陰極射線被電極阻擋後，在管壁上形成陰影的現象，如圖 2.1.1 所示。



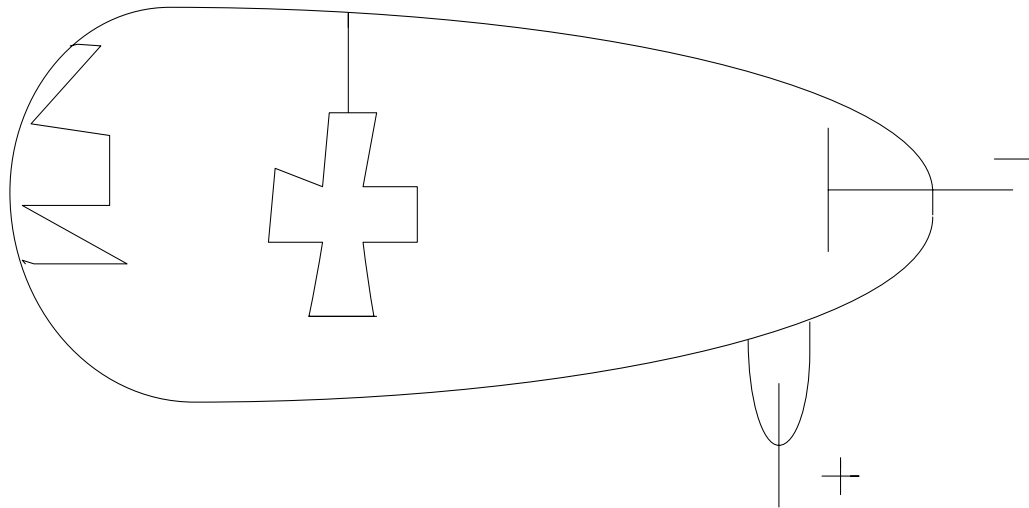


圖 2.1.1 陰極射線被電極阻擋後在管壁上形成陰影

以太論者認為，宇宙中充滿了一種稱為「以太」(ether)的特殊介質，光既然是一種波，就應該是以以太的某種狀態的傳播，陰極射線也是如此，但他們對微粒說的反駁卻很有分量。例如：戈爾德斯坦為了說明陰極射線不是分子流，特意做了一向光譜實驗。如圖 2.1.2

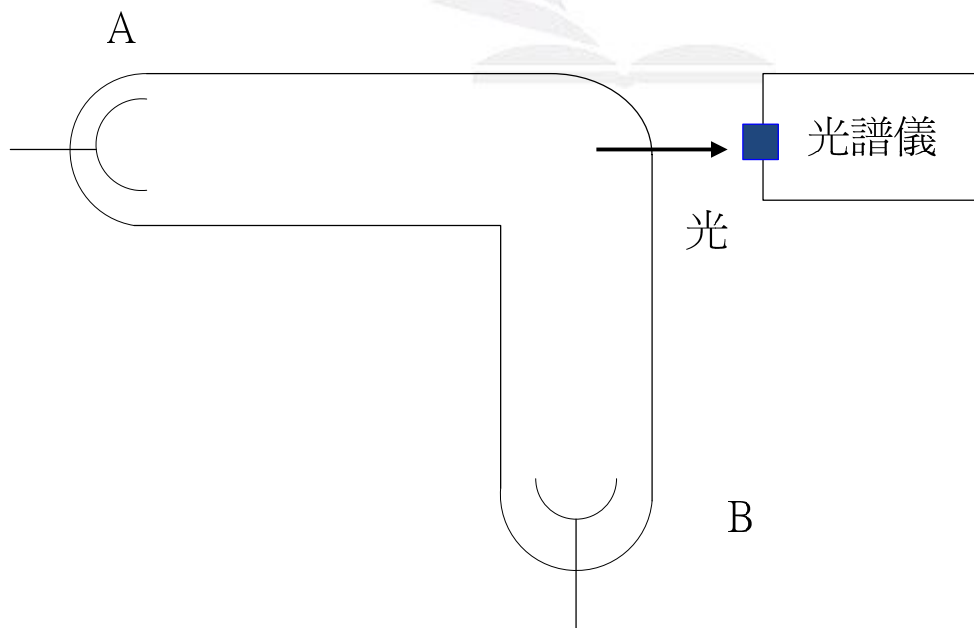


圖 2.1.2 戈爾德斯坦的光譜實驗

是他用一支L形放電管，A、B兩電即可輪流當陰極，光譜儀看到的光來自嘲像光譜儀而來的射線；射線如果由分子流組成，那麼分子向光譜儀運動時，由於多普勒效應(Doppler effect)，光的頻率應有所增高；反之，當B是因及時，光的頻率就會減小，可是，改換電極即興，戈爾德斯坦絲毫未發現光的譜線有任何的變化；於是這一事實成了反對帶電分子說的證據。

## 2.2 X射線之父—倫琴

陰極射線的研究不僅有實用價值，對探討物質結構也有很深遠的意義。由此引發了一系列科學發現，其中影響最大的是X射線的發現、放射線的發現和電子的發現。這就是所謂的世紀之交的三大發現，且首度獲得將諾貝爾物理學獎項頒發給發現X射線的倫琴。

從倫琴發現X射線經過，要從1895年12月22日，這時倫琴已一個人在實驗室裡工作六個星期。他意識到新現象的重要性，需要儘快地確認這一新射線的存在以及他的各種性質。當時工作條件非常困難，特別是射線管要抽成真空，每次抽成真空需要花整整四天的時間。如果停止實驗，真空度就破壞了，一切就要從頭開始。

對於倫琴來說，他當然沒有料到在重複陰極射線實驗

時，會發現這一種新的性質特殊的射線，但他的發現並不是因為遇上了好運，而是由於幾十年的精心實踐培養了良好的觀察和判斷能力。抓住了機會，就不輕易放過，務必研究的水落石出，所以，偶然的機遇獲得了必然的成果。

倫琴在1895年12月28日向維爾茲堡物理和醫學學遞交了他的第一篇論文，題名「一種新射線(初步通信)」，他在這篇研究通信中描述了X射線的一些性質，如直線傳播、不產生干涉現象、在磁場中不受偏轉等等，並猜測X射線可能是以太的縱振動。1896年1月1日，倫琴到預印本，陸續贈送給朋友們和知名學者。對一些人他還附加上拍攝的X射線照片。1月4日在柏林物理學會的會議上，展覽了他的X射線照片。此日維也納的一家報紙率先報導這一新聞，於是消息馬上傳遍了全世界。1月13日，倫琴向普魯士國王演示被授予二及榮譽勳章。1月23日倫琴在自己的研究所裏作公開報告，一位教授當場舉起手來，要求倫琴給他的首拍攝X射線照片。那位教授果然如願以償，於是興奮地當眾建議把這一射線命名為倫琴射線。一時間，沸沸揚揚，倫琴捲進了一股熱浪中，難以脫身，失去了寶貴的時間。他只好躲了起來，以便繼續做他的研究。

X射線的發現的確令人激動，人們奔走相告，消息越傳越神奇。最先引起人們注意的，當然是它在醫學中的應用價值。捲入這場熱潮的，不僅有物理學家、冶金學家，更有人數眾多的醫生和病理學家。廠商大做生意，發明家謀取專利。倫琴更關心的卻是X射線的本質。他在1896年和1897年相繼發表了另外兩篇關於X射線性質的研究通信後，就回到自己的主要研究領域—實驗固體物理學中，把X射線的研究留給別人去做。

### 2.3 X射線的歷程

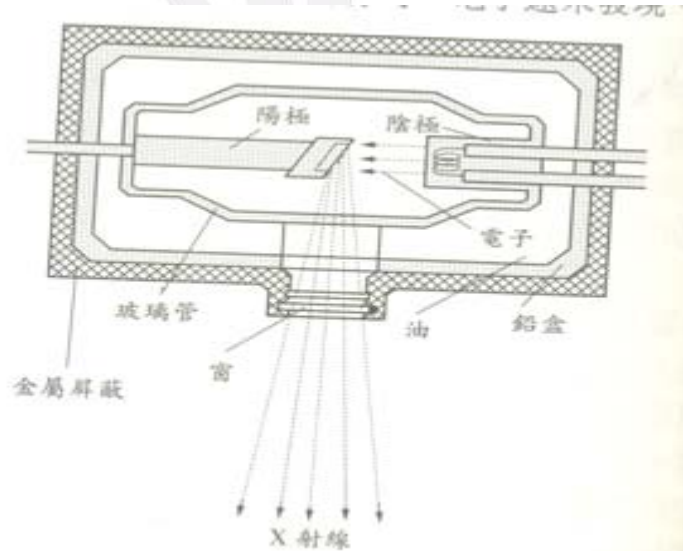


圖 2.1.3 X射線管的結構[1]

如圖 2.1.3 示一種 X 射線管，在陽極和陰極間加高電壓。電子從陰極(熱絲)發出，受電場力加速，已很高的速度打到陽極(靶子)上，就會激發出 X 射線。

X射線實質上就是波長極短(波長約為 $10^{-9}\sim 10^{-10}$ 公尺)的電磁波。陰極射線既然是由高速電子流所組成，這些電子打到電極上，與電極裡的原子相撞後速度劇減，必然會輻射這種電磁波(連續譜，continuous spectrum)；與此同時，原子的內層電子也會被激發，躍遷到高能階，空出的低能階將由外層電子遞補，於是也會輻射這種電磁波(標識譜，characteristic spectrum)。所以可以說，X射線是陰極射線的伴生物。這些道理，倫琴在一開始當然並不了解。限於當時的空間，他不可能弄清楚X射線的本質。

既然X射線是陰極射線的伴生物，那麼早在發現陰極射線的19世紀50年代，甚至更早，人們似乎就應該在研究陰極射線的過程中發現X射線了。

例如1880年，德國物理學家戈爾德斯坦在研究陰極射線時就注意到，陰極射線管壁上會發出一種特殊了輻射，使管內的螢光屏發光，當時他正在為陰極射線是以太的波動這個論點辯護，所以他就沒有更進一步去追查根源，就錯過了發現X射線的機會。

還有人更接近於作出X射線。例如：J.J湯木生在1894年策陰極射線速度時，就有觀察到X射線的紀錄。他沒有功

夫專注於這一偶然現象，但在論文中如實地作了報導：「我察覺到放電管幾英呎遠處的普通德製玻璃管中發出螢光，可是在這一情況下，光要穿過真空管壁和相當厚的空氣層才能達到螢光體。」

勒斯是研究陰極射線的權威學者之一，他在研究不同物質對陰極射線的吸收時，遇見過 X 射線，他大概是由於螢光屏塗了一種只對陰極射線敏感的材料而未獲明確結論。其實樂即使當時宣布觀測到了 X 射線，也不能認為他是 X 射線的發現者，因為當倫琴宣佈 X 射線的發現以後，勒斯還認為 X 射線是速度極快的陰極射線，把陰極射線和 X 射線混為一談，而倫琴早在 1896 年就宣佈 X 射線不帶電，與陰極射線有本質的區別。[1]

## 2.4 X 射線的製作

X 射線波長略大於 0.5 奈米的被稱作軟 X 射線。波長短於 0.1 奈米的叫做硬 X 射線。硬 X 射線與波長長的（低能量）伽馬射線範圍重疊，二者的區別在於輻射源，而不是波長：X 射線光子產生於高能電子加速，伽馬射線則來源於原子核衰變。

產生 X 射線的最簡單方法是用加速後的電子撞擊金屬



靶。撞擊過程中，電子突然減速，其損失的動能會以光子形式放出，形成 X 光光譜的連續部分，稱之為制動輻射。通過加大加速電壓，電子攜帶的能量增大，則有可能將金屬原子的內層電子撞出。於是內層形成電洞，外層電子躍遷回內層填補電洞，同時放出波長在 0.1 奈米左右的光子。由於外層電子躍遷放出的能量是量子化的，所以放出的光子的波長也集中在某些部分，形成了 X 光譜中的特徵線，此稱為特性輻射。

此外，高強度的 X 射線亦可由同步加速器或自由電子雷射產生。同步輻射光源，具有高強度、連續波長、光束準值、極小的光束截面積並具有時間脈波性與偏振性，因而成為科學研究最佳之 X 光光源。[2]

### 三、X 射線原理

在探討 X 射線在生活的應用，我們必須要先了解 X 射線的基本理論，主要分為：

- (1) 光的定義
- (2) X 射線
- (3) X 射線繞射

(4) 康普頓效應

(5) 配對產生

(6) X射線光譜

### 3.1 光的定義

在我們日常生活中經驗中，例子與波動的觀念十分清楚，並沒有任何神祕的或是渾濁不輕的感覺。石頭落入水中且漣漪由落水處向四周散開，很明顯地僅將能量和動量由一處傳遞到別處。

在光的觀念中，根據波動理論，光波離開光源時，攜帶的能量連續地以波動型態傳播；根據量子理論，光是由獨立的光子所組成，每一個都小到足以讓單一電子吸收。但是，儘管光的粒子觀念如其所顯示的，量子理論需要光的頻率來描述光子能量。



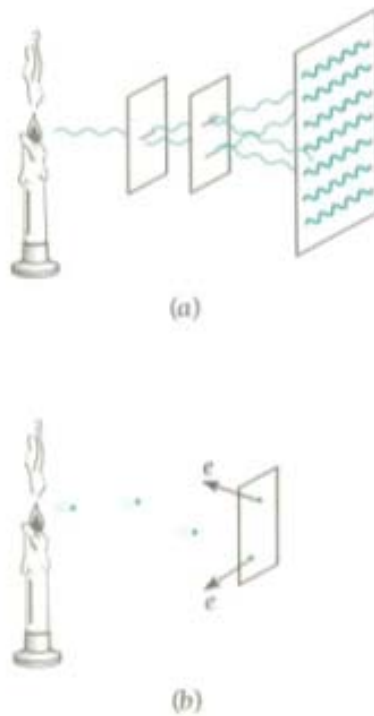


圖 3.1.1 (a)光的波動理論解釋了繞射和干涉現象，而量子理論卻不能解釋。(b)量子理論解釋了光電效應，而波動理論無法解釋。[3]

在波動模型圖 3.1.1 中，屏幕上某處的光強度和  $\overline{E}^2$  有關，此數值為電磁波電場之瞬間振幅平方在完整週期中的平均值。在粒子模型中，這強度卻和  $Nh\nu$  有關，其中  $N$  為到達屏幕上的相同地方每單位面積每秒的光子數目。這兩個描述必須得到相同的強度，故  $N$  和  $\overline{E}^2$  成正比。如果  $N$  夠大，會使的某人觀察屏幕時會看到一般的雙狹縫干涉圖案，故沒有任何理由懷疑波動理論；如果  $N$  很小—或許小到一次只有一個光子到達屏幕—觀察者會發現一連串明顯

的隨機閃光出現，並且假設它正看到量子行為。

如果觀察者時序地追蹤閃光夠長的時間，這些圖案在  $N$  很大時仍一樣不變，因此觀察者將會推論出在某時某處找到一個光子的機率和那裡的  $\overline{E}^2$  有關。如果我們將每個光子視為擁有相關波動現象時，在屏幕上某處的波強度決定了一個光子是否會到達該處的可能性，當它經過狹縫時，光表現的像是波，當光照射到一屏幕時，則像是個粒子。光傳播時明顯地以波的形式前進，但吸收能量時則以一連串的粒子行為出現。

由此可之光同時具有波動性與量子性，所以光有一個二元性(dual character)，波動理論和量子理論互相補充。

### 3.2 X射線

X射線發現不久之後，人們便懷疑他是電磁波，電磁理論預測一個加速電核能放射電磁波且快速移動之電子突然停止也的確是被加速。在這些情況中所產生的輻射稱為制動輻射。制動輻射導致的能量損失對電子比較電子重的例子來說更重要，因為電子接近原子荷之原子序越大時，其制動輻射也越強。

我們將波長從 0.01 至 10nm 的電磁輻射分類 X射線，這個

分類並非是很明顯的：波長長端會和伽瑪射線重疊，而長波長端則和紫外光重疊。

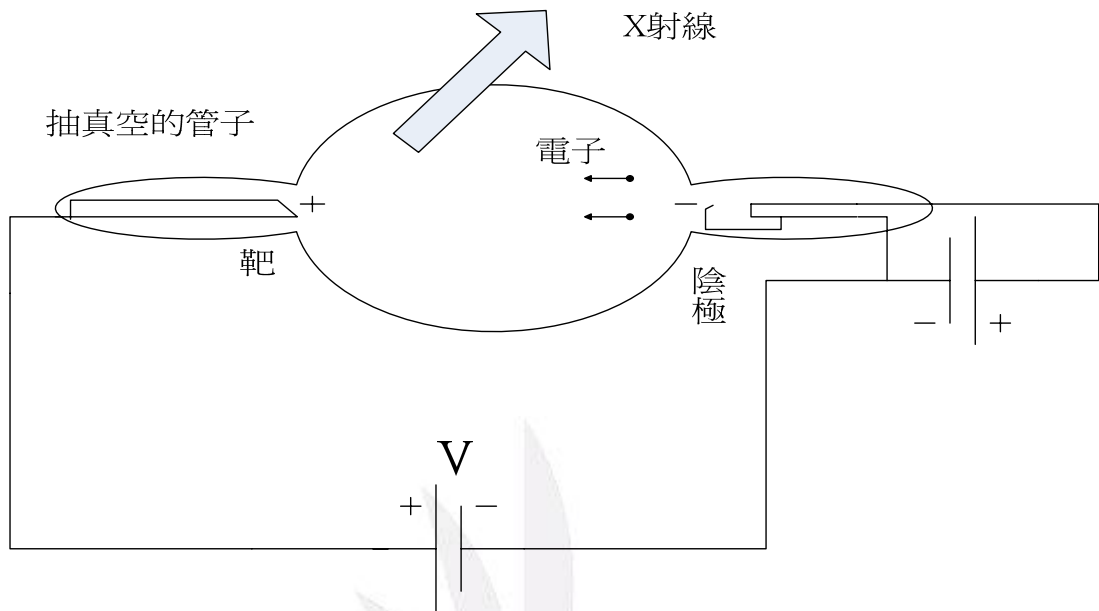


圖 3.2.1 X 射線管。加速電壓  $V$  越高時，電子速度越快且 X 射線波長越短。

古典電磁理論預測電子因制動輻射而加速，一般而言，這樣理論解釋了 X 射線管中 X 射線出現的原因。然而理論和實驗之間的結果在某些重要的角度中並不吻合，在圖 3.2.2 中顯示了當電子經過不同的加速電位時，撞擊鎢靶和鉬靶所得之 X 射線光譜，圖 3.2.2 及 3.2.3 中曲線顯示出兩項電磁理論無法解釋的特性：

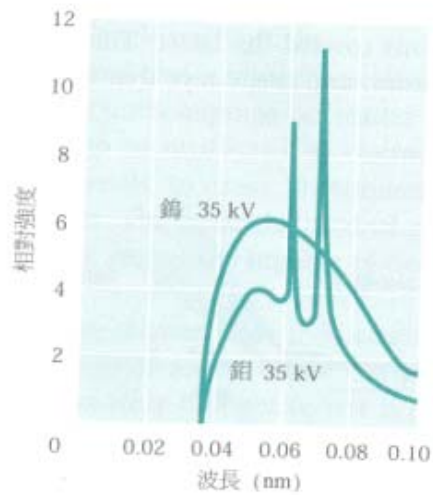
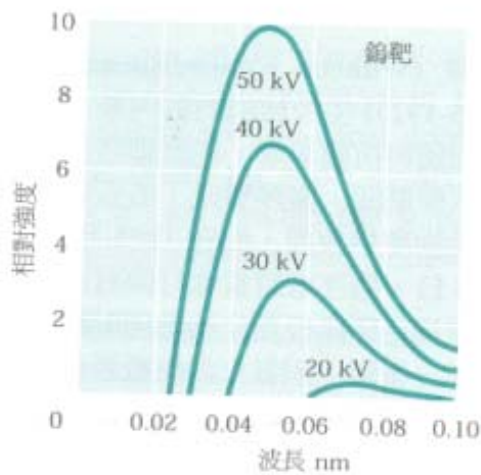


圖 3.2.2 在不同加速電位下，鉬的 X 射線光譜。[3]

圖 3.2.3 鉬和鉬在 35Kv 加速電位下的 X 射線光譜。[3]

(1)就鉬(Mo)的情形來看，在某些波長處出現一些強度值顯示出 X 射線增加，對不同物質的靶而言，這些峰值出現於不同的特定波長，此現象原起於把內原子之電子結構受撞擊電子干擾之後而重新排列。而除了連續 X 射線光譜之外，特定波長的 X 射線出現是件重要的事情，無疑地這是一種非古電效應。

(2)對一已知加速電位  $V$  所產生的 X 射線而言，波長並不一致，但卻不能比某一特定值  $\lambda_{\min}$  小， $V$  增加則  $\lambda_{\min}$  會減少。在一特定的  $V$  時，鉬靶和鉬靶的  $\lambda_{\min}$  相同。杜安(Duane)跟杭特(Humt)在實驗中發現了  $\lambda_{\min}$  和  $V$  成反比，而他們之

間的精確關係為 
$$\lambda_{\min} = \frac{1.24 * 10^{-6}}{V} V \cdot m$$

第二項觀察和輻射量子理論符合，大部分的電子射入鈹後，會遭到許多碰撞，而其能量逐漸地轉變為熱。少部份電子則在與把原子碰撞，損失大部分或全部的能量，而這能量將變為 X 射線。

除了第一項觀察結果之外，X 射線的產生相當於一種逆光電效應，及電子動能 KE 轉換為光子能量，而非光子能量轉換為電子能量 KE。短波長意謂著高頻率，而高頻率意謂著高光子能量  $h\nu$ 。

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中的短波極限，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

$$V_e = h\nu_{\max} = \frac{hc}{\lambda_{\min}}$$
$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{V_e} = \frac{1.240 * 10^{-6}}{V} V \cdot m$$

因此將 X 射線產生是為逆光電效應是很適當的。

### 3.3 X 射線繞射

一個晶體是由許多原子規則排列而成，且每個原子都能散

射電磁波，這個散射的機制非常直接，在固定電場中的原子產生極化現象，因為負電性電子和正電性原子核受到相反方向的作用力，而這些力相對於使原子結合所需的力來說很小，故其結果為一個扭曲電荷的分佈等效於電偶極。在頻率 $\nu$ 之電磁波的交流電場中，極化現象將會有頻率 $\nu$ 來回地變化，入射波的能量減少以產生一個振盪的電偶極，而振盪電偶極會輻射頻率 $\nu$ 的電磁波，而這些二次波會往除了沿著偶極軸以外的所有方向發散出去(在非極化輻射照射下的原子中，上述的限制不會出現，因為各個原子的輻射將是隨機分布的)。

在波動術語中，二次波為球面波前而不是入射波的平面波前，散射的過程包刮了吸收入射平面波並且在輻射出相同頻率的球面波，如圖 3.3.1 所示。

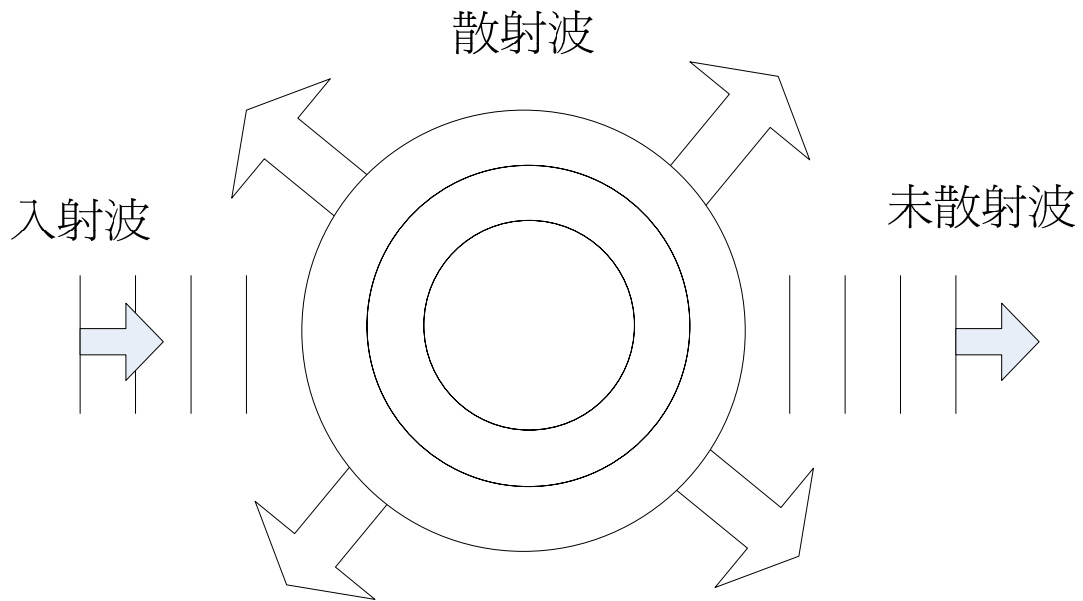


圖 3.3.1 被一群原子造成的電磁輻射散射，入射平面波將以球面波型態在被釋出。

入射於晶體上的單色 X 射線會往所有方向散射，然而因為原子的規則排列，某一個方向的散射波會產生建設性干涉，而零一個方向則會產生破壞性干涉。晶體中的原子可被用來定義許多平行平面族，如 3.3.2 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，我們將此平面稱為布拉格平面。

被晶體原子散射之輻射所碰到的建設性干涉必須符合的條件可由圖得到。



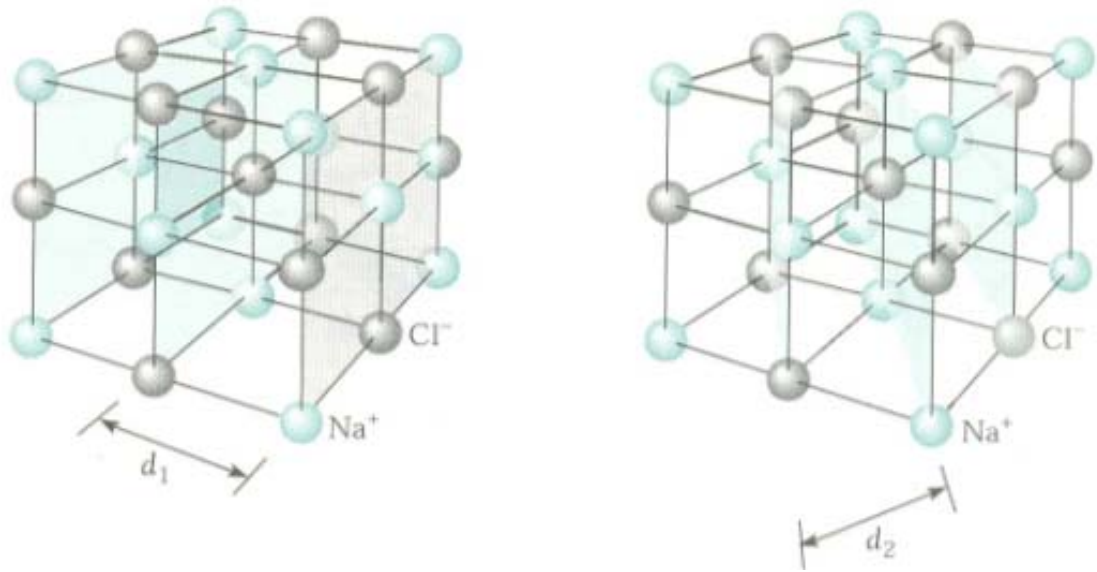


圖 3.3.2 在氯化鈉晶體中的兩種布拉格平面。[3]

一條包含波長  $\lambda$  之 X 射線射入晶體中，其入射方向和間隔  $d$  之布拉格平面族的角度為  $\theta$ ，光線通過第一個平面的原子 A 和下一個平面的原子 B，部分光線會散射至任一方向。建設性干涉僅發生在那些互相平行且光程差為  $\lambda, 2\lambda, 3\lambda$  等的散射光線中，亦即可說光程差必須為  $n\lambda$ ，其中  $n$  為整數，被 A 和 B 散射的光線分別在圖 3.3.3 中以 I 和 II 標示出來。



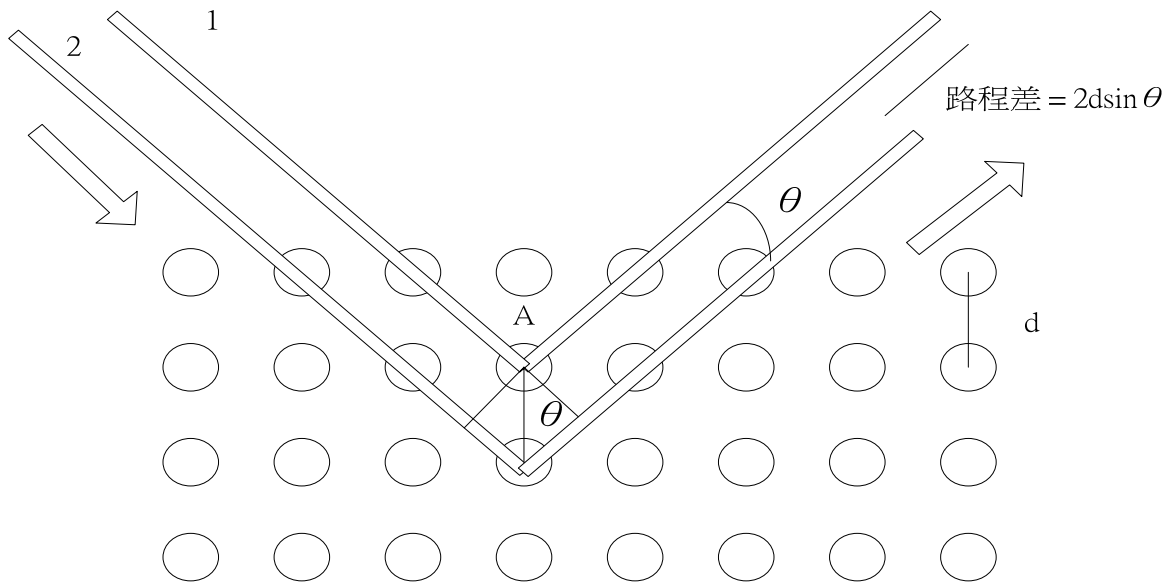


圖 3.3.3 立方晶體的 X 射線散射。

I 和 II 的第一個條件即是他們的散射角度必須等於入射光線的入射角  $\theta$ 。第二個條件為

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

因為光線 II 必須比光線 I 多行進  $2d \sin \theta$  距離，整數  $n$  為散射數的冪次。

基於布拉格的分析而設計的 X 射線光譜儀的改列設計如圖所示，一道窄的 X 射線以角度  $\theta$  入射一晶體，並放置一偵測器以計入散射角度亦為  $\theta$  的光線，任何到達偵測器的 X 射線遵守布拉格第一項條件。當  $\theta$  變化時，偵測器紀錄那些對應於式所預測冪次的強度峰值。如果晶體中相鄰布拉格平面的間隔  $d$  為以之時，則 X 射線波長  $\lambda$  可被計算出來。

### 3.4.1 康普頓效應

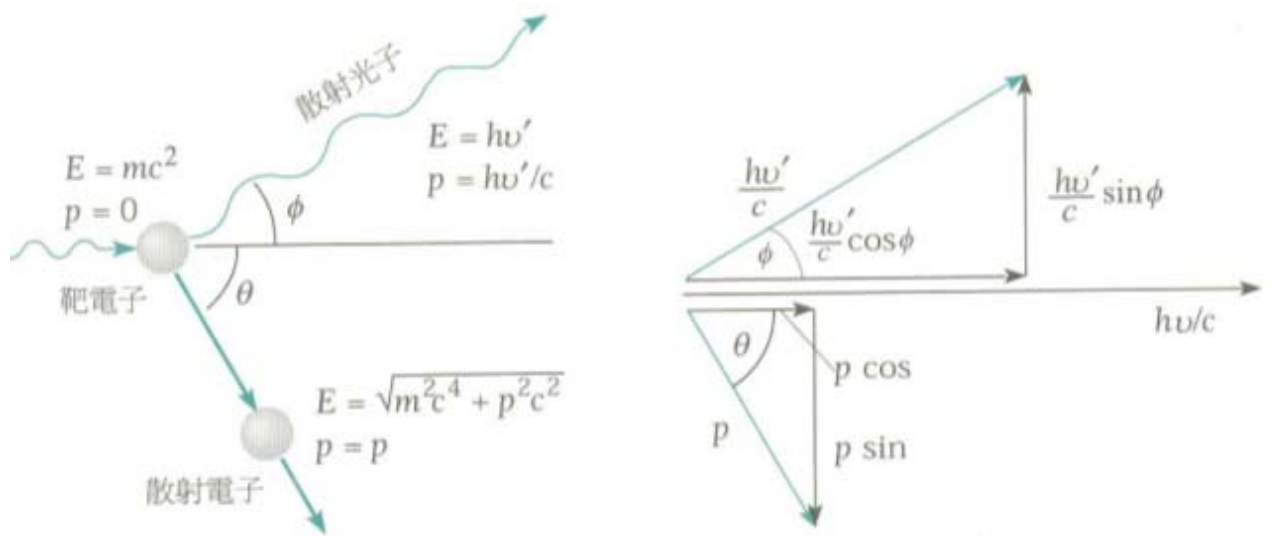


圖 3.4.1.1 康普頓散射[3]

如圖 3.4.1.1 顯示了這樣的碰撞：一個 X 射線光子撞及一個電子，當電子接受到脈衝而開始運動時，他將會由原來的運動方向被散射離開。我們可以想像光子在此碰撞中損失的能量等於電子所得到的動能 KE，雖然事實上包刮了不同的光子。如果初始光子頻率為  $\nu$ ，而散射光子頻率為較低的  $\nu'$ ，其中

光子損失的能量 = 電子得到的能量

$$h\nu - h\nu' = KE$$

一個無質量粒子的動量和其能量相關，因為光子能量為  $h\nu$ ，其動量為  $p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c}$ 。

不像能量一樣，動量是一個包刮方向和大小的向量，在碰

撞時，動量必再每一個互相垂直的方向是守恆。此處我們所選擇的方向為原來光子的方向，以及與此方向垂直且位於包刮電子和散射光子平面上的方向。

初使的光子動量為  $hv/c$ ，散射光子動量為  $hv'/c$ ，而初始和最終的電子動量分別為 0 和  $p$ ，在原來的光子方向上

初使動量 = 最終動量

$$\frac{hv}{c} + 0 = \frac{hv'}{c} \cos \phi + p \cos \theta$$

而垂直此方向上

初使動量 = 最終動量

$$0 = \frac{hv'}{c} \sin \phi - p \sin \theta$$

初始光子和散射光子方向之間的角度為  $\phi$ ，而  $\theta$  為初始光子和反彈電子方向之間的角度。從式子中，我們可以找到一個將初始光子和散射光子之間波長差和夾角  $\phi$  關聯的公式，而這兩個變數都為可量測的數值。

第一步推導過程為

$$pc \cos \theta = hv - hv' \cos \phi$$

$$pc \sin \theta = hv' \sin \phi$$

將這兩個方程式平方並且相加可消去  $\theta$ ，得到

$$p^2 c^2 = (hv)^2 - 2(hv)(hv') \cos \phi + (hv')^2$$

從粒子的總能量有兩個公式

$$E = KE + mc^2$$
$$E = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2}$$

令這兩個表示一個例子總能量的方程式相等可得

$$(KE + mc^2)^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2$$
$$p^2 c^2 = KE^2 + 2mc^2 KE$$

因為  $KE = hv - hv'$

我們得到  $p^2 c^2 = (hv)^2 - 2(hv)(hv') + (hv')^2 + 2mc^2(hv - hv')$

從式中減去此值  $p^2 c^2$ ，最後我們得到

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

這個關係是以波長  $\lambda$  表示較為簡單，把式除以  $2h^2 c^2$

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

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

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

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

在 1920 年代早期由康普頓所推導出，因為它是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。

康普頓波長  $\lambda_c = \frac{h}{mc}$

稱為散射粒子的康普頓波長。對一個電子而言，

$\lambda_c = 2.426 * 10^{-12} m$ ，一等於 2.426pm，式以  $\lambda_c$  來表示

康普頓效應  $\lambda' - \lambda = \lambda_c (1 - \cos \phi)$

## 一道神祕的電磁波—X 射線

康普頓波長得到入射光子波長的變化範圍，從式中我們注意到，當波長變為康普頓波長 $\lambda_c$ 的兩倍時，可能的極大波長變化對應於 $\phi=180^\circ$ ，因為對電子而言 $\lambda_c=2.426 \times 10^{-12} m$ ，對應於其他粒子而言，由於其靜止質量較大，故其康普頓波長較小，易量測得到：可見光波長位移小於初始波長的 0.01%。康普頓效應為 X 射線經過物質時失去能量的主要方法。

### 3.4.2 康普頓效應的實驗

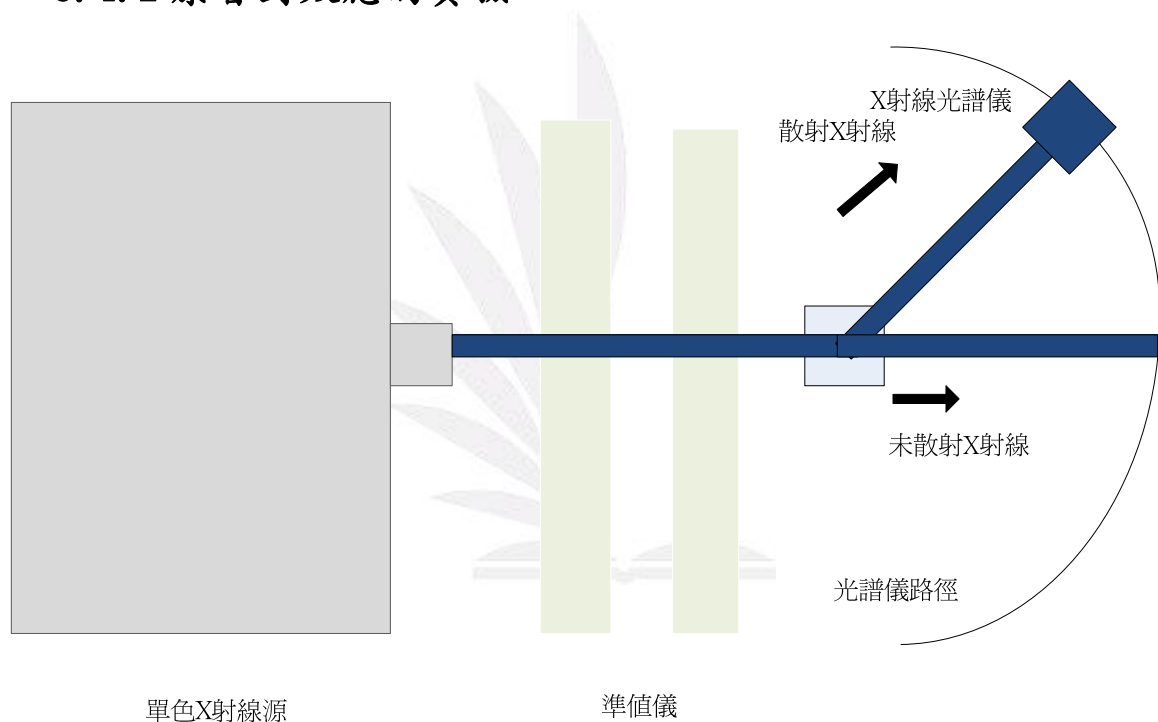


圖 3.4.2.1 康普頓實驗證明

康普頓校樣的實驗證明非常簡單，如圖 3.4.2.1 所示，一道以之波長的單色 X 射線射入靶中，而散射 X 射線的波長將由不同的角度 $\phi$ 來決定，此結果如圖所示，顯示出如市預測之

波長位移，但在每個角度的散射 X 射線也包含了許多初始波長的部份。我們假設散射粒子能夠自由地移動，這個假設十分合理，因為物質中的許多電子僅鬆散地被其原子束縛。其餘電子則被緊緊地束縛住，當它們被光子撞擊時整個原子會反彈而不是單一電子。在這個情況中，式中所使用的  $m$  為整個原子的質量，其數值比電子質量大數萬倍，因此所產生的康普頓效應位移將會很小，使其無法被測量到。

### 3.5 配對產生

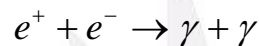
再碰撞中一個光子會將其全部或部分能量給予電子，對一個光子而言也可能轉化成一個電子和一個正子也是有可能的，這個過程稱為配對產生(pair production)，電磁能量會轉換為物質。

當電子-正子對在原子核附近時並不會違背守恆定律，電子電荷和正子電荷和為零，與光子電荷相同；電子和正子的總能量等於光子能量，而線性動量也藉由原子核而守恆，因為原子核會在作用過程中帶走光子的動量。因為原子核的質量相當地大，原子核僅吸收光子及小的一部分能量。

電子或正子的靜止能量  $mc^2$  為 0.51MeV，因此配對產生需

要至少一個光子能量 1.02MeV,任何多餘光子能量都會變成電子或正子的動能,所對應的極大光子波長 1.2pm。這樣的電磁波稱為迦瑪射線,可在自然界的放射性原子核及宇宙射線中發現。

當正子在電子附近,且兩粒子在其相反電荷的作用下會產生逆配對,兩個粒子會同時消失,損失質量會變成能量,形成兩個迦瑪射線光子:



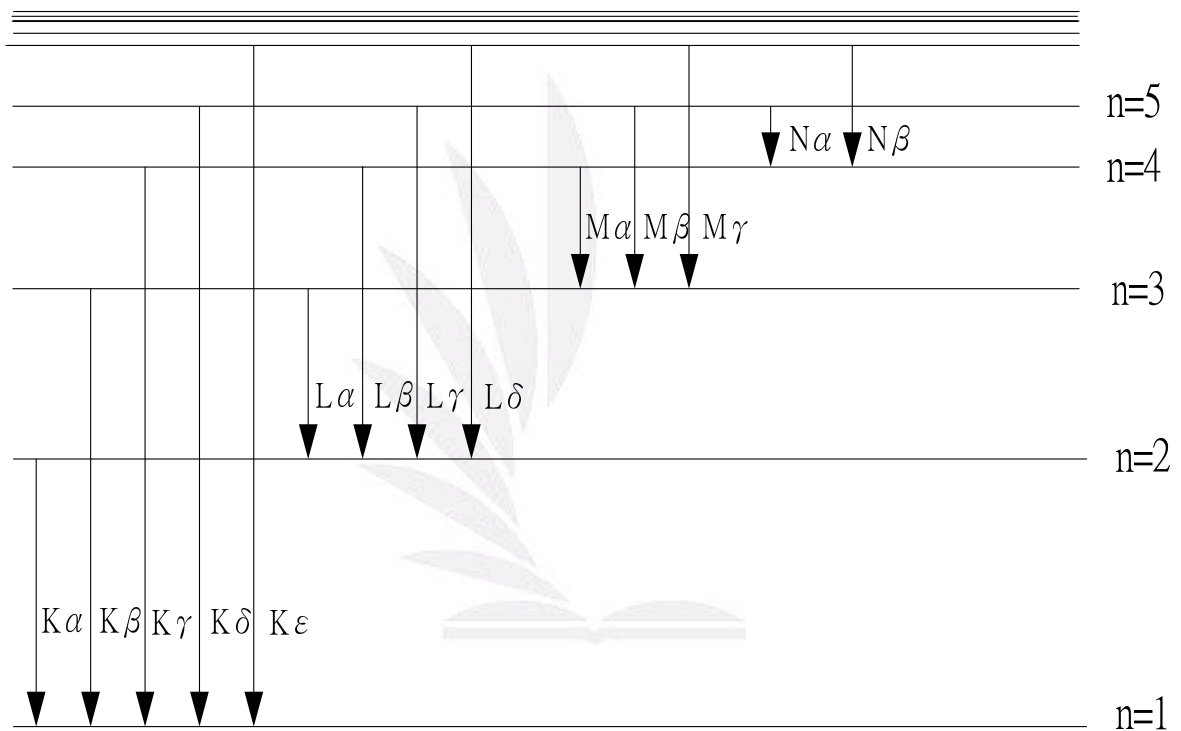
正子和電子總質量相當於 1.02MeV,且每個光子能量  $h\nu$  為 0.51MeV,加上相對於質心粒子的一半動能,光子方向將使其能量和線性動量守恆,而配對滅絕不需要原子核或其他粒子也會發生。

### 3.7 X射線光譜

被快速電子轟擊的把 X射線光譜,在把材料的波長特性中顯示出窄的突波,此光譜的波長分佈為連續且極小波長和電子能量成反比。連續的 X射線光譜為逆光效應(inverse photoelectric effect)的結果,其電子動能轉換為光子能量  $h\nu$ 。另一方面,被入射電子干擾的原子中,其內部電子躍遷會產生線光譜。



原子外層電子的躍遷通常只牽涉到幾個電子伏特的能量，甚至一走一個外圍電子最多僅需 24.6eV。這樣的躍遷所產生光子的波長未於電磁頻譜中的可見光區域或在其附近。較重元素的內層電子則相當的不同，因為這些電子並沒有被其他電子殼穿插在他們和電子核之間而產生屏蔽效應，所以他們將牢牢地被束縛住。



### 3.7.1 X 射線光譜的來源

圖中顯示出一個重原子中的能階，在同一殼中角動量態間的能量差和不同殼之間的能量差比起來很小，讓我們來看當一個高能電子撞擊至原子且將 K 殼電子撞出時會發生何



事。K 電子可能會被提升至原子中未被填滿的上層殼，但是此過程所需的能量和完全移走電子的能量之間的差非常小，在鈉中僅為 0.2%，故在較重原子更小。

當電子由外殼至 K 殼中的空洞時，沒有 K 電子將會以 X 射線光子的形式釋放其能量，如圖所示。元素 X 射線光譜中的 K 系線由 L, M, N... 階躍遷至 K 階所產生的波長所組成，同樣地當 L 電子被撞離原子時會產生波長較長的 L 系，當 M 電子被撞離原子時則會產生 M 系。

找到元素  $K_\alpha$  的 X 射線頻率和原子序  $Z$  之間的近似關係是很容易的，當 L 電子躍遷至空的 K 態時會放射出一個  $K_\alpha$  光子，L 電子會遭受到原子核電荷  $Z_e$  的作用，並且因為其餘 K 電子所產生的屏蔽效應，原子電荷  $Z_e$  會減少至鄰近等效於  $(Z-1)e$  個有效電荷的作用。因此我們可以來求出  $K_\alpha$  光子頻率，藉著假設  $n_i = 2, n_f = 1$ ，並且以  $(Z-1)^2 e^4$  取代  $e^4$ ，得到

$$\nu = \frac{m(Z-1)^2 e^4}{8\epsilon_0^2 h^3} \left( \frac{1}{n_f} - \frac{1}{n_i} \right) = cR(Z-1)^2 \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right)$$

$$K_\alpha \text{ X 射線} \quad \nu = \frac{3cR(Z-1)^2}{4}$$

其中  $R = me^4 / 8\epsilon_0^2 h^3 = 1.097 * 10^7 m^{-1}$  為雷德堡常數 (Rydberg constant)，以電子伏特表示  $K_\alpha$  的 X 射線光子能量可藉由下式子以  $(Z-1)$  來表示  $E(K_\alpha) = (10.2\text{eV})(Z-1)^2$ 。

### 3.8 歐傑效應

損失一個內層電子的原子可藉由歐傑效應(Auger effect)損失激發能量而不會放射出 X 射線光子。在這個由法國物理學家皮埃爾·歐傑所發現的效應中，當一個外殼電子從原子射出，同時會有另外一個外殼電子掉到不滿的內殼。因此被釋放的電子會帶走原子激發能量，而非光子。就某種方面來看，雖然光子不會進入原子之內，歐傑效應象徵了內部的光電效應。

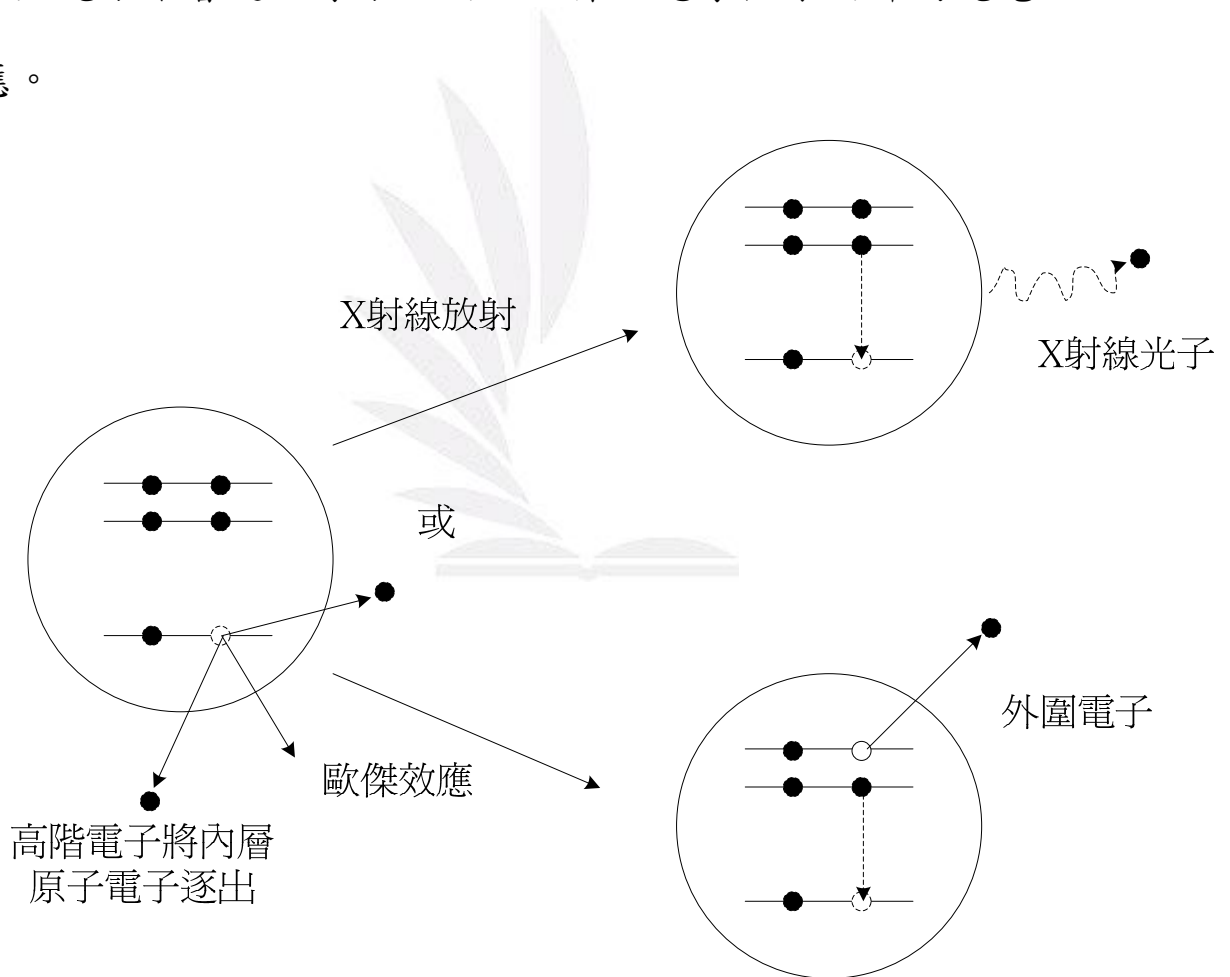


圖 3.8.1 當一個缺少內層電子的原子由外殼電子掉下且填

滿空態時，激發能量可被 X 射線光子或另一個外  
為電子帶走，後者稱為歐傑效應。

歐傑過程在大部分原子中會與 X 射線輻射競爭，但所產生的  
電子通常會在靶材中被吸收而產生 X 射線。這些歐傑電子在  
材料原子表面或是在其表面下方發生，因為原子的能階會被  
其在化學鍵中所扮演之角色所影響，歐傑電子的能量提供我  
們觀察原子的化學環境，再由不同材料沉積薄膜組成的半導  
體元件中，表面特性為製作半導體元件所需的資訊，故歐傑  
光譜對於研究表面特性是非常有價值的方法。[3]

## 四、X 射線的母體—X 光機

在探討 X 射線在生活中的應用時，我們要先了解 X 射線產  
生的機器，因為它是應用在我們生活的根本，可分為：

- (1) 自波整流 X 光機
- (2) 全波整流 X 光機
- (3) 全波肯儂整流器
- (4) 三相 X 光機

## 4.1 自波整流 X 光機

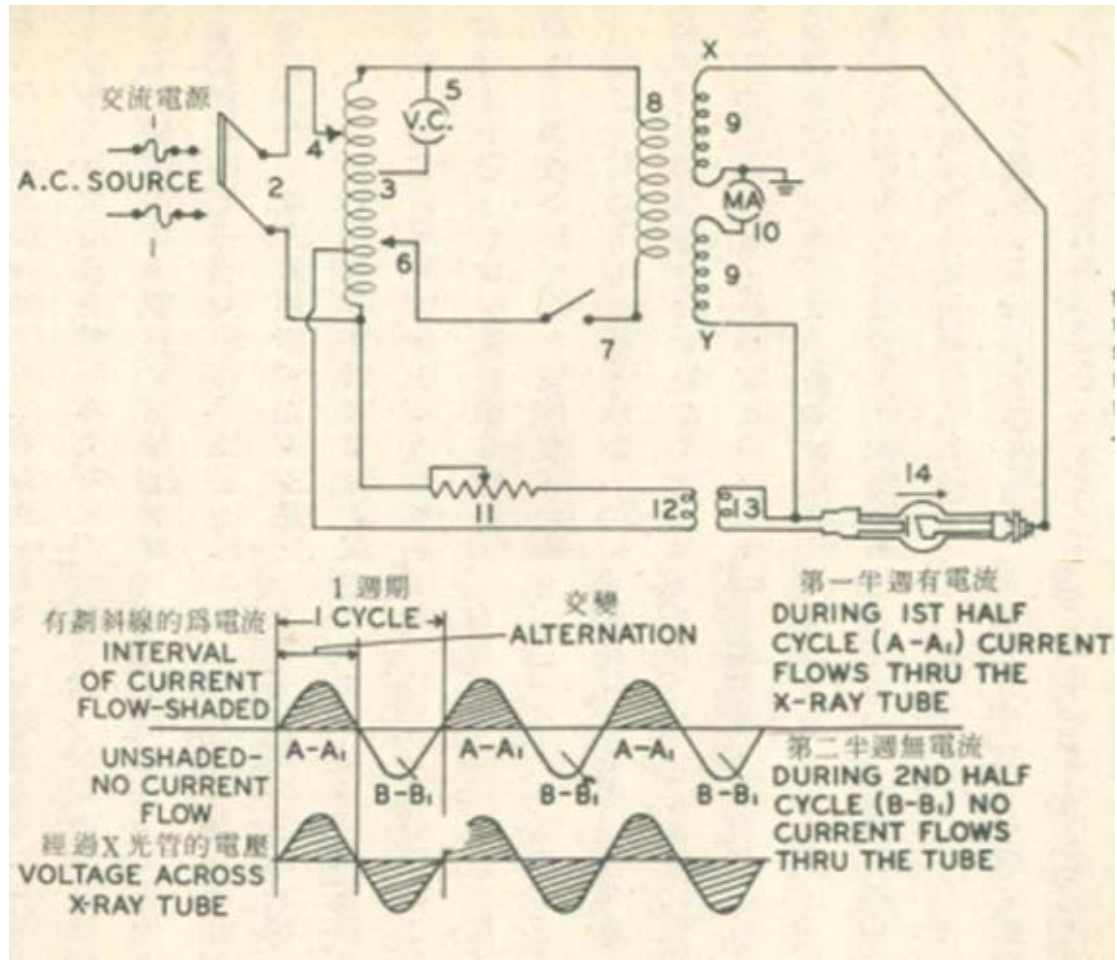


圖 4.1.1 自波整流線路圖[4]

在圖 4.1.1 中， 1. 保險絲、2. 開關、3. 自動變壓器、4. 路壓補償器、5. 電壓補償器表、6. X 光電壓控制、7. X 光時間控制、8. 初發變壓器、9. 第二變壓器、10. 接地微安表、11. 絲極電阻、12. 絲極初級變壓器、13. 絲極第二變壓器、14. X 光球管。可以看到絲極發熱電路。這個絲極剛好接再絲極變壓器的第二個線圈 Winding 處。而這個絲極變壓器可以隔絕絲極，並可按絲極的需要，而減少電源電位約 10 伏特。路壓

line Voltage 被分開，以便克服不同電阻的阻抗。同時它經過絲極電壓的頭一個線圈。從前面到後面的電壓降造成了絲極電流。絲極的電流造成了絲極的發熱，加上陰陽極間的高壓，X光便可放射出來了。由上所述，我們可知X光的產生是要依靠高壓的層漸式變壓器及其有關的電路。高壓變壓器的第二個線圈式直接連著X光管的。其一頭是接在陽極的尾端，另一頭則接在絲極電路上。在一般X光照像時的電壓可達100KVP，為第二個線圈的中間是接地的，所以總電壓只有50KVP。第一個變壓器是經由自動變壓器所控制的，並由一個時間開關來給予能量的。由於高壓變壓器的變壓比率是一定的。再加上自變壓器的控制，變換初次電壓則可大幅度的影響二次電壓。來自自動變壓器的電路，由於電壓補償器的控制，而在第一個電源處完成。這是一個保持穩定電壓的旋鈕。假如他能保持穩定的輸出電壓，自動變壓器才能控制正確的輸入壓。由於有了被補償的路壓，所以當X光管的電位被調整的時候，自動變壓器則有一個準確的指示。這個我們可以經由X光機上的電壓錶而得知。對一個自動變壓器而言，高壓變壓器輸出電壓的增加卻減少了X光管的電流。這是所有變壓器的典型特性，及當經過第二個線圈的電流增加的時



候，末電壓則降低。當電壓降增加的時候所有在電路上的零件，及高壓變壓器和自動變壓器都會受其影響。

當 X 光管在沒有電流的半波時，仍然有相當高的電壓，這個是所謂的「回壓」。

在自波整流的 X 光中有一個減少回壓的裝置。他被連在高壓變壓器的頭一個電路上，已限制過度的回壓。

經過 X 光管的最高電壓其正週波要比負週波來的小。其原因是在負載的情況之下，電壓降發生在減少 X 光管電壓的高壓變壓器，自動變壓器及電流線上。必需所使用的電壓是 85KVP，則其回壓就可能達到 120KVP。X 光機必須要能承受住高壓，而且要比 85KVP 大。所使用的電壓和回壓間的差距是和變壓器之 MA 的輸出有著正比的關係。由此觀之，使用自波整流的機器是有其一定限度的。一般實用上，100mA 是自波整流 X 光機的最大限制。使用自波整流同樣限制了 X 光管的負載。這是有兩個原因的：(1) X 光管中有逆行電流的危險，(2) 在一個平均的 mA 中產生高電流及連續不斷的焦點的溫度的增加。假如陽極的焦點不斷的被加熱到足以放出電子，這些電子就不以負半週波的形式以反方向加速。絲極由於受到高速電子的打擊，則其溫度就會增高，超過其原有的值。X，

光管就會由於此種逆行電流的影響而不能使用。因為這種逆行電流會對熔點不高的絲極及陰極座產生損害。當然陽極靶區的溫度必須要低於能造成損傷的電流之下，因此之故經過X光管的電壓每半個週波就要反轉一次。所以，在沒有反轉的情況下靶區所載之電流能力，必須要小於所允許的值。在一個已知的平均X光管電流中，最大電流值及最大焦點溫度在自波整流X光機中是要比使用兩個電壓波的電源為高。X光管比值乃是建立在直流電流表中的平均電流。這個電流表必須要有一個使指針在任何週波時指著平均電流值的線路。

自波整流線路中的最大電流值幾乎要比電流表上所指示的平均電流值大三倍。光管中靶區的焦點面積要大的足以承受比電流表上所顯示的瞬間電流大三倍的電流。因為所發出的X光線是和平均電流及溫度有著最大的比例，所以我們亦可知道那個沒有用的半個週波在焦點區的每平方釐米內直接的減少X光線的放射。

## 4.2 全波整流X光機

現在一般所使用的X光機大凡超過100mA者都是全波整流機器，他使用四個高壓陰極整流管。

整流管跟X光管一樣，有一個能從絲極放出電子的熱陰極

管。為電流放射情況不同。X光管在高的電壓降情況之下，加上被限制了由絲極放散出來的電流及增高了溫度的絲極，它才能有作用。由於電子放射被限制住了，所以電壓降可以高的足以製造任何理想波長的X光線。整流管乃是在一個面積大，溫度高，所放射電子極多的情況之下，才有作用的。使用一個面積大，而又圍繞著陰極管的陽極，我們可以將空間電荷減到最低。在這一種設計中，經過一個供給全部負載電流給600mA X光管的單一整流器之電壓降約是3KVP，像這種整流管在作用的時候，經過他的電流則都是被限制的空間電荷，而且一定常常有足夠的電子放射。且亦一定比X光管對電子的需要為多。在任何其他的情況之下，整流管將放射有限的電子加上從對靶區撞擊後所產生的能量亦將高於X光管所能放射的能力，這些都適足造成其本身的損害。[4]



## 五、X 射線的應用

### 5.1 乳房 X 射線攝影術

乳房攝影基本上是結合 X 光軟片與增感屏，針對乳房的軟組織進行的特殊 X 光素片攝影技術，其中採用低 kVp 與高 mAs 的攝影條件，能產生非常明晰的乳房影像。目前除了可在乳房攝影中和並進行一般切片與腫瘤定位之外，更引進了立體定位切片的技術，以其在舒適與安全的情況下取得可靠的病變檢體。

在場所使用的乳房攝影，基本尚可區別為兩種用途：篩檢與診斷。篩檢性乳房攝影的目的在於尋找無症狀者的乳房腫瘤，而診斷性乳房攝影則用於檢查已發生特殊病徵或症狀，例如：可觸摸乳房腫塊或有滲出物的患者，以判斷其異常究竟是有乳癌或其他病變所致。

## 5.2 電腦斷層攝影(CT)

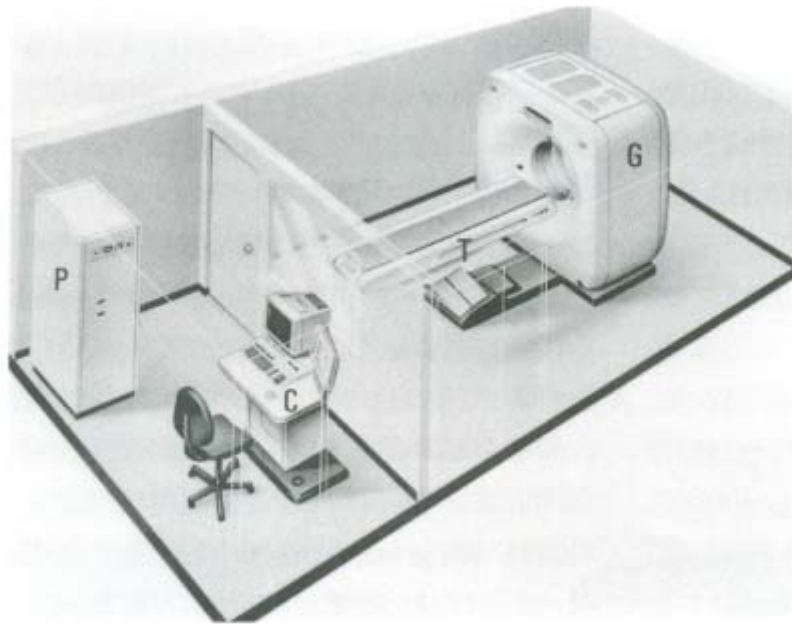


圖 5.2.1 電腦斷層攝影裝置的四項基本構成部分：

(G) 裝載 X 光管及偵測器的機架、

(P) 處理資料的電腦、

(T) 承載移動檢者的檢查台

(C) 操控檢查與審視影像的控制台。[5]

如圖 5.2.1，電腦斷層攝影掃描儀是由傳統的 X 光管、X 光偵測器和電腦所組成的檢查儀器。

CT 的「X 光管」裝置在圓形機架的周邊上，他會在進行掃描時環繞患者的身體旋轉。用在測量從各個角度投射 X 光的變化的「偵測器」也安裝在機架中。這種 X 光管與偵測器組合的設計，自從 CT 在 1971 年問世至今，以做多次變更。目

前仍再使用的第三代掃描儀採用旋轉式偵測器，而第四代掃描儀則採用環繞患者身體的固定偵測器環。然而就影像品質而言，這些不同設計的掃描儀所產生的結果並無優劣差別。

CT 系統的另一項主要構造是數位化電腦。在啟動掃描之後，整個檢查過程就由電腦控制，其中包刮：資料收集、影像重建、資料儲存和資料檢索。

CT 影像的產生有兩大基本步驟，包刮 X 光管射出的準值薄層扇形 X 光束，從某一角度穿透選定的一層身體切片，其中有部分 X 光束會被身體吸收，而通過此切片的 X 光量變化，亦即：X 光衰減值接著就以資料曲線的形式由偵測器收集起來。

為了收集足夠的資料量，X 光管和偵測器需要環繞身體旋轉，在以次秒到秒為單位的時間內，從數百個角度偵測資料曲線，並將它們儲存在電腦記憶體中。電腦接著應用數學重建技術將這些資料作系統分析，以準確算出用來建構「數位影像」的重建單位數據。

這些數據也就是構成一片完整組織切片的小方塊單位的個別 X 光吸收值〔亦即：衰退值(attenuation value)〕，不同的組織密度就會產生不同的衰減值。這些小重建單位被稱

為體積元素〔簡稱：體素(voxel)〕。每一個立體的體素小方塊又利用一平面的影像元素〔簡稱：像素(pixel)為代表，最後利用二維顯示呈現在顯示器上。

雖然身體各部分正常組織與液體的 CT 值大多有固定範圍，但是液體、血液、膿液及腫瘤的 CT 值只能作為判讀時的參考數值。在測量組織衰減值時，組織的不均勻性也會使結果出現偏差。

### 5.2.1 螺旋 CT (Spiral CT) 和多切片 CT (Multislice CT)

自從在臨場上應用 CT 以後，以改變了許多傳統診療方式，近年來醫學工程專家更突破他的掃描速度限制，相繼製造了螺旋 CT 和多切片 CT，並進而開發了 CT—螢光透視。

傳統 CT 在掃描患者時，其 X 光管與偵測器必須繞著患者身體的受檢查部份，作順反方向的交替旋轉掃描，而螺旋 CT 採用可作「無接點傳導」的滑環技術，掃描時其 X 光管可以繞著患者身體作連續 360 度的同方向旋轉，因此會對在機架孔中水平移動的患者產生「螺旋軌跡」的掃描。

多切片 CT 強化了原有螺旋 CT 偵測器的收集資料功能，並提升其 X 光管的性能，再度顯著增加在單位時間內所產生的 CT 切片數。

螺旋 CT 和多切片 CT 的快速掃瞄功能，使預定範圍內的組織構造能在一瞬間或一次閉氣中就完成掃描，而且能獲得連續體積擷取的效果，因此不但能產生更精密的檢查結果，也縮短了檢查時間。他們使原本需要掃瞄數分鐘的一套傳統 CT 縮短到數秒鐘內就能完成。這對檢查躁動無法合作的患者，例如：兒童與意識不清者，或不容易配合閉氣的患者特別有意義。

利用這些快速 CT 所獲得的資料不但可重建成優良的三維影像，也可在加上時間因素之後構成動態的四維影像。前者對顏面損傷及先天性異常的評估很有價值，後者對檢查咽喉、橫隔及其他活動器官的病變十分有用。

螺旋型 CT 和多切片 CT 所產生的資料可處理成優良的 CT 血管像。它已成為傳統侵襲性血管攝影之外的另一種檢查方式。腦部 CT 已漸漸成為蛛網膜下腔出血及疑有顱內動脈瘤患者的常用檢查項目。

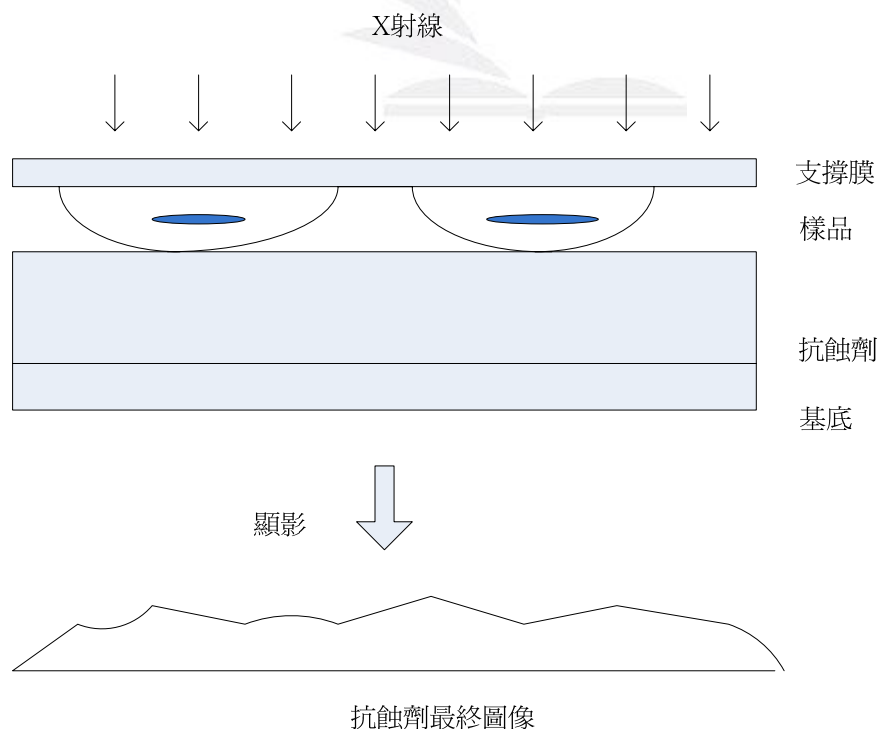
### 5.2.2 超快 CT 掃瞄器 (Ultrafast CT scanner)

超快 CT 掃描儀主要用途是對活動器官，例如：心臟產生沒有移動假影的高解析度影像，因此也曾被稱為心臟血管。它的成像原理基本上和傳統掃描儀不同。它採用電子束科技構

成，不必使用 X 光管，機器中也沒有機械性移動的部份，收集資料的速度比傳統 CT 掃描器一要快 10 倍。除了心臟以外，也可進行身體其他部份的一般 CT 檢查。[5]

### 5.3 接觸 X 射線顯微術

接觸 X 射線顯微術是 X 射線顯微成像中，最簡單也是一今為止唯一能達到接近理論分辨率的方法[6]。接觸 X 射線顯微術不需要使用 X 射線光學元件，也沒有圖像放大作用。它成像的原理是利用 X 射線對於探測器物質的輻射損傷作用。目前最常用的探測器是 X 射線抗蝕劑(或稱光刻膠)。它是以種大分子量的高聚物材料，主要應用在製造大規模集成電路的光刻工藝中。接觸 X 射線顯微術的原理如圖 5.3.1 所示。





### 圖 5.3.1 接觸 X 射線顯微術原理圖

被觀測的樣品緊貼地放在紀錄探測器上，樣品經過 X 射線”曝光”後在抗蝕劑上記錄下損傷圖樣(潛像)。然後用顯影液”顯影”，損傷圖樣轉化成抗蝕劑的輪廓變化。通過光學或者掃描電子顯微鏡對復型圖的觀測就得到放大的 X 射線顯微圖。以後人們發展應用透射電子顯微鏡觀測 X 射線顯微圖的實驗技術。它能達到更高的觀測分辨率，而且圖像直觀，易於生物學家的辨認和比較[8]。

接觸 X 射線顯微術的分辨率首先取決於使用的抗蝕劑。在最好的條件下(工作波長  $\lambda = 4.36$  奈米，輻射劑量  $10^4$  J/g)，PMMA(一種高分辨率的抗蝕劑材料)能夠達到的最好分辨率是 5 奈米。這與 X 射線的波長衍射效應一致。對於更短的波長，由於抗蝕劑率也變壞。從輻射損傷上考慮，抗蝕劑靈敏度提高可以使輻射劑量減小，但與其伴隨的是分辨率降低，而且實際上這種由於劑量減小而降低的分辨率比預期的還要快。比如用 DCPA 工作  $10\text{J/g}$  的輻射劑量條件下，按理論預計分辨率應為 50 奈米，而實際應用時分辨率降低的很多，只達到 0.5 微米。

除了抗蝕劑因素外，另外兩個限制分辨率的因素是 X



射線的衍射效應以及由於光源有限的大小及光源對樣品有限距離造成的半影效應。使用同部幅射光源時，由於它極好的準值性，可以將這種半影模糊限制到很小而不足以影響成像分辨率。衍射效應的分辨率限制為  $r_d = (\lambda a)^{1/2}$ ，其中  $\lambda$  為 X 射線波長， $a$  為樣品到抗蝕劑表面的距離。例如使用波長  $\lambda$  為 40 奈米，則只有當  $a$  值減小到 50 奈米時  $r_d$  為 10 奈米。接近 X 射線顯微術可能達到的理論分辨率。它說明應用接觸 X 射線顯微術只有對極薄的樣品或者樣品中靠近抗蝕劑表面的薄層才能達到理想的高分辨率 [9]。

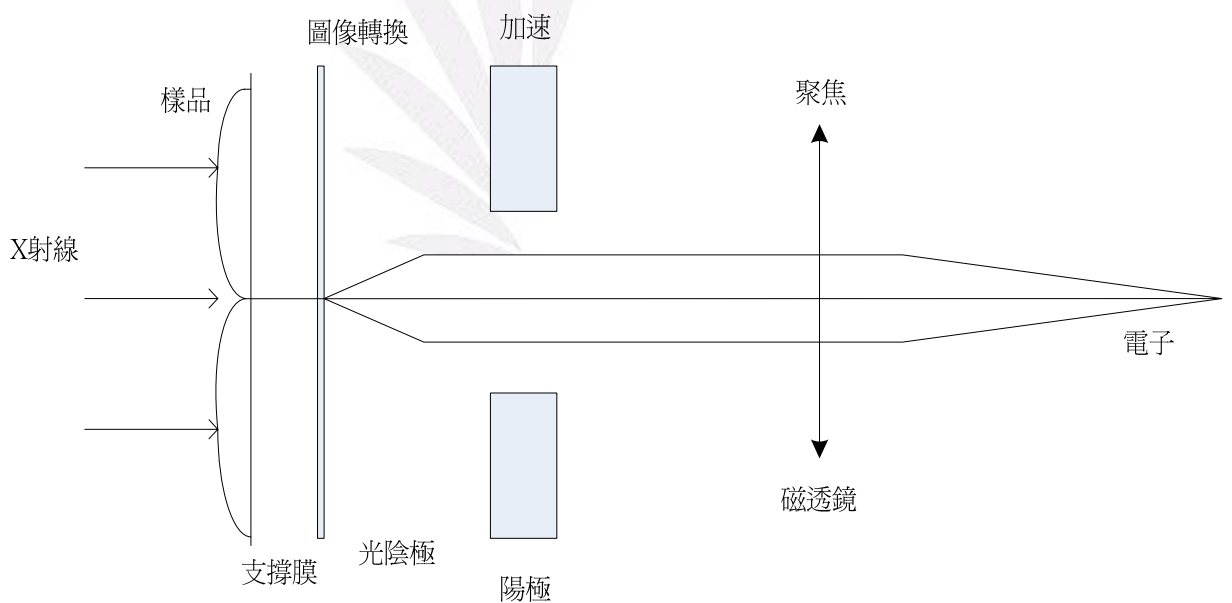


圖 5.3.2 光電子放大成像 X 射線顯微鏡示意圖

接觸 X 射線顯微術的另一種形式是用一種高原子序數材料的轉換層代替抗蝕劑，再用電子光學系統對轉換層中產生

的次級電子成像。我們稱他為接觸光電子 X 射線顯微術。圖 5.3.2 是它的成像原理圖。由於轉換層中使用高原子序數材料，X 射線引起的簇射範圍減小，因而能使分辨率增高。另外它可以做到實時成像，直接得到放大的 X 射線圖像。在法國額賽(Orsay)的 ACO 同部輻射儲存環上裝置了這種形式的 X 射線顯微鏡[10]。

#### 5.4 透射 X 射線成像顯微鏡

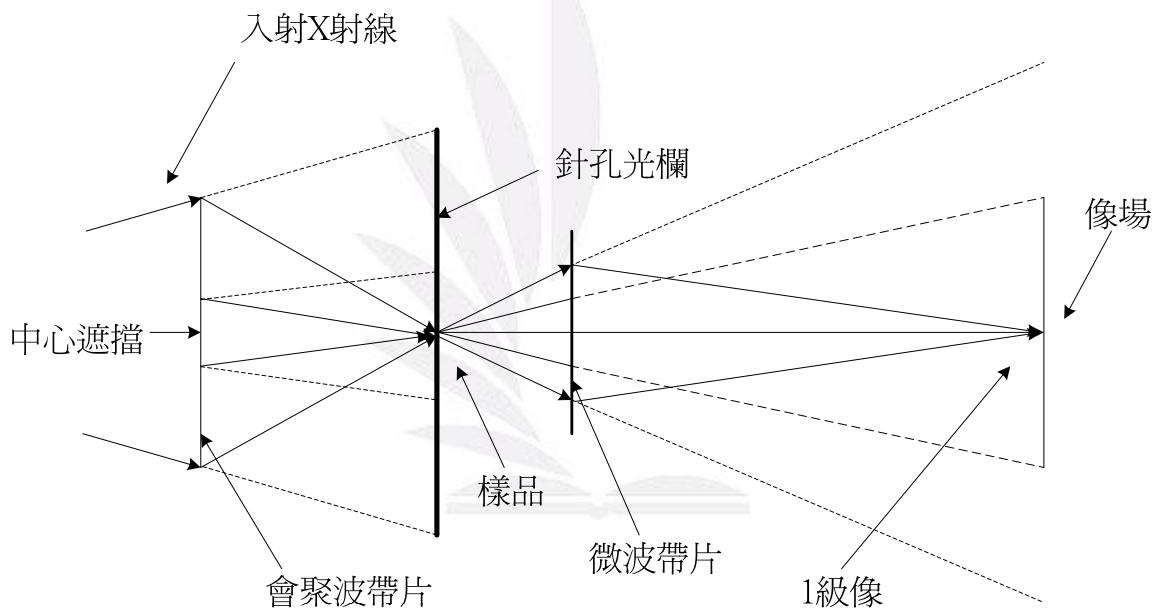


圖 5.4.1 哥丁根大學透射 X 射線成像顯微鏡光路圖

透射 X 射線成像顯微鏡是光學顯微鏡的模擬。它使用 X 射線波帶片或反光學元件作為聚光和成像元件，將 X 射線匯聚投射到樣品上，在成像到像平面上。像平面上裝置二維 X 射線探測器，因此可以直接得到放大的 X 射線顯微圖。圖

5.4.1 式裝置在德國柏林的 BESSY 同部輻射光源上的哥丁根大學透射 X 射線顯微鏡光路安排示意圖。它的單色器是由一個聚光波帶片和針孔組成的線性單色儀。在光路中針孔光欄至於會聚波帶片之後，用於限制和選擇單色 X 射線通過。根據波帶片的波長與焦距成反比的性質，改變會聚波帶片與針孔間的距離時就可以改變初設 X 射線的波長。直線單色儀的波長分辨率  $\lambda/\Delta\lambda \sim D/2d$ ，其中 D 是會聚波帶片的直徑，d 為針孔直徑。哥丁根大學透射 X 射線成像顯微鏡所用單色儀的參數是  $D=9\text{mm}$ ， $d=50\mu\text{m}$ ，當他用在波長  $\lambda=4.5\text{nm}$  時，波長分辨率  $\lambda/\Delta\lambda \sim 225$ 。微波帶片用於樣品的成像放大並在向平面得到直接放大的 X 射線顯微圖。

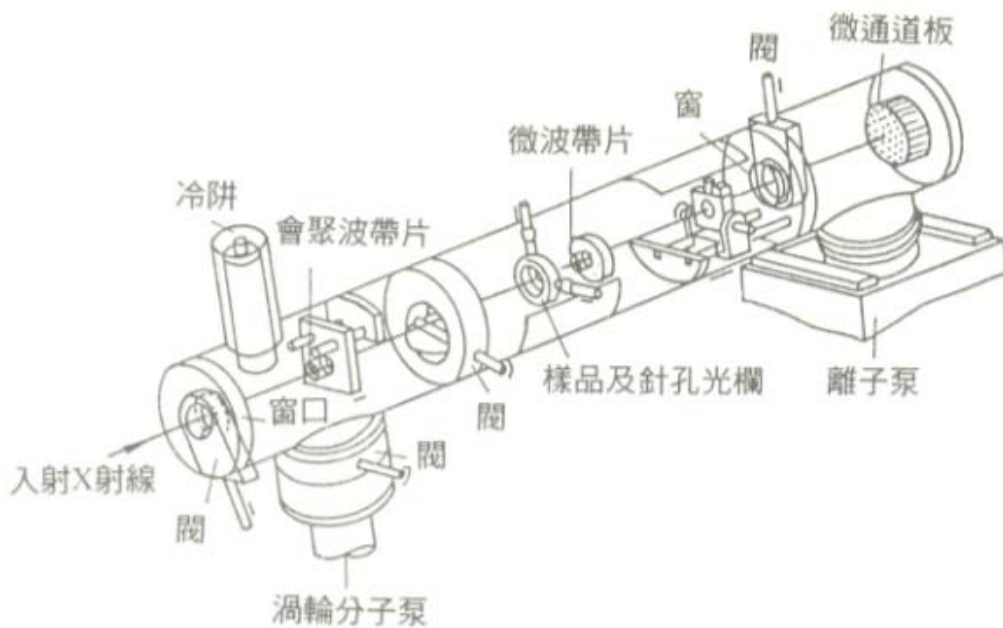


圖 5.4.2 哥丁根大學 X 射線顯微鏡裝置結構示意圖 [7]

這台透射 X 射線成像顯微鏡實測成像分辨率約為 50~60 奈米，放大倍數可達 500 倍[11]。圖 5.4.2 是它的裝置結構圖，放大的 X 射線圖像使用照相底片或微通道板陣列記錄，現在他們以準備改進使用 CCD(電荷耦合器件)探測器。克丁根大學透射 X 射線成像顯微鏡是目前世界上性能最好的 X 射線成像顯微鏡。最近他們使用了新的成像微波帶片(最外環寬度為 30 奈米)，並對於金掩膜試驗圖形進行成像。類似結構的 X 射線成像顯微鏡也已裝置在日本的光子工廠和岡崎的 UVSOR 同部輻射光源以及丹麥的 Aarhus 同部輻射光源上。

使用反射光學元件也組成 X 射線成像顯微鏡。使用反射鏡的優點是可以應用寬頻的 X 射線光源，因此能有較強的 X 射線光子通量。但是這種 X 射線顯微鏡的成像分辨率不如使用波帶片的好，目前僅達到微米水平。大陸地區已設計並正在研製多層膜反射鏡組成的施沃茲查爾德亞物竟的證入射 X 射線成像顯微鏡。

X 射線成像顯微鏡不需要使用空間相干的 X 射線輻射，曝光時間也短。比如上述在 BESSY 同部輻射儲存環上的哥丁根大學 X 射線成像顯微鏡，儲存環電流用數百毫安時，曝光時間僅需幾秒至幾十秒。用他對活性生物樣品成像可以避免由

於樣品移動而引起的圖像模糊。X 射線成像顯微鏡的主要缺點是，由於樣品通過物鏡成像，而組成物鏡的 X 射線光學元件的效率低，因此為了能使圖像達到足夠的襯度，將使樣品受到的輻射劑量加大，這對避免生物樣品受到輻射損傷是極為不利的。 [7]

### 5.5 透射掃描 X 射線顯微鏡

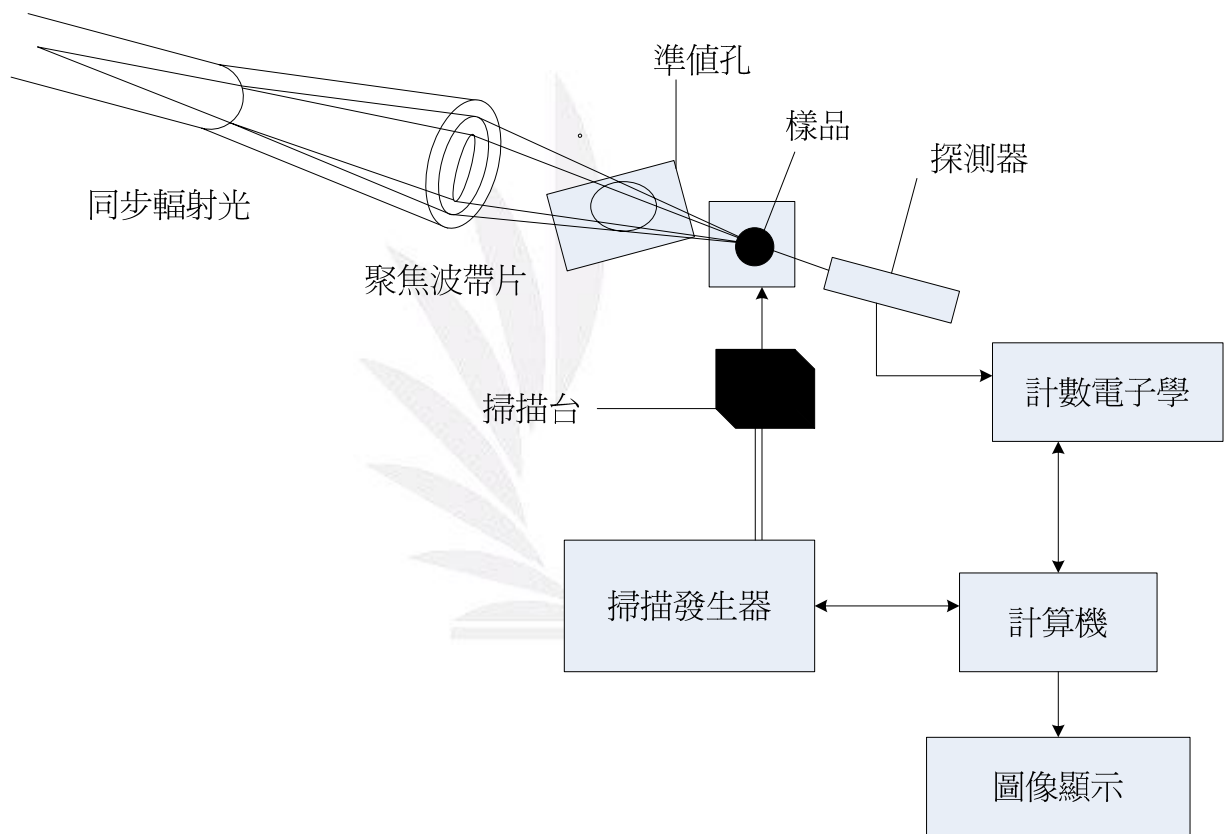
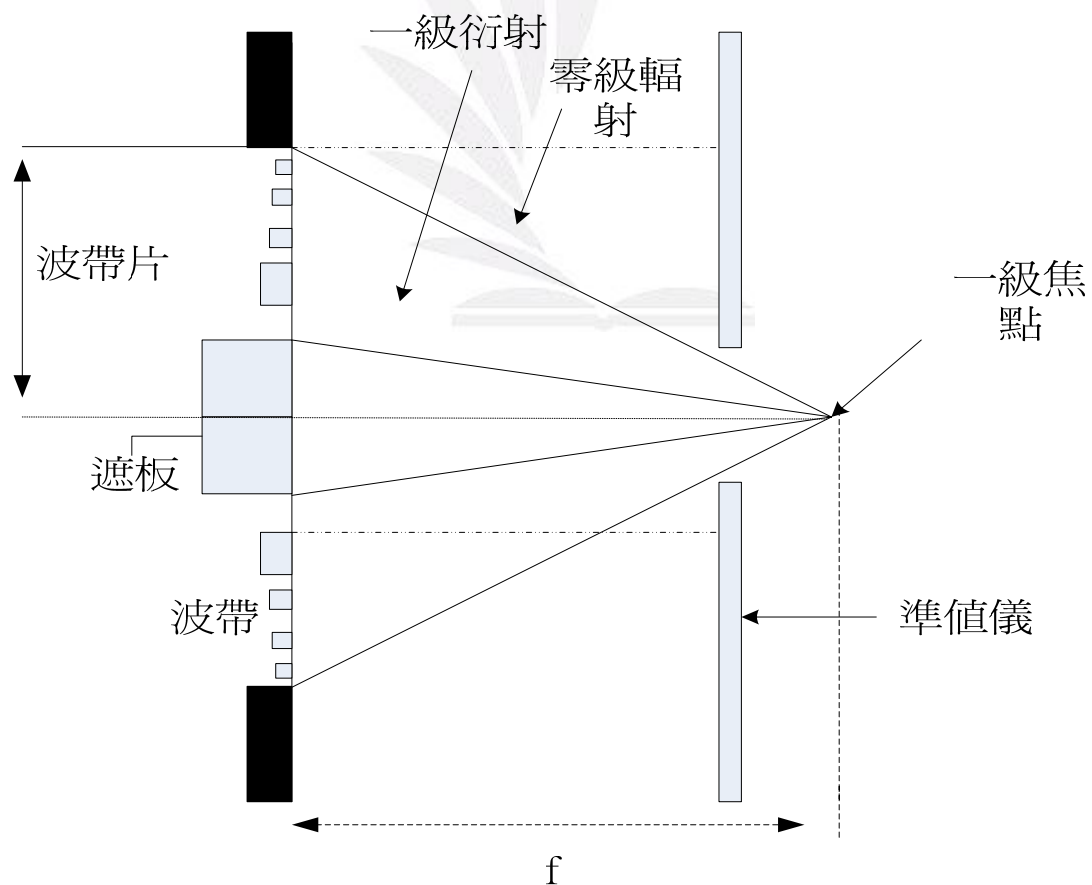


圖 5.5.1 透射掃描 X 射線顯微鏡原理圖

透射掃描 X 射線顯微鏡的原理如圖 5.5.1 所示。它使用 X 射線光學元件將 X 射線光學元件將 X 射線聚焦成微細光束並

投射到被觀測的樣品上，X 射線束對樣品按電視光柵方式相對掃描，用探測器探測透過樣品的 X 射線強度，從而做出樣品的 X 射線顯微圖。

現在世界上工作性能最好的透射掃描 X 射線顯微鏡是裝置在美國布魯克海文實驗室 NSLS 同部輻射光源上的顯微鏡。它接在儲存環的 XIA 的波盪器光束線上。光束線使用球面光柵單色儀，波長分辨率為  $\lambda/\Delta\lambda \sim 500$ ，波長範圍在 2~5 奈米。光束線的另一分支，波長範圍為 1.6 奈米到 2.5 奈米，用於 X 射線全息和衍射試驗[12]。





### 圖 5.5.2 透射掃描 X 射線顯微鏡波帶片聚焦光路示意圖

圖 5.5.2 是 X 射線波帶片聚焦光路示意圖，微波帶片中間部分的波帶環被遮擋住並加大層後已去除零級輻射，準值器用於去除高級次衍射的影響。最近他們用一個金的試驗樣品測試了 NSLS 透射掃描 X 射線顯微鏡的性能。飾演樣品分別用光學共焦顯微鏡、掃描電子顯微鏡和透射掃描 X 射線顯微鏡成像。

## 5.6 X 射線光電子顯微鏡

X 射線光電子顯微術是近期正在迅速發展的實驗技術，它結合 X 射線光電子能譜術和 X 射線顯微術兩種方法的特點，能夠進行樣品表面元素和元素化學態的分析並給出他們的空間分佈訊息，它為不均勻表面的研究，如催化劑、高溫超導體、半導體器件及表面斷裂等，提供了一種新的工具。[7]

### 5.6.1 直接成像 X 射線光電子顯微鏡

直接成像 X 射線光電子顯微鏡是使入射的 X 射線投射到樣品表面，然後用電子光學系統對樣品表面產生的光電子成像，得到放大的 X 射線光電子顯微圖。電子光學系統可以視靜電場成像系統[13]，或者是磁場成像系統[14]。這種 X 射線光電子顯微鏡的空間分辨率取決於所用的電子光學系統和



探測器。

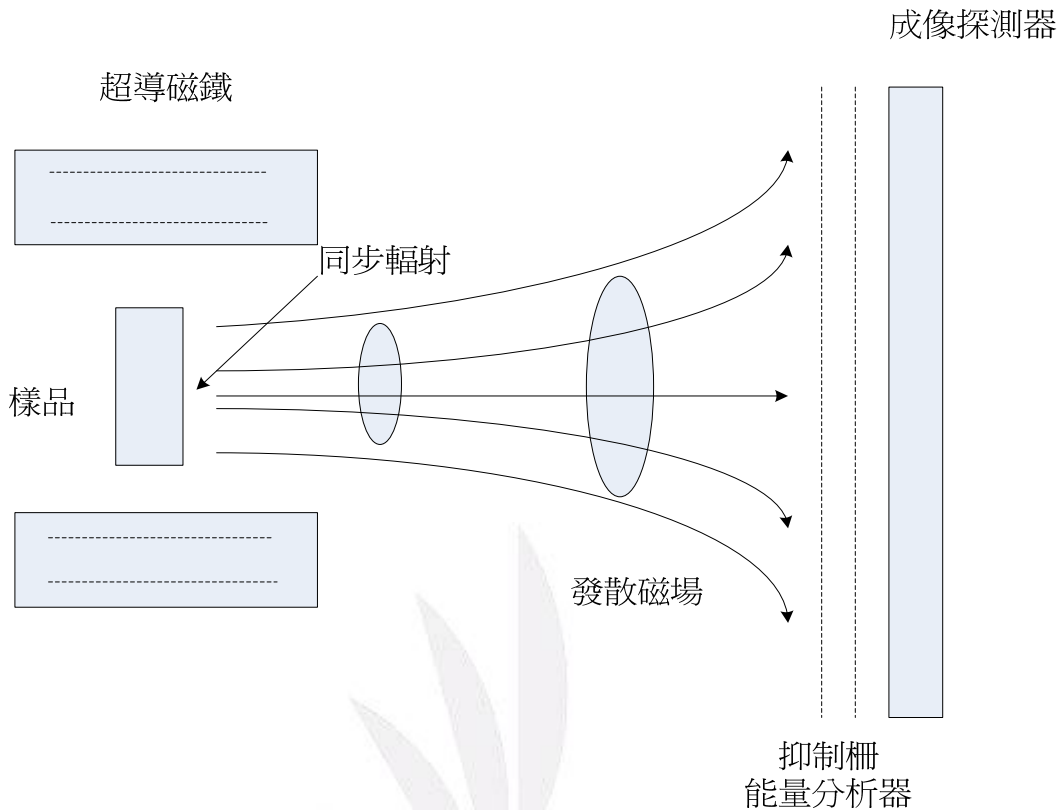


圖 5.6.1.1 裝置在 SSRL 同步輻射光源上的磁場成像系統 X

射線光電子顯微鏡示意圖。

圖 5.6.1.1 式裝置在美國史丹佛大學 SSRL 同步輻射光源上的用磁場成像方式的 X 射線光電子顯微鏡示意圖。它的核心是再樣品周圍套上一個超導螺線管。在距離線管約 1.5 米處放置探測器，探測器的成像屏前有抑制柵能量分析器。樣品處的磁場強度約 7 特斯拉，探測器處的磁場強度約 1.5 毫特斯拉。應用單色的同步的輻射光入射到樣品上並激發出光

電子。光電子受到磁場中洛倫茲力的作用沿磁力線螺旋運動。由於磁場的發散性，使得電子投射到探測器時形成了放大的圖像。[7]

### 5.6.2 掃描 X 射線光電子顯微鏡

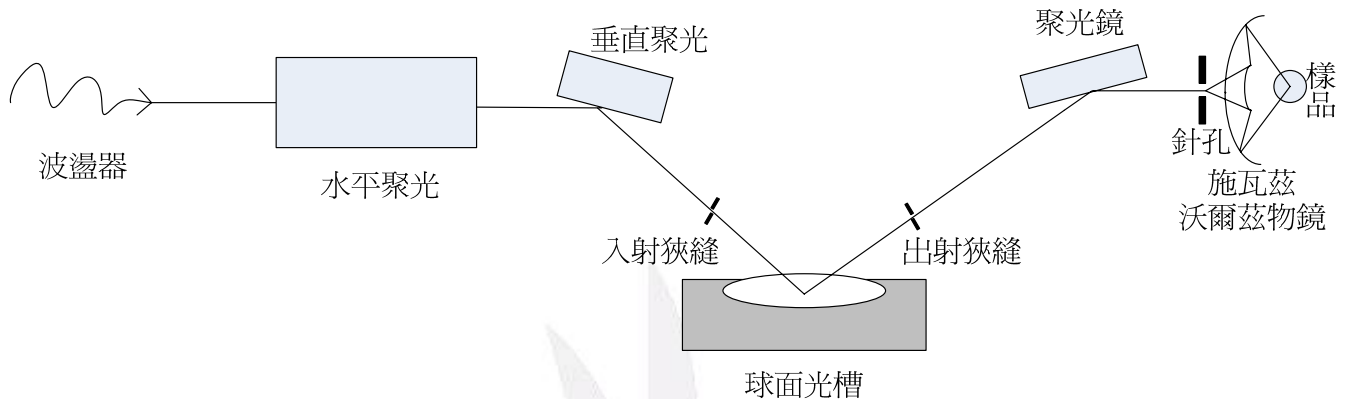


圖 5.6.2.1 掃描 X 射線光電子顯微鏡 MAXIMUM 光路安排示意圖

掃描 X 射線光電子顯微鏡是用 X 射線光學元件將入射 X 射線聚成微束並投射到樣品表面，用電子探測器接受樣品表面產生的光電子信息，應用掃描成像方式得到樣品表面的光電子顯微圖。這種成像方式的空間分辨率主要取決於聚焦 X 射線光斑的大小。掃描 X 射線光電子顯微鏡中的 X 射線聚焦元件可以用 X 射線波帶片[15]或者 X 射線反射元件系統[16]。圖 5.6.2.1 是裝置在威斯康辛大學的 SRC 同步輻射光源上的稱做 MAXIMUM 的掃描 X 射線光電子顯微鏡的示意圖。

他使用由多層膜反射鏡組成的施瓦茲沃爾茲物鏡系統聚焦 X 射線，X 射線光數聚焦到 0.1 微米。他使用的波長範圍為 12 奈米至 24 奈米。孔茲等在德國漢堡的 HASYLAB 同步輻射實驗室研製了掠入射反射鏡聚焦 X 射線的掃描 X 射線顯微鏡。這台顯微鏡同時可以進行透射 X 射線顯微成像和光電子顯微成像。應用掠入射反射鏡聚焦 X 射線的優點是可以用在很寬的 X 射線能量範圍。比如 HASYLAB 的這台掃描 X 射線顯微鏡是用的 X 射線能量由 20 電子伏特到 1300 電子伏特。他的成像空間分辨率已經達到亞微米水平。

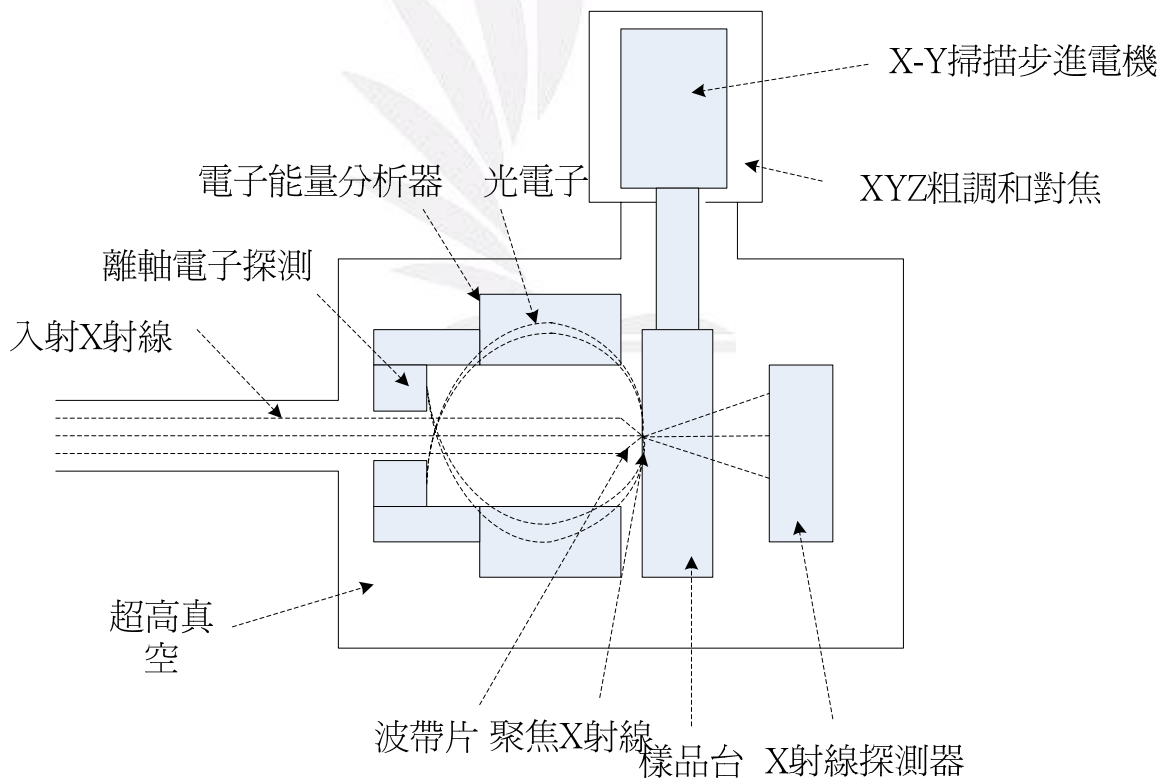


圖 5.6.2.2 NSLS 同步輻射光源上的掃描 X 射線光電子顯微鏡裝置示意圖

圖 5.6.2.2 是裝置在美國 NSLS 同步輻射光源上的掃瞄 X 射線光電子顯微鏡的裝置示意圖。它使用波帶片聚焦 X 射線光束。應用的 X 射線能量範圍從 400 電子伏特到 800 電子伏特。光電子能量分析使用圓柱鏡面分析器 (CMA)。光電子顯微圖的空間分辨率現在以達到 0.4 微米，能量分辨率半寬度為 5.0 電子伏特。經改進後希望空間分辨率達到 50 奈米，能量分辨率半寬度到 1.0 電子伏特。應用這台掃瞄 X 射線光電顯微鏡對  $Al/SO_2$  樣品進行過試驗。[7]

## 5.7 X 射線螢光顯示鏡

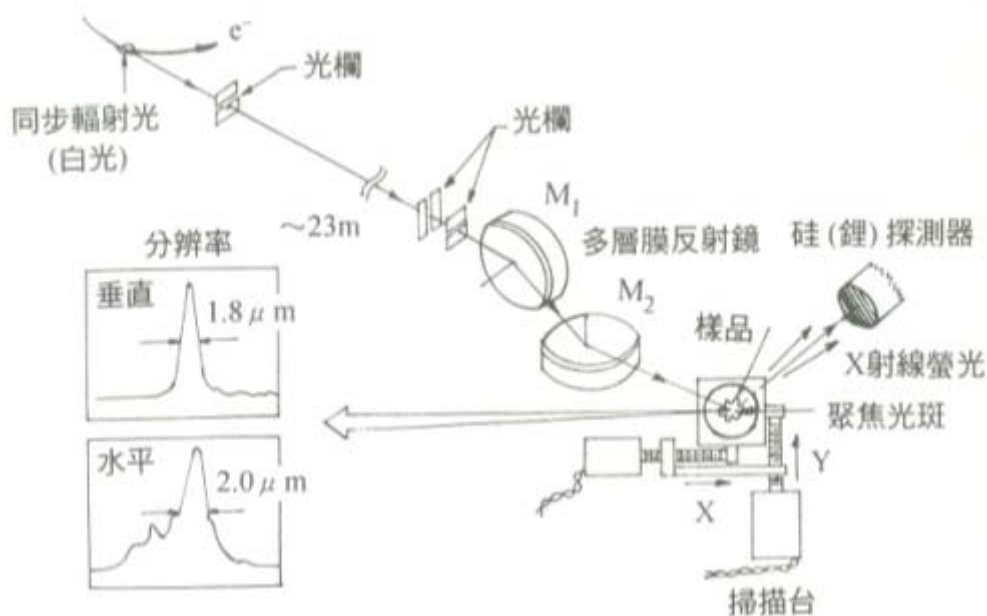


圖 5.7.1 LBL X 射線螢光顯微鏡裝置示意圖[7]

X 射線螢光顯微鏡是研究樣品中元素成分及分佈的重要方法。他通常使用掃瞄方式使 X 射線入射到樣品的不同位置

並逐點記錄探測螢光信號，從而得到樣品中元素及其分佈的顯微圖。X 射線螢光顯微鏡 依據入射現對於樣品中元素激發產生的特徵 X 射線螢光去標識元素。由於低原子序數元素的螢光產額很低，因此一般他只適合於對中等或高原子序數元素的標識和分析。對於這些元素的激發需要使用較短波長的 X 射線，所以 X 射線螢光顯微鏡使用 X 射線的能量約在 10 千電子伏特以上。

X 射線螢光顯微鏡有很高的靈敏度，可以探測樣品的濃度到約 1ppm(微克/克)的水平，因此適宜於用作樣品的衡量分析。他的另一個重要的優點是他能同時做出樣品中含有不同元素的微區分析結果。相比於電子探針和質子探針的微區分析，他對於樣品產生的輻射損傷也小得多。現在使用同步輻射光源的 X 射線螢光鏡已經在地質、礦物、材料及生物等多方面的研究中得到了需多重要的應用。

X 射線螢光顯微鏡的空間分辨率取決於 X 射線束（光斑）的大小。因為用於短波 X 射線聚焦的 X 射線光學元件很難製造。因此早期的 X 射線螢光顯微鏡只使用準值孔限制光束大小，他能達到的分辨率也只到 10 微米。同時這種工作方式大大降低了 X 射線光源的利用效率。為了能提高空間分辨率及

有效利用光源，需要用 X 射線光學元件對 X 射線聚焦。現在已經使用和正在方法的方法包括有：用橢圓反射鏡面組成沃爾特反射線鏡聚焦，用多層膜反射鏡組成的 K-B 反射鏡系統聚焦，以及用布拉格—菲涅爾光學元件聚焦等。布拉格—菲涅爾光學元件由俄國科學家阿瑞斯托夫提出並正發展成為有效的 X 射線光學元件應用以上方式的 X 射線螢光為探針現已在美國、英國、日本、法國和俄羅斯的同步輻射光源上裝置和試驗。圖 5.7.1 是由美國勞倫斯—柏克萊實驗室 (LBL) 的科學家設計研製的 X 射線螢光顯微鏡的裝置示意圖。它已在美國 NSLS 同步輻射上進行試驗，現在也裝置到新建成的柏克萊的 ALS 同步輻射光源上。圖中 M1 和 M2 是多層膜反射鏡，由它們組成 K-B 式的反射鏡系統將入射 X 射線聚焦並投射到樣品上。被測樣品至於掃描台上，樣品在 X、Y 方向上掃描。探測器使用鋰探測器，它能同時探測並分析出樣品中各種元素激發出的特徵 X 射線螢光和它們的能量。這台裝置在美國 NSLS 同步輻射光源上進行實驗，使用的 X 射線能量為 6~14 千電子伏特，X 射線螢光顯微圖的空間分辨率為 6 微米。當在光束線上方加入準值光欄，分辨率達到 2 微米，但光通量也大大降低。[7]



## 六、X射線未來科技的發展

### 6.1 放射診斷低能量 X 射線範圍

X射線應用在放射醫學與生物領域，需要藉著曝露量測的方法得到其在空氣中游離的能力，此量測的曝露量可藉著轉換得到病人所接受的吸收劑量值，曝露的定義是在已知空氣質量下光子與空氣碰撞產生的游離電量，其SI單位是C/kg。

核能研究所國家游離輻射標準實驗室自行設計及製作完成，一個改良自Attix型式的自由空氣游離腔，並應用於量測低能量範圍的X射線。臨床上，此能量範圍的X射線適用於放射診斷乳房攝影，該游離腔主要執行空氣中X射線曝露的直接量測。此研究以單筒活塞式設計取代過去兩筒式設計。物理修正量方面部份以實驗量測評估，包括有效體積、離子再結合及空氣衰減等修正因子，部份則以蒙地卡羅法計算評估，包括孔徑衰減、腔壁衰減、光子散射及電子損失等修正因子。

本研究並建置一組與國際度量衡局（BIPM）相同的X射線射質條件，以校正一支追溯至德國聯邦物理技術研究院(PTB)的游離腔。比較雙方的校正結果，核能研究所與德國PTB差異



小於0.6%，在95%信賴水準的基礎上，其量測不確定度小於0.6%，此代表雙方的校正結果具一致性。本研究的各項測試與比對結果顯示，核能研究所自製的自由空氣游離腔所建立之10-50 kV X射線空氣克馬率原級標準合乎國際水準，可作為國內低能量X射線校正之追溯標準，並可用以規劃未來建立量測乳房攝影X射線空氣克馬率的原級標準。[17]

## 6.2 X光自動化檢疫系統

X光技術發展已久，且應用層面相當廣泛，現代人幾乎都接觸過醫院的X光檢驗；X光機也儼然成為機場檢疫的基本設備，只是目前通關檢驗的應用仍侷限於如行李中是否有夾帶水果、毒品磚、槍枝等體積較大或具有高密度的物質。至於對昆蟲等小型生物或蛀食於水果中的害蟲偵測，則少有深入的研究與應用。

水果檢疫用X光自動化檢測實驗雛型機與正在測試中的拖車式X光機。主體構造包括：微焦點X射線光源、X射線線型掃描照相機、輸送帶、傳動馬達、雙螢幕系統、雙核心工業級電腦，以及外圍做為輻射屏蔽用的鉛板。

X光自動化檢疫技術能突破以往只針對外表特徵的檢疫方式。在受害水果X光影像的試驗中，對於多種水果具有偵測

辨識性，並可在相較於以往檢疫所花費的時間下，抽檢更多的水果數量或節省檢疫時間，兼顧快速通關及檢疫效果，深具應用開發之潛力。未來X光檢疫技術的發展擬擴展其應用層面到進出口水果的病蟲害與品質檢測，希望未來能進一步整合成為國內農產品生產履歷的一環，協助開拓水果外銷產業。[18]

### 6.3 第三代同步輻射成像

目前的研究已將X射線顯微的應用擴展到早期腫瘤診斷、輻射治療、植物和農作物、先進製造業、考古學和地球物理學、先進材料制備等領域，其中成效最突出的當屬臨床醫學診斷。

專家表示，目前X射線雖能起到很好的成像作用，但因其所含的光線種類較多，且方向相對較散，形成的各種影響重疊在一起，圖像比較模糊。而第三代同步輻射光源方向性較強，即便是人體內的毛細血管，也能清晰地拍出來。因此，有了第三代同步輻射光源後，醫生若發現病人某部位毛細血管突然增生，就可以有意識地發現腫瘤。

同步輻射的醫學應用主要基於同步輻射極高的強度和較寬的能譜範圍。與X光管的特徵譜相比，同步輻射可提供極

高的光通量和平滑的能譜，能在任意能量強度下產生單色 X 光束。由於單色光束在穿透人體組織的過程中只有強度改變，能譜不變，因此可以消除在醫學成像和治療中經常遇到的射束硬化問題。另一方面，由於單色光能量可調，研究人員可以通過選擇最有效的能量來獲得特定過程的增強成像和輻射效果，從而使病人在治療過程中以更少的劑量獲得更好的成像質量。[19]



## 參考文獻

- [1] 沈慧君、郭奕伶，觀微探幽—X 射線與顯微術，2002 年 1 月。
- [2] 維基百科 <http://zh.wikipedia.org/wiki/> 維基百科。
- [3] Arthur Beiser, “Concepts of Modern Physics”, Sixth Edition., 2003.
- [4] 李震洋，放射線攝影學，1973 年。
- [5] 鄭慶明，實用影像診斷學，2001 年 11 月。
- [6] C. Jacibsen, J. Kirz, M. R. Howells, K. McQuaid, S. Rothman, R. Feder and D. Sayre, “Progress in high resolution x-ray holographic microscopy”, X-RAY Microscopy, II, D. Sayre et al. ed. pp. 53-262, 1988.
- [7] 謝行恕、賈成芝，同步輻射 X 射線顯微成像，1995 年 5 月。
- [8] P.C. Cheng, H. B. Peng, R. FEDER, and J.Q. McGowan, “The use of transmission electron microscope as a viewing tool for high resolution soft x-ray contact microscopy” Electron Microscopy, Vol. 1, pp. 461- 462, 1982.
- [9] J. Kirz and D. Sayre, “Soft x-ray microscopy of biological specimens”, Synchrotron Radiation Research, Ed. H. Winick and S. Doniach, pp. 277-322, 1980.
- [10] F. Polack and S. Lowenthal, “Photoelectron x-ray microscopy recent developments”, X-Ray Microscopy, ed. G. Schmahl and D. Rudolph, pp. 251-260, 1984.
- [11] G. Schmahl, “X-ray microscopy”, Applications of Synchrotron Radiation, ed. T. Huang, H. Winck and D. Xian, pp. 515-533, 1989.
- [12] J. Kirz, H. Ade, C. Jacobsen, C. H. Ko, S. Lindaas, S. Williams,

- and X. Zhang, “Soft x-ray microscopy — physical basis and recent developments”, AAPPS Bullentin, Vol. 2(4), pp.15-31, 1992.
- [13] B. P. Tonner , “Energy- filtered imaging with electrostatic optics for photoelectron microscopy”, Nucl. Instrum. Methods Phys Res., A291, pp.60-66,1990.
- [14] P. Pianetta , D. L. Kings , A. Borg , C. Kim, I. Lindau , C. Knapp , M. Keenlysid , and R. Brownings , “Core level photoelectron microscopy”, J. Electron. Spectrosc. Rela . Phenom, Vol.52, pp.797-810,1990.
- [15] H. Ade , J. Kirz , S. L. Hulbert , E. D. Johnson , E. Anderson , and D. Kern , “X-ray specteomicroscopy with a zoneplate generated microprobe”,Appl. Phys. Lett. 56(19), pp.1847-1843, 1990.
- [16] J. Voss, H. Dadras , C. Kunz, A. Moewes , G. Roy , H. Sievers , I. Storjohann , and H. Wongel, “A scanning soft x-ray microscopy with an ellipsoidal focusing mirror”, J. X-Ray sci Technol., Vol.3, pp.85-108 , 1992.
- [17] 朱健豪、林威廷、蘇水華, 中華放射醫誌, Vol. 30, pp. 217-223, 2005 年。
- [18] 黃澤偉、楊曼妙、楊恩誠、江昭皚、林達德、陳子偉, X光自動化檢疫系統之研發與應用, 2007 年 11 月。
- [19] 黃辛, 第三代同步輻射成像有望成臨床重要診斷手段 , 2007 年 7 月。