

電子能量損失分析技術於奈米尺度材料之分析應用

Electron Energy Loss Spectroscopy Technique: Analysis Application in Nano-Scale Materials

黃榮潭、羅聖全、顏精一、蔡錦盛、江正誠、開執中、陳福榮

Rong-Tan Huang, Shen-Chuan Lo, Jing-Yi Yan, Jin-Sheng Tsai, Cheng-Cheng Chiang, Ji-Ju Kai, Fu-Rong Chen

結合場發射穿透式電子顯微鏡之高空間解析度與能量過濾器可擷取二維空間能量分布影像之特性，配合量測技術之研發，利用連續影像能譜建立微區材料三維空間之性質分布影像圖。透過函數轉換及訊號處理之分析理論，並利用函數卷積及最大熵等訊號處理技術，可改善影像能譜之能量解析率至 0.1 eV 以內的超高解析度。之後以系列二維空間能量分布影像所擷取之材料二維空間的能量損失能譜，解析低能量損失能譜中所含的材料介電函數及能帶間隙。

Field-emission transmission electron microscopy (FE-TEM) coupling with energy filter provides high spatial resolution and 2-D energy image-spectrum. A three dimensional distribution of material specific properties can be reconstructed by extracting the energy loss spectrum from electron spectroscopic imaging series (ESI). Based on the analysis theory of function transfer and digital signal process, the energy resolution of spectrum-image can be improved down to 0.1 eV by using maximum entropy deconvolution technique. Consequentially, material dielectric function, energy band gap and electronic structure image with a high spatial resolution can be obtained by using the discussed techniques.

一、前言

近年來，隨著材料科學及技術的進步暨元件之微小化趨勢，使得磁、光電及半導體科技等領域之材料尺度邁入奈米範圍。為了能有效掌控材料性質，勢必得藉由適當之分析儀器與技術來進一步探

討、研究製程技術對材料內部原子結構與材料本身性質之影響。因此，隨著奈米尺度材料時代的來臨，能提供原子級解析率及訊息之場發射穿透式電子顯微鏡 (field-emission transmission electron microscope, FE-TEM)，在取得空間解析度 (spatial resolution) 接近或小於奈米尺度的結構、成分訊息

與材料基本性質上，扮演一舉足輕重之角色⁽¹⁾。而結合能量過濾器 (energy filter) 之場發射式能量過濾穿透式電子顯微鏡 (energy filter transmission electron microscope, EFTEM)⁽²⁾ 除了因其具備奈米級電子束探測尺度 (約 5 Å) 而有高空間解析度外，同時能偵測入射電子束與樣品作用造成之電子能量損失中所蘊含相當豐富的材料訊息。如：經由分析材料中電子能量損失能譜中之低損失能量範圍 (< 50 eV)，所得訊息蘊含著價電子激發狀態，不但經由電漿峰 (plasma loss) 反映出化學成分的特徵，同時在較低能量損失範圍 (< 10 eV) 能譜亦與試片材料中的能帶結構有關。因此，分析低能量損失能譜不僅可以得到化學成分訊息，同時亦有可能求得材料中能帶間隙寬度與介電函數等電性的訊息。另外，分析試片材料中原子內層激發所導致入射電子高達數百電子伏特 (> 100 eV) 之特徵能量核心損失峰 (core loss)，可以獲得材料成分定性定量的結果。而進一步分析能量核心損失峰之微細結構 (near edge fine structure)，因其反映材料電子組態之特性，而可以求得鍵結與能態密度等性質。這些優越的多功能性，因其優於 1 eV 之能量分辨率，結合場發射穿透式電鏡之空間解析度 (優於 0.2 nm)，使其目前已成為研究奈米尺度材料性質之一相當有用的工具。

本文中，將介紹利用 JEOL 2010F 結合 Gatan 能量過濾器 (Gatan imaging filter, GIF) 之場發射電子顯微鏡能量過濾系統，發展出適當函數卷積及低損失能量能譜訊號處理技術，以量測奈米級材料之能帶間隙寬度與介電函數。同時介紹我們所建立核心損失能譜之理論模擬模式，以分析材料之電子能態結構。並將上述建立之量測技術，應用於一系列能量過濾影像方法記錄二維空間中能譜訊息，此亦利用快速傅立葉內插以及最大熵法解決訊號取樣不足與能量解析率之問題。進而建立三維空間之材料性質分布影像。這些將有助於使穿透式電子顯微鏡提供更有利之材料特性分析。

二、電子能量損失能譜分析之背景與發展

1. 電子能量損失能譜儀與能量過濾電鏡

電子能量損失能譜儀 (electron energy loss spectrometer, EELS) 最早發端於 1929 年，由 Rudberg 等人⁽²⁾ 利用一特定能量之電子束施加於待測的金屬樣品上，然後接收非彈性散射 (亦即有能量損失) 的電子，其發現能量損失電子具有與 X 光類似的特性，且隨著樣品的化學成分不同而會有不同的損失能量。而後於 1941 年，Ruthemann 等人⁽³⁾ 首次將量測電子損失能譜的技術與穿透式電子顯微鏡結合，量測鋁試片的電子損失能譜，而開啟了電子能量損失能譜分析之新紀元。

歷經不斷演進，現今之電子能量損失能譜儀兼具有顯示能量損失能譜 (electron energy loss spectrum, EEL-spectrum) 與能量過濾影像 (energy filtered image) 之優異特性。電子能量損失能譜儀之量測方式是以電子在磁場中運動之受力方程式 $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 為基礎 (其中 \mathbf{F} 為受力方向， \mathbf{v} 為電子速度， q 為電子電荷數， \mathbf{B} 為磁場)，由此公式可推知電子在一均勻的磁場中，會因速度或能量之不同，造成不同的偏轉角而偏轉，其偏轉曲率半徑 $R = \gamma m_0 v / eB$ (其中 γ 為相對論修正項， m_0 為電子質量， B 為磁場， v 為電子速度， e 為電子所帶電荷)。因此，若將磁稜鏡 (magnetic prism) 置於能量損失電子之後，便可將不同能量的電子分離，之後再由偵測器接收訊號。

電子損失能譜儀的技術進展，初期十分遲緩，直至 1990 年之後，分別由 Gatan 與 Zeiss (現今為 LEO 公司併購) 這兩家公司成功地開發出 magnetic prism spectrometer 與 omega filter 此二種產品 (圖 1 所示)，致使此項技術得以蓬勃發展。上述兩種電子損失能譜儀之差別在於前者是裝置於穿透式電子顯微鏡艙體之最下方，並將電子束偏轉 90° 之後再由 CCD 接收，而後者是直接裝置在電子顯微鏡艙體內之試片下方，並利用四個磁稜鏡將電子束偏轉，其優點是可將能量損失影像拍攝於底片或是 CCD 內，但是由於此裝置乃直接裝設於電子顯微鏡之內，因此普及程度不如 Gatan 的產品之可以很方便的附加裝置於已出廠的電鏡下方。

由於電子能量損失能譜儀具有兩種不同的顯示方式：能譜 (spectrum) 與影像 (image)，因此衍生出兩類技術去偵測分析材料之化學成分分布與基礎物理性質：一是以損失能譜為核心，移動聚焦電子束

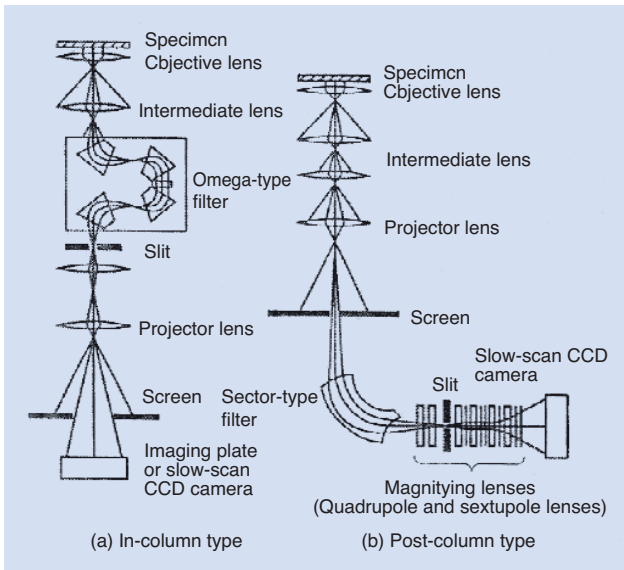


圖 1. Gatan 能量過濾器及 omega filter 之示意圖⁽³³⁾。

來掃描試片，並收集每一位置之能量損失能譜，經由分析之後可得到材料成分及性質於二維空間之分布，裝置此種設備之電子顯微鏡稱之為掃描穿透式電子顯微鏡 (STEM)⁽⁴⁾，而此種技術則稱之為 spectrum-imaging。另一種則是以能量過濾影像為主軸，擷取一連串不同能量損失影像，再由這些影像中萃取出各個位置的能量損失能譜。藉由此種方法，亦可同時得到能量損失能譜及二維空間的材料化學成分與性質分布，裝置此種設備之電鏡稱之為能量過濾電鏡 (energy filtered transmission electron microscopy, EFTEM)⁽²⁾，能量過濾電鏡其實是電子能量損失譜儀上的另一項功能。電子能量損失譜是記錄在試片某個特定位置上連續能量損失的強度，而能量過濾電鏡則是選擇某個特定能量範圍，記錄試片上所有位置在這個能量範圍損失之強度。此種技術稱為電子能譜影像法 (image-spectrum)。

2. 連續電子能譜影像法

連續電子能譜影像法 (electron spectroscopic imaging series, ESI) 是基於能量過濾電鏡原理而發展出之量測技術，其主要目的是希冀藉由此技術不僅可以得到如能量過濾電鏡一般的二維空間訊息，並且可以同時得到在每個位置上的能量損失能譜。概略來說，電子能譜影像法是利用能量過濾電鏡於

所選定的元素特徵能量邊刃 (absorption edge) 之前先取能量損失影像 (pre-edge image)，然後在元素特徵能量邊刃之後特定能量範圍上再取一張能量損失影像 (post-edge image)，計算這些影像的差異，就可以得出在此特定能量上的分布，也就是某特定元素的分布。

此法最早由 Jeanguillaume 於 1978 年⁽⁵⁾ 提出，之後再由 Krivanek 於 1993 年⁽⁶⁾ 成功的得出實驗結果並稱之為比例影像 (ratio map)，亦稱為二窗法 (two window method)。由於此法是利用兩張影像的比例所得，因此影像的對比會非常強烈，即使是微量成分區域亦可以顯示出來，但由於所顯示的數值是兩張影像的比例，因此無法定量成分濃度，是此方法的致命傷。為改善此問題，自 1986 年起，即有諸多電鏡學家投入於計算能量過濾影像之方式⁽⁷⁻¹¹⁾，藉由觀察電子能量損失能譜之行為，而發現能量損失之電子訊號強度會隨著能量的分布而衰減，並且可以藉由此數學模型^(7,12) 去描述其背景行為：一般而言，在核心損失峰區域是使用 power law model：

$$I = AE^{-r} \quad (1)$$

其中 I 為訊號強度， A 與 r 均為調整係數， E 為能量損失位置，因此，將此方式套用在能量過濾鏡上而發展出了所謂的三視窗法 (three window method)^(13,14)。三視窗法是指在元素損失能量特徵邊刃之前，先取兩張不同能量範圍之能量損失影像，利用之前所得的數學模型去求得強度隨能量衰減的關係式，因此可以得出在元素損失能量位置的電子訊號背景值，此一過程稱之為背景去除 (background subtraction)。之後，與特徵能量邊刃後所選定能量範圍之能量損失影像相減，即可得出在此一特徵能量上的真正強度。

然而影響能量過濾鏡在定量的因素並非只有背景的去除，其他如繞射強度、試片厚度以及收集角 (collect angle, β) 的大小均會影響。Shuman 等人⁽⁷⁾ 提出藉由計算試片中所含的單位原子個數與試片厚度，以推得絕對定量的構想，之後在 1995-1996 年間，經由一連串的實驗後確認了繞射強度、試片厚度以及收集角這些因素對於試片的影響^(2,12)，經

過這些科學家的努力發展，於是乎建立起能量過濾電鏡在元素成分與濃度的定量技術。

然而，當能量過濾電鏡之技術較成熟後，許多科學家無法滿足損失能譜跟能量過濾影像無法同時取得的現象。因此 Remier 於 1995 年整理相關文獻後，正式提出所謂連續能譜影像法的技術 (此觀念最早是由 Jeanguillaume 在 1978 年時所提出⁽⁶⁾)。利用類似取得能量損失譜的方式，藉由連續取得一連串的能量過濾影像所組成。因此這個方法可以同時得到定量之元素成分跟濃度分布圖 (利用與能量過濾電鏡相同的方法)，也可以在連續的能量過濾影像上選定一點萃取出在能量軸上的強度分布。因此，利用此方法可以得到所謂的三維空間的訊息，亦即平面的成分分布 (X-Y 軸) 與能量軸。而當此方法提出後，首先由 Mayer 與 Plitzko 於 1996 年⁽¹⁵⁾ 利用這項技術成功的分析在矽基板上成長的鑽石膜與基材之界面有約 2 nm 的非晶類鑽膜，並且可以在連續影像上萃取出鑽石跟類鑽膜的能譜。隨後，此項材料分析技術應用則朝向能量損失範圍延伸至高損失能量位置發展，能損位置主要為過渡金屬元素，如鎳 (Ni, *L* edge 855 eV)，鐵 (Fe, *L* edge 708 eV) 以及銅 (Cu, *L* edge 931 eV) 等。也因提高了連續能譜影像法的空間解析度以及對於所萃取出能譜進行化學成分定量和特性分析^(11,12)，再搭配連續能譜影像法收集面積廣、收集時間短等優點，使得此方法十分適用於材料分析。然而對於分析精細結構則會面臨能量解析度、能量記錄密度不足，以及能譜分布和能量窗卷積造成與真實分布差異的問題。對此問題，陳福榮以及羅聖全等人⁽¹⁷⁾ 在 2001 年首先利用快速傅立葉內插法 (FFT interpolation) 及最大熵解卷法 (maximum entropy deconvolution method) 分析低損失峰區域之連續能譜影像法萃取出能譜，並將能量記錄密度增進至 0.125 eV，而 P. J. Thomas 與 P. A. Modgley⁽¹⁸⁾ 利用傅立葉反卷積 (Fourier deconvolution) 降低非彈性散射對萃取出能譜之影響，以及增加特徵損失峰之噪訊比 (signal to noise ratio)。由於這些學者的研究確認了可以利用數值分析方法將連續能譜影像法的缺點改進，使得此方法成為可同時具有大空間範圍、高能量解析度的分析技術。

三、影像能譜技術之實驗方法

後續之研究乃是利用場發射穿透式電子顯微鏡 (JEOL-2010F FE-TEM) 結合 Gatan 能量過濾器 (GIF) 為主要研究分析工具。其電子槍為蕭基型 (Schottky-type) 場發射式，電子加速電壓為 200 kV。一系列的電子能譜影像 (electron spectroscopic images, ESI) 乃藉由 Gatan 公司發展之慢速掃描電荷耦合元件相機 (slow-scan CCD camera) 來記錄，其像素為 1024 × 1024。作為電子能量損失分析用之 TEM 試片，因試片厚度薄區需求嚴苛，乃利用 T 形研磨載具 (T-tool tripod polisher) 之楔形研磨技術 (wedge technique) 來製備⁽¹⁹⁾。圖 2 所顯示為藉由一系列不同能量損失所記錄下來之連續能譜影像。藉由一系列能損影像之特定位置，來重整建立能量損失能譜⁽²⁰⁾，此即影像能譜 (image-spectrum)。其為一個典型的低能電子損失能譜。影像能譜技術因結合場發射穿透式電鏡而具有奈米尺度之高空間解析度，而且通常只需數分鐘就能得到一系列影像。這些影像可以藉由電腦程式來重建能量損失能譜。然而，影像過濾器 (imaging filter) 在過濾擷取影像上，除了多重散射 (plural scattering) 之問題外，尚有兩大問題待解決：(1) 在不連續之能量空間中移動能量光柵而造成之取樣不足 (under-sampling)。(2) 因有限能量之光欄 (energy slit) 所造成能量解析度 (energy resolution) 之損失。低能量損失 (low loss)

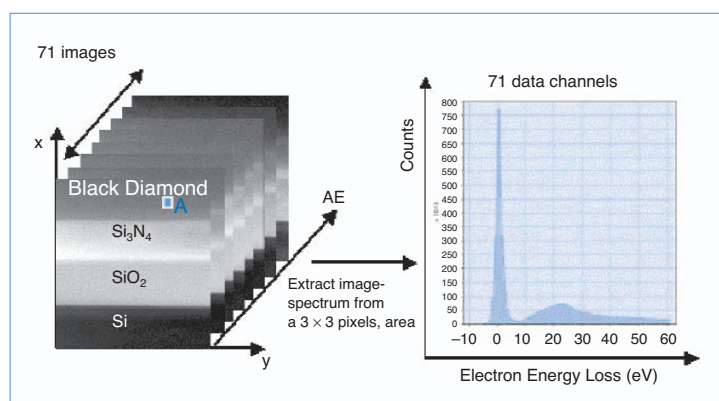


圖 2. 影像能譜 (image spectrum) 組成圖：一系列 ESI 影像，由 71 張能量範圍由 -10 至 60 eV、能量間距 1 eV 的不同能量損失影像所組成。

區域所提供之訊息，如：介電函數 (dielectric function)、能帶間隙 (energy band gap) 均需較高之能量解析度方能擷取出來。因此，精確之內插法與適當之解卷 (deconvolution) 分析是為其所必需。

以下將提出快速傅立葉轉換內插法來解決取樣數據不足之問題。此法之優點在於相對於其他內插方法 (如：線性、多項式內插法)，內插點與原始點間沒有假設關係之問題。接著，利用原先設計用來改善高解析度顯微影像之空間解析度的限制條件最大熵解捲法^(21,22) 來增進影像能譜之能量解析度。

1. 快速傅立葉轉換內插法⁽²³⁾

由於連續能譜影像法在能量損失分布記錄上有先天的缺陷，因此在本次實驗中利用快速傅立葉轉換內插法來增加能量損失譜記錄區間至 0.125 eV/ch。在此先討論選用此種內插法的原因。一般而言，內插法使用於當資料本身的採樣太少或是間距過大時，為了增加資料分析的正確性而使用。因此，許多數學家提出各種不同方式的內插法，如高斯 (Gaussian) 分布內插法、勞倫斯 (Lorentzian) 分布內插法、線性內插、指數內插以及多項式內插等等。這些內插法是在數值空間上，利用內插法使用的數學函數模型，將原本資料的分布方程式求出，進而得到更密集的資料分布，由此可知，若是選擇了一個錯誤的內插方法去求取資料的分布，將無法得到吻合原始資料的分布。因此，在使用上述內插方法之前 (除了多項式內插法外)，都必須知道或是假設原始的資料分布是符合或是接近於某一個特定數學模型。而多項式 (polynomial) 內插則是利用不同階的多項式去分析原始的資料分布而求得分布方程式，因此在使用時無需知道原始資料的接近模型，但是使用此方法時會隨著所用的多項式的階層差異而有不同的結果，而且也很難決定哪一階才是資料的最佳分布方程式，因此在使用上有許多問題。而快速傅立葉轉換內插法最早是由 Singhal 和 Vlach⁽²⁴⁾ 在 1972 年提出的，與之前所述的內插法相比，最大的不同點在於快速傅立葉轉換內插法是在倒空間 (reciprocal space) 或頻率空間內進行內插的動作，因此，使用此方法所得出來的資料十分吻合原始資料的分布，同時亦不需要知道原始資料的分

布趨勢，目前已經廣泛的應用於影像重新取樣、微電路數位訊號處理 (digital signal processing, DSP) 等領域⁽²⁵⁾。本研究所使用的快速傅立葉轉換內插法，基本上是修改自 Schafer 所提出之方法⁽²⁶⁾。假設一影像能譜可表示為 $S(\Delta E_i)$ ，有 N 個像素。實際上， N 為一系列 ESI 影像之數目。指標 i 由 0 至 $N-1$ 。因此，此影像能譜之傅立葉轉換表示為 $U(k)$ ：

$$U(k) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} S(\Delta E_i) \exp\left(\frac{-j2\pi ik}{N}\right) \quad (2)$$

其中

$$k = -\frac{N}{2}, -\frac{N}{2} + 1, \dots, 0, \dots, \left(\frac{N}{2} - 1\right) \quad (3)$$

假設我們取一新的內插數列 $V(k)$ ，有 $L = M \times N$ 項。其中， M 為整數，稱之為重新取樣乘算子 (resampling multiplier)。而折疊次數 (folding frequency) 或是 Nyquist 極限 (limit)： N_{nq} 為 $(N+1)/2$ ，是 nearest rounding 的整數。所以，整個內插過程是將 $U(k)$ 的係數折疊成兩部分：一為新的數列 $V(k)$ ，另一為零，被放置於 $V(k)$ 數列中間部分。因此，新的數列 $V(k)$ 可以表示為：

$$V(k) = \begin{cases} U(k) & k = -2/L, \pm(L/2) + 1, \dots, \pm(L/2) + N_{nq} - 1 \\ 0.5U(k) & k = \pm(L/2) + N_{nq} \quad (N_{\text{even}}) \\ U(k) & k = \pm(L/2) + N_{nq} \quad (N_{\text{odd}}) \\ 0 & k = \pm(L/2) + N_{nq} + 1, \dots, (L/2) + N_{nq} + 1 - N \\ U(k) & k = (L/2) + N_{nq} + 1 - N, \dots, (L/2) - 1 \dots \end{cases} \quad (4)$$

在此必須注意一點，如果 N 為偶數，除了在折疊次數 $k = -(L/2) + N_{nq}$ 的這些項外，所有各項會被以相同的權數 (weighting)，再轉結於另一新的數列，而這些新的數列將會給予一半的相對權數。如果 N 為奇數，則所有項有相同的權數。如果此影像能譜為實數函數 (real function)，則相對於 $U(k)$ 在第一組次數定義域 (frequency domain)，最後一組的次數定義域為虛數。因此，新的內插能譜為 $S'(E_i)$ ，有 L 個像素，可藉由對 $V(k)$ 作逆傅立葉轉換 (inverse Fourier transform) 得到。圖 3 為分別使

影像法無法得到精細結構的真正分布。卷積的行為可以用數學清楚的描述⁽²⁷⁾：

$$e = g \otimes h + k \quad (5)$$

e 為實驗所得被能量窗模糊化的損失能譜或能量損失影像， g 為原本完美訊號， h 為能量窗之函數，在本實驗為階梯函數 (step function)，而 k 為雜訊係數。當雜訊十分微弱至可以忽略時，原本完美損失能譜可以利用此公式：

$$g = F^{-1}(G) = F^{-1}(E / H) \quad (6)$$

E 、 G 、 H 分別為 e 、 g 、 h 之傅立葉轉換，只要知道能量窗與被模糊化之損失能譜的數學函數，便可藉由這簡單的轉換公式反推回原本完美之損失能譜。然而，在真正分析上，雜訊係數是無法忽略的，因為在電子顯微鏡系統中，工作電壓的穩定性、電子槍的能量發散，試片厚度效應所造成的多重散射 (plural scattering)，甚至是作為訊號接收器的 CCD 本身都會產生雜訊，而在無形中加入量測得到的資訊中^(2,12)。因此，將雜訊係數加入計算後，前一個公式將改寫為：

$$g = F^{-1}(G) = F^{-1}\left(\frac{E * H}{H^2 + K}\right) \quad (7)$$

K 為考慮雜訊係數後所加入調變的參數，這個改良的方法稱之為 Wiener filter 或是 Wiener deconvolution。然而，雜訊的真正分布無法完全得知，因此 K 值可以說是由實驗者自己調變的參數。但是由於雜訊在能量軸上每個能量的貢獻並非是一個定值，因此實驗者無法對於每個能量損失位置都猜測一個雜訊貢獻值，所以這個方法所能改善的程度仍然有限。

基於實驗者無法得到真正的雜訊分布的原因，所以有人提出嘗試利用遞迴數值解的方式去進行反卷積，其中一種方式稱為最大熵解卷法。隨著電腦的發展大幅縮短程式計算的時間，開始有一些材料學家將這方法應用於高分辨影像以及能譜分析上。

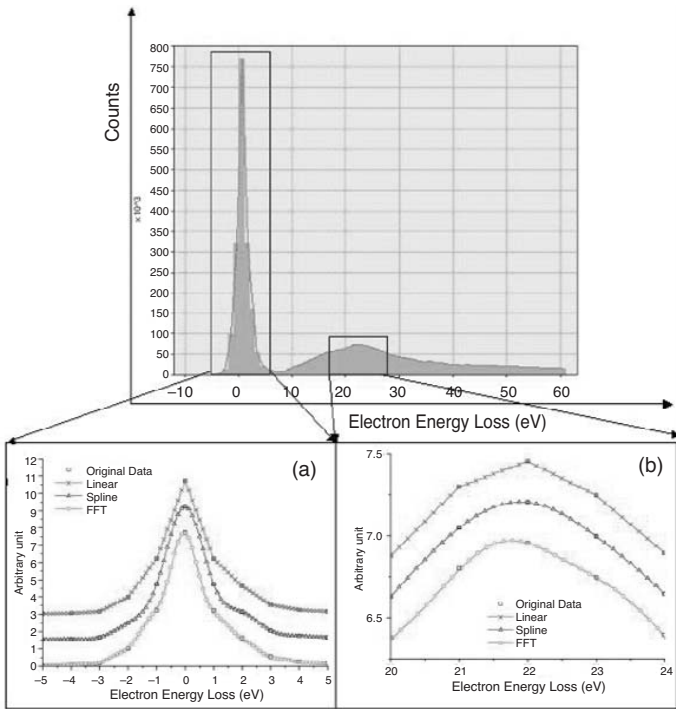


圖 3. 分別使用快速傅立葉轉換內插、多項式內插與線性內插得到之影像能譜比較圖。(a) 零損失峰區域，(b) 電漿峰區域。

用快速傅立葉轉換內插、多項式內插與線性內插得到之影像能譜，其 dispersion 為 0.125 eV。藉由針對兩大特徵區域：零損失區域與電漿損失區域，放大來比較此三種內插法的差異，結果可以清楚看出，傅立葉轉換內插法與多項式內插法比線性內插法的能譜擁有更佳平滑與連續之曲線。選擇傅立葉轉換內插法的原因在於此內插法對原始數據沒有任何數學模式的假設，而多項式內插法則對原始數據作多項式分布的假設，因此傅立葉轉換內插法可以針對任何模式的能譜做取樣增加的工作而且無任何數學模式之假設。

2. 最大熵解卷法

連續能譜影像法的另一個缺點為能量解析度的不足，以及萃取得之能量損失譜行為與實際分布有所出入，其原因為原本之能量損失譜與實驗時所選擇的能量窗口卷積所造成，因此，原本有高解析度的損失能譜 (0.9–1.5 eV) 經過卷積後其能量解析度會十分接近能量窗的寬度，如此會使得連續能譜

Overwijk 等人⁽²⁸⁾ 曾利用最大熵解卷法來移除能譜零損失峰中儀器裝置的點發散函數 (point spread function)。本研究利用原先設計用來改善高解析度顯微影像之空間解析度的強迫式 (constrained) 最大熵解卷法來改善影像能譜的能量解析度。這與 Overwijk 的方法在於與熵耦合的限制項上有些許不同。本研究的最大熵解卷法是從已經過快速傅立葉轉換內插的能譜上做有限光闌寬度的解卷。解卷過程是藉由最小化已知點發散函數 $PSF(E_i)$ 的 Lagrangian 函數 L 。

$$L = -\sum_i S(E_i) \ln \left(\frac{S(E_i)}{D(E_i)} \right) - \lambda_0 \sum_i [s(E_i) - f] - \lambda_1 \sum_i [S(E_i) * PSF(E_i) - S^{exp}] \quad (8)$$

其中 $S(E_i)$ 為最佳化 (optimum) 能譜， E_i 為能量空間的向量。 i 為指標，代表能譜中第 i 個像素。 S^{exp} 為經過快速傅立葉轉換內插的能譜。Lagrangian 函數第一項為 cross entropy，而其餘兩項為最佳化能譜的限制項。在第一項裡的 $D(E_i)$ 為經過 Wiener 過濾器處理的假設項⁽²⁷⁾。 λ_0 與 λ_1 為 Lagrangian 係數。第一項限制設定在最佳解 $S(E_i)$ 中為定流量 (constant flux)。第二項限制設定為與點發散函數 $PSF(E_i)$ 解卷之最佳解 $S(E_i)$ ，需越接近 S^{exp} 越好。圖 4(a) 為經過最大熵解卷後的能譜。實線為最大熵解卷前零損失區域之能譜曲線，虛線為最大熵

解卷後零損失區域之能譜曲線。由圖中可以清楚地看出，經過最大熵解卷後的能譜，其半高寬由 1.6 eV 改進至 1.0 eV。圖 4(b) 為黑鑽石 (black diamond, BD) 區域的影像能譜與相同情況下經由能譜模式所取得的能量損失能譜之比較圖。我們可以發現經過快速傅立葉轉換內插與最大熵解卷後的影像能譜與直接由能譜模式得到的 EELS 能譜相當接近。因此，藉由我們發展之快速傅立葉轉換內插法與最大熵解卷法兩種分析技術，低能量損失區域之影像能譜經過重建後，在定量分析上可以和 EELS 能譜一樣精確。

四、影像能譜技術之實務應用

1. 低介電常數材料之試片厚度求算與其介電函數之分析

EELS 能譜之低能量損失區域提供材料介電函數與能帶間隙的訊息⁽¹²⁾。假設一入射電子穿過材料，材料中價電子的行為可以使用一介電函數 $\epsilon(E) = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ 來描述。而電子穿過材料介質後之散射強度分布 $S(E)$ ，則根據 Kramers-Kronig 分析可得到與介電函數之關係為：

$$S(E) = \frac{I_0 t}{\pi a_0 m_0 v^2} \text{Im} \left[\frac{-1}{\epsilon(E)} \right] \ln \left[1 + \left(\frac{\beta}{\theta_E} \right)^2 \right] \quad (9)$$

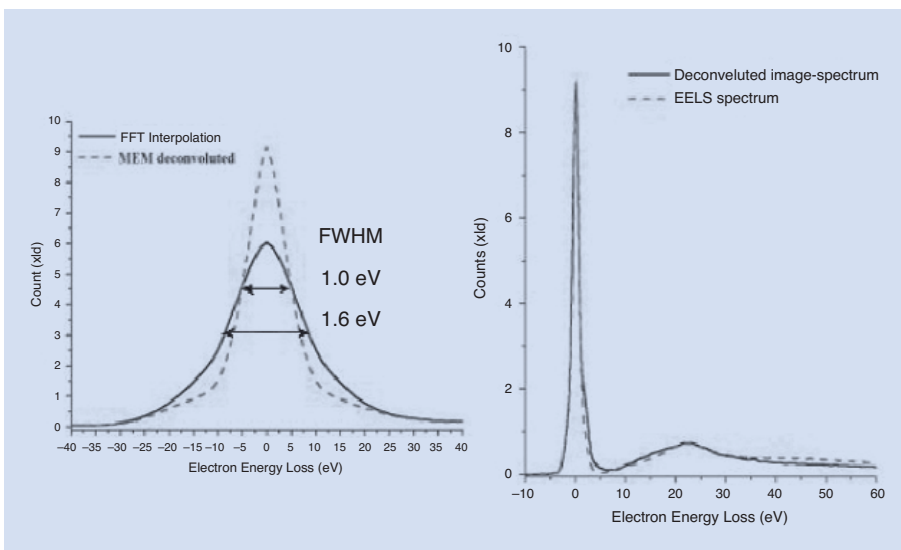


圖 4.
(a) 實線為經過快速傅立葉轉換內插的能譜、虛線為再經過最大熵解卷後的能譜。圖中可以清楚看出能量解析度由 1.6 eV 增進至 1.0 eV。(b) 為經過快速傅立葉轉換內插與最大熵解卷處理後的能譜與 EELS 能譜比較，兩能譜相當接近。

其中 $S(E)$ 為電子單次散射強度分佈， I_0 為零損失峰強度， t 為試片厚度， v 為入射電子速度， β 為收集半角， θ_e 為特徵散射角。而 $\text{Im}[-1/\epsilon(E)]$ 一般稱為能量損失函數 (energy loss function)。藉由 Kramers-Kronig 轉換分析⁽¹²⁾ 可以得到介電函數實部與虛部的關係：

$$\text{Re}\left[\frac{1}{\epsilon(E)}\right] = 1 - \frac{2}{\pi} P \int_0^\infty \text{Im}\left[\frac{-1}{\epsilon(E')}\right] \frac{E'dE'}{E'-E^2} \quad (10)$$

其中 P 為避免極點 $E = E'$ 時積分的柯西主值 (cauchy principle) 部分。因此，藉由式 (9) 與 (10)，我們可以得到低介電常數材料黑鑽石的實數與虛數部分之介電函數。由於電子束與試片作用所產生的非彈性散射電子數量與試片厚度相關，因此在薄試片中假設電子單次散射，可以利用能量損失譜儀分析得到試片厚度 t 的訊息：

$$\frac{t}{\lambda} = \ln\left(\frac{I_t}{I_0}\right) \quad (11)$$

此式又稱為對數比率法 (log-ratio method)⁽¹²⁾。 λ 為能量損失在 50 eV 以下電子的平均自由徑， I_t 為低能損失譜 (low-loss spectrum) 強度， I_0 為零損失峰 (zero loss peak) 強度。其中

$$\lambda(\text{nm}) = \frac{106F\left(\frac{E_0}{E_m}\right)}{\ln\left(\frac{2\beta E_0}{E_m}\right)} \quad (12)$$

E_m 為平均電子能量損失：

$$\begin{aligned} E_m &\approx 7.6Z_{\text{eff}}^{0.36} \\ Z_{\text{eff}} &= \frac{\sum_i f_i Z_i^{1.3}}{\sum_i f_i Z_i^{0.3}} \\ F &= \frac{1 + \frac{E_0}{1022}}{\left(1 + \frac{E_0}{511}\right)^2} \end{aligned} \quad (13)$$

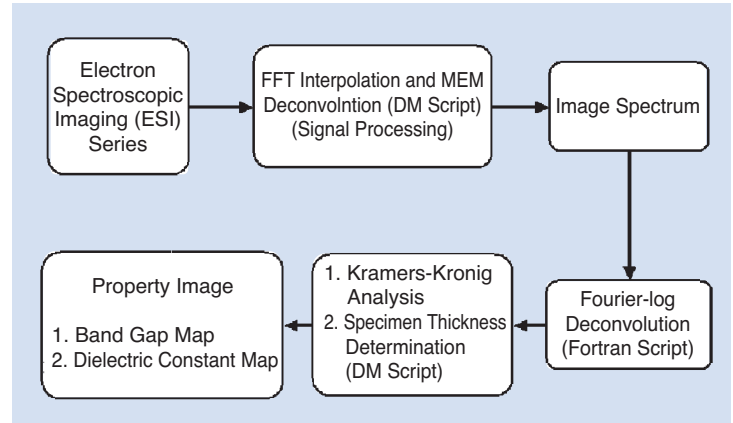


圖 5. 實驗分析流程圖。

F 為相對論修正因子、 E_0 為入射電子能量、 Z 為原子數、 Z_{eff} 為有效原子數、 f_i 為第 i 元素之原子分率。藉由已知介電常數材料區域來計算其試片厚度。再利用試片厚度趨勢來外插得到未知成分之介電材料區域的厚度，最後結合 Kramers-Kronig 之分析方法決定出其介電常數。實驗分析流程如圖 5 所示。

已知材料之反射係數 (refractive index) 與試片厚度有下列關係存在：

$$t = \frac{1a_0FF_0}{I_0\left[1 - \text{Re}\left(\frac{1}{\epsilon(0)}\right)\right]} \int_0^\infty \frac{S(E)dE}{E \ln\left(1 + \frac{\beta^2}{\theta_e^2}\right)} \quad (14)$$

其中， $\text{Re}[1/\epsilon(0)] = 1/n^2$ ， n 為材料之反射係數，介電常數等於反射係數的平方。此式又稱為 Kramers-Kronig sum rule。因此，我們可以利用式 (14) 來計算 $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2/\text{Si}$ -substrate 區域的試片厚度。其中每

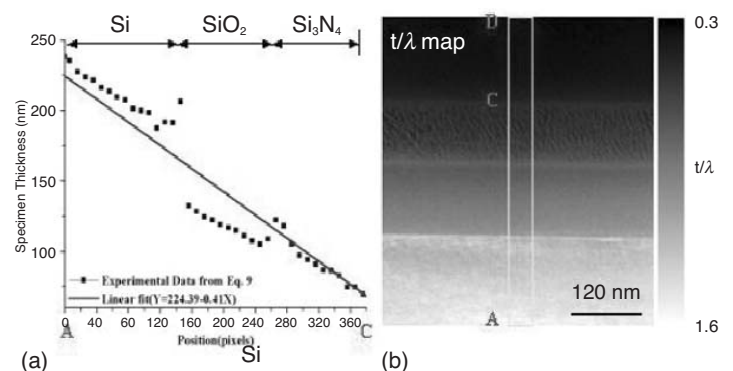


圖 6. (a) A 至 C 之試片厚度趨勢圖，(b) t/λ 分布圖。

表 1. 各種材料之介電常數實驗值與理論值比較。

材料	ϵ_{ref}	ϵ_{exp}
Si	11.6	11.02 ± 0.47
SiO ₂	3.8	4.20 ± 0.31
Si ₃ N ₄	3.6	3.72 ± 0.30
BD	2.5–2.8	2.69 ± 0.27

一層材料的反射係數分別為 Si (3.41)、SiO₂ (1.95)、Si₃N₄ (1.90)。再利用試片厚度趨勢來外插得到未知成分之介電材料區域的厚度。圖 6 為試片厚度趨勢圖。我們可以藉由外差得到黑鑽石區域的厚度分布。再利用式 (14) 反推得到其介電常數。表 1 列出各種材料之介電常數實驗值與理論值之比較。我們可以發現此種方法所計算之介電常數值非常接近理論值。由於影像能譜提供許多空間訊息，換言之，每一點都可以計算出其介電常數值。於是，我們可以藉由電腦之快速運算得到二維空間之介電常數分布圖。圖 7 為 BD/Si₃N₄/SiO₂/Si-substrate 多層介電材料之介電常數分布圖。

2. 能帶間隙分析技術應用於磷化鎵 (GaP) 奈米材料之基本性質量測

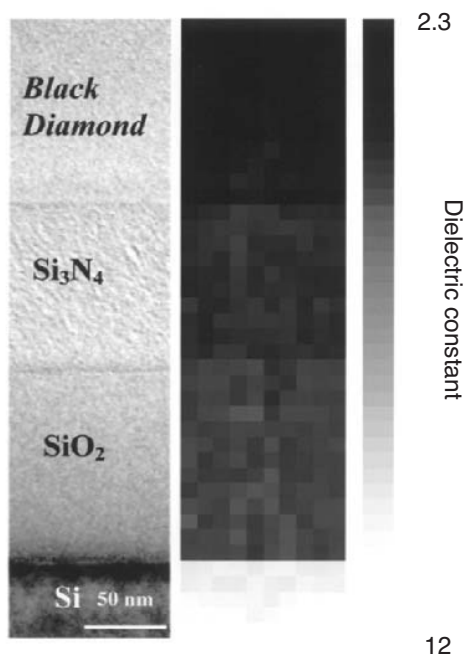


圖 7. BD/Si₃N₄/SiO₂/Si-substrate 多層介電材料之介電常數分布圖。

電子能量損失譜儀用於分析能隙是始於 1986 年由 Baston 等人研究差排對於 GaAs/GaInAs 界面能隙的影響⁽²⁹⁾，並且觀察出損失能量在能隙之後的行為，在考慮電子電洞對 (hole-electron pair) 以及完美晶體下所推導出直接能隙的結果： $JDOS \propto \sqrt{E - E_g}$ ，其中 JDOS 為 joint density of state 縮寫，而 $E - E_g$ 為能隙之後的能量。與光學量測能隙比較，光學量測方式具有極高的能量解析度 (~1 meV)，但受限於聚焦光束尺寸 (~1 μm) 和無法量測薄膜在縱深方向的變化，因此在微區分析上受到很大的限制。而電子能量損失譜儀雖然能量解析度 (0.2 – 1 eV) 不如光學量測方式，但是電子顯微鏡具有高空間解析度以及奈米級聚焦電子束尺寸 (~0.5 nm)，因此比光學量測更適合應用於分析現今發展的奈米光電材料性質。

自 1997 年開始便有許多利用冷場發射式電子槍和能譜儀量測能隙的研究⁽³⁰⁾，主要的方式可以分成兩類。第一種方式為利用電子槍模型函數、卷積擴展函數或是真空中零損失峰卷積擴展函數去推測實驗零損失峰的行為，然後將兩者相減之後可以得到材料能隙。此方法為目前較主要的分析方式，然而實驗的結果受限於電子槍模型函數的正確性、能量解析度的大小以及非彈性散射等因素的影響。第二種為利用 Fourier-ratio 反卷積法的方式將實驗能譜與真空零損失能譜反卷積，如此可以得到去除零損失峰與多次電子散射影響的結果。

然而並非每次實驗的結果會與參考值相符，因此本研究是利用第一種方式搭配最大熵解卷法分析。分析之奈米材料為師範大學化學系陳家俊教授提供的磷化鎵 (GaP) 奈米線 (nanowire) 與奈米帶 (nanobelt)。GaP 和 AlN、GaN、InN 等均屬於 III-V 族化合物，但是 GaP 為間接能隙限制了它的應用，但混和其他同族形成三元或四元化合物，可以調製出不同波段的元件，亦有其重要性。圖 8(a) 與 (b) 分別為其電子顯微鏡影像，由影像可以得知這兩者最大的差別在於奈米線的寬高比大約為 1 比 1 而奈米帶為 10 比 1，接著分別對這兩種材料取得低損失區域的電子能量損失譜，由於熱場發射式電子槍的能量解析度較冷場發射式差，以及非彈性散射等因素使得原始能譜的能量解析度為 1 eV，因

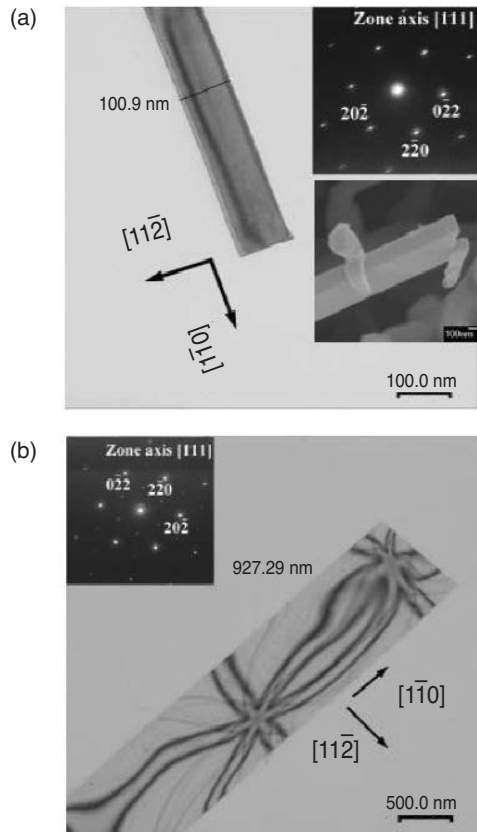


圖 8.(a) 與 (b) 分別為磷化鎵 (GaP) 奈米線與奈米帶穿透式電子顯微鏡影像。

此利用最大熵解卷法將非彈性散射效應降低並增進能量解析度，因為奈米線 (帶) 本身的厚度不大，因此非彈性散射的效應不明顯，能量解析度由 1 eV 增進至 0.75 eV，提升約 25%。

然而數值處理方法亦有其極限，當嘗試將能量解析度再提高時， χ^2 亦會開始增加而無法收斂，則能譜會扭曲。圖 9 為分析零損失峰的結果，發現磷化鎵奈米線與奈米帶所測得的能隙分別為 2.63 ± 0.11 eV 與 2.41 ± 0.13 eV，都較原本磷化鎵塊材的能隙 (2.35 eV) 大。此外，由高分辨電子顯微鏡影像上可以觀察出磷化鎵奈米帶在晶軸 $[11\bar{1}]$ 方向以及 $(1\bar{1}0)$ 與 $(11\bar{2})$ 兩個面上出現空孔有序化 (vacancy ordering) 的現象，結果如圖 10 所示。空孔有序化會帶來晶體晶格長度的變化以及能隙的改變，而空孔原子的種類會強烈的影響能隙，但是目前使用 EDS 系統並無法明確的判斷出空孔原子為磷或鎵，因此欲研究奈米材料的性質還得利用晶體模擬

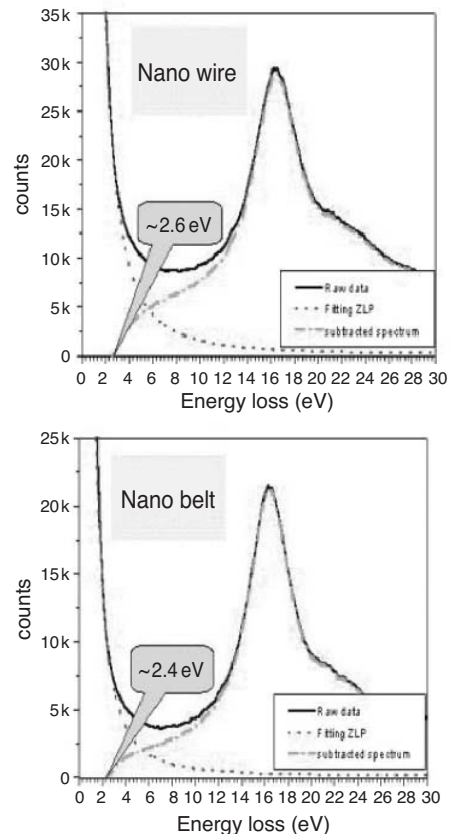


圖 9. 分析零損失峰的結果，發現磷化鎵奈米線與奈米帶所量測得的能隙分別為 2.63 ± 0.11 eV 與 2.41 ± 0.13 eV。

以及理論能隙計算搭配實驗的結果去探討。

上述兩種分析為低能損區域之影像能譜技術實務應用，至於核心能損區域之分析，應用了進一步影像能譜技術，關於詳細之分析技術介紹，限於篇幅可參考所附文獻⁽³¹⁾。

如前所述，電子能量損失能譜儀除可用於能量過濾電鏡之影像能譜分析，亦可進行電子能量損失能譜分析。文章最後將介紹核心能損區域之電子能量損失能譜分析。

五、電子能量損失能譜分析鐵離子佈植摻雜於氧化鋅 (ZnO) 中之價數

回顧核心能損區域之電子能量損失能譜原理，核心能損主要是由電子撞擊試片內層電子後將其激發至費米能階之上的傳導帶所造成的。在內殼層電

子激發能譜中，含有未填滿能態密度 (density of state) 等有關電子狀態之訊息。對於 3d 過渡金屬，一般來說 d 軌域之一部分是處於未填滿態。由內殼層電子激發能譜中，可觀察到相應於滿足選擇規則 (selection rule) 之 p 軌域至 d 軌域的躍遷所產生之特徵邊緣 (absorption edge)，此特徵邊緣稱之為白線 (white line)⁽¹²⁾。而從這些白線強度之量測值則可估算 d 軌域中之電子佔有率，亦可進而求得平衡價數 (valence state)。

以鐵為例，Laurence A. J. Garvie 與 Peter R. Buseck⁽³²⁾ 以及 P. A. van Aken 與 B. Liebascher⁽³³⁾ 等人曾針對多種含有氧化鐵之礦物的各種價數做深入探討，得出不同 $\text{Fe}^{3+}/\Sigma\text{Fe}$ 值對 Fe 之 L_2 、 L_3 能譜間之關係。本研究是利用電子能量損失譜儀 (EELS) 分析鐵離子佈植摻雜於氧化鋅奈米線中之鍵結型態。雖然核心損失之 L_2 、 L_3 能譜可以提供鐵離子在 d 軌域的分布情形，然而，電子能量損失能譜乃背景訊號與元素訊息之疊加。此背景訊號包含電子與樣品作用之軔輻射 (bremsstrahlung) 衰退及電子躍遷至游離態激發，因此需先經扣除背景才能得實際元素之未填滿訊息。扣除背景之後所得兩個 Lorentzian 函數之疊加，其中 L_3 是 $2p^{3/2} \rightarrow 3d^{3/2}3d^{5/2}$ 之躍遷，而 L_2 則是 $2p^{1/2} \rightarrow 3d^{3/2}$ 之躍遷，其分別提供電子躍遷最終態為 $d^{5/2}$ 和 $d^{3/2}$ 的 d -hole 數目比或總數目。此 Lorentzian 函數之形式可表成：

$$\begin{aligned} \sigma_i(E) &= \int_0^\infty \frac{\sigma_i(E_0) \frac{\gamma_i}{2\pi}}{(E-E_0)_i^2 + \left(\frac{\gamma_i^2}{4}\right)} dE \\ &= \sigma_i(E_0) \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan\left(\frac{E-E_0}{2\gamma_i}\right) \right] \end{aligned} \quad (15)$$

其中 $\sigma_i(E_0)$ 為一連續背景， $\sigma(E_0)$ 為常數連續背景， γ_i 為延展之生命週期。

電子從始態到終態之躍遷依循 Fermi-Golden rule，其躍遷機率與能譜關係：

$$I(\omega) = \int \mu(E) dE = \left| \langle i | H | f \rangle \right|^2 \rho(E) \quad (16)$$

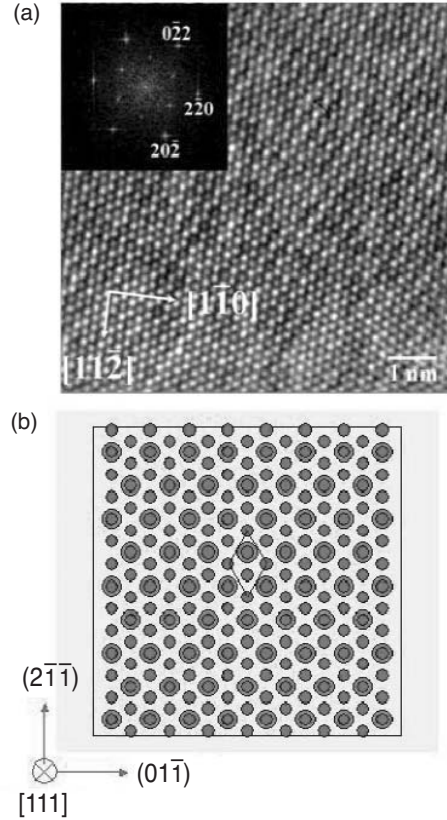


圖 10. (a) 磷化鋅奈米帶高分辨解析影像，(b) 空孔有序化之示意圖。

其中 $I(\omega)$ 為能譜積分強度， H 為 dipole Hamiltonian， $\rho(E)$ 為能態密度。電子由始態 $|i\rangle$ 至最終態 $|f\rangle$ 做躍遷。根據 Matthes 理論得：

$$\begin{aligned} & \frac{2}{2j'+1} I_{L_i}(\omega) \\ &= \frac{2}{2j'+1} \int \mu_{L_i}(E) dE \\ &= \frac{2\pi^2 N_0}{mc} \frac{2m\hbar\omega_{L_i}}{2\hbar^2} (2j'+1) \sum_{i,j} A_{ij}^n(E) N_{ij}(E) \end{aligned} \quad (17)$$

其中 $\hbar\omega_{L_i}$ 為躍遷能量， N_0 為激態原子數目， N_{ij} 為與能量有關之態密度。且級數項將會等於：

$$\begin{aligned} & 2(j'+1) \sum_{ii} A_{ij}^n(E) N_{ij}(E) \\ &= \left(\frac{6\hbar_{5/2} + \hbar_{3/2}}{15} \right) \left[R_d^{2p^{3/2}}(E) \right]^2 \quad (\text{對 } L_3 \text{ 邊緣}) \end{aligned} \quad (18)$$

$$2(j'+1) \sum_{ii} A_{ij}''(E) N_{ij}(E) \quad (19)$$

$$= \frac{h_{3/2}}{3} [R_d^{2p^{1/2}}(E)]^2 \quad (\text{對 } L_2 \text{ 邊緣})$$

其中 $R_d^{ij}(E) = \int_0^\infty r^3 R_{nj}(r) R_{ij}(r, E) dr$ ，對於 $j = 5/2$ 與 $j = 3/2$ 兩個最終態而言可假設相等。利用實驗所得之能譜積分強度，求得 $d^{5/2}$ 與 $d^{3/2}$ 兩個狀態下的 d -hole 數目。 $j = 5/2$ 與 $j = 3/2$ 兩最終態比例：

$$\frac{h_{5/2}}{h_{3/2}} = \frac{1}{6} \left(\frac{5I_{L_3} \omega_{L_2}}{2I_{L_2} \omega_{L_3}} - 1 \right) \quad (20)$$

由上述式子，可以直接由 L_3 與 L_2 積分強度得到 L_3 與 L_2 躍遷比率。分析方法之過程是將實驗所得之能譜，先扣除 power law 背景，再扣除電子躍遷至游離態激發之雙 arctangent 背景：

$$\frac{h_1}{\pi} \left\{ \arctan \left[\frac{\pi}{\omega_1} (\Delta E - E_1) \right] + \frac{\pi}{2} \right\} + \frac{h_2}{\pi} \left\{ \arctan \left[\frac{\pi}{\omega_2} (\Delta E - E_2) \right] + \frac{\pi}{2} \right\} \quad (21)$$

扣除後之能譜趨近於兩個 Lorentzian 函數，此兩個 Lorentzian 函數即分別代表 L_3 和 L_2 之特徵邊緣，分析過程如圖 11 所示。依此分析方式，求算 L_3/L_2 之強度比，並對照過去文獻上類似方式所得結果而得知，鐵離子佈植摻雜於氧化鋅奈米線中，鐵離子之鍵結態為 +3 價。表 2 為分析比較之結果。

六、結論

總括來說，結合場發射穿透式電子顯微鏡之能量過濾電鏡，兼具了高空間解析度與高能量分辨

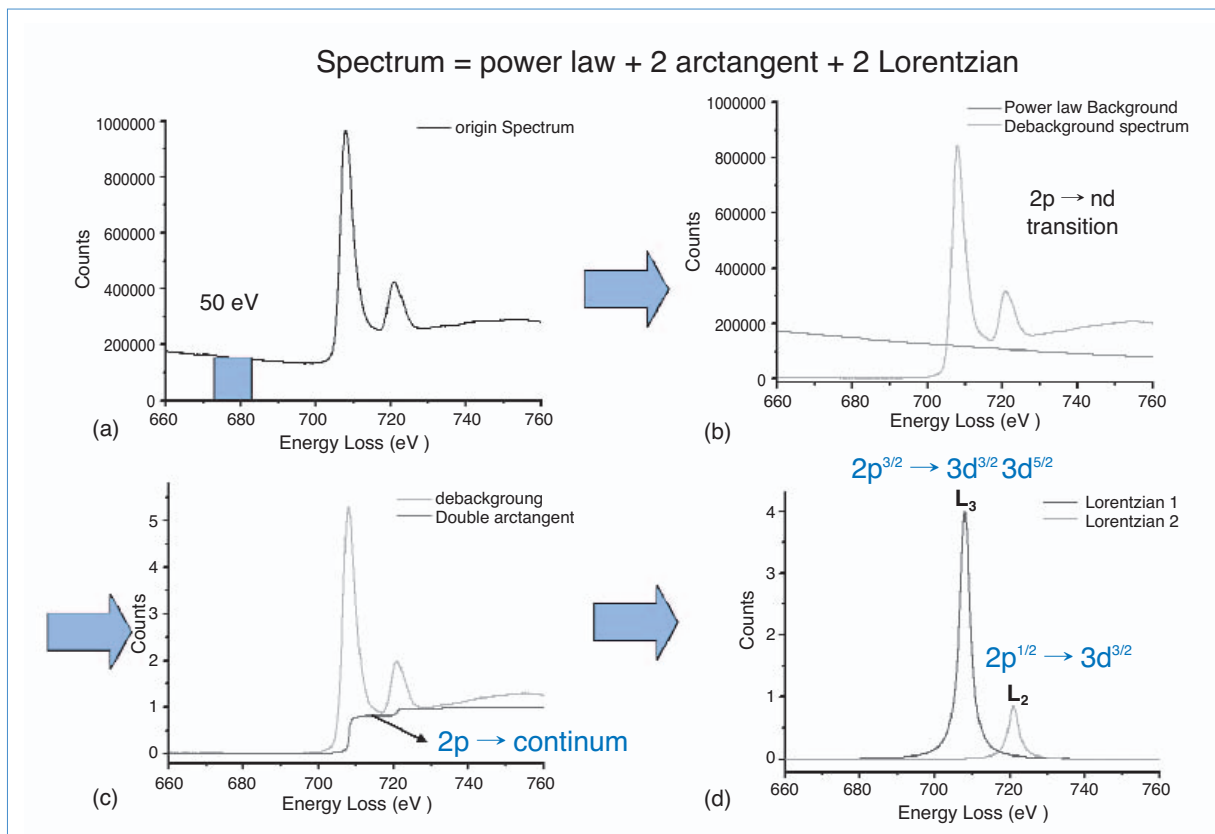


圖 11. (a) 未經處理的電子損失能譜，(b) 經過 power law 去背景之能譜，(c) 以 double arctangent function 扣除 L_3 和 L_2 特徵邊緣之背景，(d) 解卷 L_3 和 L_2 特徵邊緣之結果。

表 2. 鐵離子之 L_3/L_2 強度比率之分析比較結果。

樣品	L_3/L_2 ⁽³³⁾
FeO	3.9
α -Fe ₂ O ₃	4.7
Fe ₃ O ₄	4.2
Fe-doped in ZnO	4.8

率，目前已成為量測材料性質相當有用的工具之一。其不但可針對奈米尺度材料進行局部成分組成分析，亦可經由分析試片材料中原子內殼層激發所蘊含豐富之材料訊息而鑑定元素之化學狀態。而藉由連續影像能譜技術可同時得到能量損失能譜及二維空間的材料化學成分與性質分布，更是分析奈米尺度材料之分析利器。這增添電子能量損失能譜儀分析之多樣性，亦使之成為分析奈米材料的重要分析技術。

誌謝

本文作者特別要感謝國立清華大學工程與系統科學系電子顯微鏡中心的大力協助，並感謝郭佳佳小姐、吳典原先生與林智仁先生在樣品提供及分析過程中之協助。

參考文獻

1. P. R. Buseck, J. M. Cowley, and L. Eyring, *High-Resolution Transmission Electron Microscopy and Associated Technique*, New York: Oxford University Press (1992).
2. L. Reimer, *Energy-filtering Transmission Electron Microscopy*, New York: Springer-Verlag (1995).
3. G. Ruthemann, *Naturwiss.*, **29**, 648 (1941).
4. R. J. Keyse, A. J. Garrat-Reed, P. J. Goodhew, and G. W. Lorimer, *Introduction to Scanning Transmission Electron Microscopy*, BIOS Scientific Publisher Ltd. (1998).
5. C. Jeanguillaume, P. Trebbia, and C. Colliex, *Ultramicroscopy*, **3**, 237 (1978).
6. O. L. Krivanek, A. J. Gubbens, M. K. Kundmann, and G. C. Carpenter, *51st Ann. Proc. Electron Microsc. Soc. Am.*, San Francisco: San Francisco Press, 586 (1993).
7. H. Shuman, C. F. Chang and A. P. Somlyo, *Ultramicrosc.*, **19**, 121 (1986).
8. P. A. Crozier, *Ultramicrosc.*, **58**, 157 (1995).
9. J. Bentkey, E. L. Hall, and E. A. Kenik, *Proc. Microscopy and*

Microanalysis., 268 (1995).

10. F. Hofer, W. Grogger, G. Kothleitrt and P. Warbichler, *Ultramicrosc.*, **67**, 83 (1997).
11. J. Mayer, U. Eigenthaler, J. M. Plitzko, and F. Dettenwanger, *Micron*, **5**, 361 (1997).
12. R. F. Egerton, *Electron-energy Loss Spectroscopy in the Electron Microscopy*, New York: Plenum Press (1996).
13. N. Bonnet, C. Coliex, C. Mory, and M. Tence, *Scanning Microscopy*, **2** (Suppl.), 351 (1988)
14. A. Berger, J. Mayer, and H. Kohl, *Ultramicrosc.*, **55**, 101 (1994).
15. J. Mayer and J. M. Plitzko, *J. Microsc.*, **183**, 2 (1996).
16. F. Hofer and P. Warbichler, *Ultramicrosc.*, **63**, 21 (1996).
17. S.-C. Lo, J.-J. Kai, F.-R. Chen, L.-C. Chen, L. Chang, C.-C. Chiang, P. Ding, B. Chin, H. Zhang, and F. Chen, *Journal of electron Microscopy*, **50**, 497 (2002).
18. P. J. Thomas and P. A. Midgley, *Ultramicrosc.*, **88**, 187 (2001).
19. 黃榮潭, 江正誠, 殷開明, 開執中, 陳福榮, *科儀新知*, **25** (5), 46 (2004).
20. J. A. Hunt and D. B. Williams, *Ultramicroscopy*, **38**, 47 (1991).
21. F. R. Chen, J. J. Kai, L. Chang, J. Y. Wang, and W. J. Chen, *J. Elec. Microsc.*, **48** (6), 827 (1999).
22. F. R. Chen, J. J. Kai, H. Ichinose, and L. Chang, *J. Elec. Microsc.*, **50** (6), 529 (2001).
23. 羅聖全, 開執中, 陳福榮, *材料科學與工程*, **33** (4), 195 (2002).
24. K. Singhal and J. Vlach, *Proc. IEEE.*, **60**, 1558 (1972).
25. D. Fraser, *IEEE. Trans. Acoust., Speech, Signal Processing*, **37** (5), 665 (1989).
26. R. W. Schafer and L. R. Rabiner, *Proc. IEEE*, **61**, 691 (1973).
27. C. R. Gonzalez and E. R. Woods, *Digital Image Processing*, Addison Wesley (1993).
28. M. H. F. Overwijk and D. Reefman, *Micron*, **31**, 325 (2000).
29. P. E. Batson, K. L. Kavanagh, J. M. Woodall, and J. W. Mayer, *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 2729 (1986).
30. U. Bangert, A. J. Harvey, and R. Keyse, *Ultramicroscopy*, **68**, 173 (1997).
31. J. Y. Yan, F. R. Chen, and J. J. Kai, *J. Elec. Microsc.*, **51** (6), 391 (2002).
32. L. A. J. Garvie and P. R. Busek, *Nature*, **396**, 667 (1998).
33. P. A. van Aken and B. Liebscher, *Phys. Chem. Minerals*, **29**, 188 (2002).
34. D. Shindo and T. Oikawa, *Analytical Electron Microscopy for Materials Science*, Tokyo: Springer-Verlag (2002).

- 黃榮潭先生為國立清華大學工程與系統科學博士，現任國立清華大學工程與系統科學系博士後研究員。
- 羅聖全先生為國立清華大學工程與系統科學博士，現任工業技術研究院工業材料研究所研究員。

- 顏精一先生為國立清華大學工程與系統科學博士，現任工業技術研究院電子研究所博士後研究員。
- 蔡錦盛先生現為國立清華大學工程與系統科學系博士候選人。
- 江正誠先生畢業於國立空中大學，現任工業技術研究院工業材料研究所副研究員。
- 開執中先生為美國威斯康辛大學核子工程學博士，現任國立清華大學工程與系統科學系教授。
- 陳福榮先生為美國紐約大學石溪分校材料科學博士，現任國立清華大學工程與系統科學系教授。
- Rong-Tan Huang received his Ph.D. in engineering and system science from National Tsing Hua University. He is currently a post-doc researcher in the department of Engineering and System Science at National Tsing Hua University.
- Shen-Chuan Lo received his Ph.D. in engineering and system science from National Tsing Hua University. He is currently a researcher in the Materials Research Laboratories at Industrial Technology Research Institute.
- Jing-Yi Yan received his Ph.D. in engineering and system science from National Tsing Hua University. He is currently a post-doc researcher in the Electronics Research & Service Organization at Industrial Technology Research Institute.
- Jin-Sheng Tsai is a Ph.D. candidate in the Department of Engineering and System Science at National Tsing Hua University.
- Cheng-Cheng Chiang graduated from National Open University. He is currently an associate researcher in the Materials Research Laboratories at Industrial Technology Research Institute.
- Ji-Jung Kai received his Ph.D. in nucleus engineering from University of Wisconsin-Madison, USA. He is currently a professor in the Department of Engineering and System Science at National Tsing Hua University.
- Fu-Rong Chen received his Ph.D. in material science from Stony Brook University of New York, U.S.A. He is currently a professor in the Department of Engineering and System Science at National Tsing Hua University.