

# 碳材料之場發射機制探討

## A Study on the Field Emission Mechanism of Carbon Related Materials

陳聖元、呂助增、李明謁、陳麒麟

Sheng-Yuan Chen, Juh-Tzeng Lue, Ming-Yiut Lee, Chi-Lin Chen

由於微電子技術的成功發展，使得真空微電子元件在這幾年再度受到矚目，而碳材料在真空微電子元件上之應用更屬明日之星。鑽石及類鑽石優異的負電子親合力與化學鈍性、奈米碳管的近似一維結構及高的機械強度，皆被視為絕佳的冷陰極材料。在本文中即針對這些碳材料，探討其場發射之機制。

Vacuum microelectronics (VME) for its extensive pragmatic use has been tremendously explored in recent years. Potential applications include flat panel field emission displays, miniaturized microwave power amplifier tubes, advanced sensors, X-ray generators, and electron beam lithography. In these fields, flat panel field emission display plays the essential role of industrial applications. However, the key problem in development of field emission displays (FED) is to fabricate effective cold cathodes. Carbon materials like diamond films are the most prominent material, because of their possible unique electronic property by behaving with negative electron affinity (NEA). Carbon nanotube (CNT) has attracted substantial attention as electron field emission sources due to its unique geometry and electronic properties. In this paper, we attempt to study the field emission characteristics of carbon-based materials.

### 一、簡介

真空微電子學 (vacuum microelectronics, VME) 是在微米尺寸下的科學與技術結合之元件，也就是採用微細加工技術，在晶片上製造微型化真空管。真空微電子元件具有積體電路與傳統真空管的優點，如：(1) 體積小、重量輕、可大量製造；(2) 由於電子在真空中傳輸，速度快、損耗小，可在更廣的溫度範圍及輻射環境工作。雖然微型真空管概念

在 1961 年就由 Shoulder 所提出了，但並沒有得到發展。1968 年 C. A. Spindt 提出了著名的 Spindt cathode 結構<sup>(1)</sup>，繼而被發展成場發射陣列 (field emitter array, FEA)，才在 1980 年代受到科學界及工業界的重視。究其原因有兩點，使得微電子元件得以實現並蓬勃發展。

1. 積體電路等微製造技術的進步，假若 40 年前由手工製作組裝之真空三極管，其操作頻率可高達 4 GHz；不難想像，由現代微製造體積更小之真

空微電子元件會有更快的速度。

2. 使用場發射電極作為電子源。場發射是量子力學的穿隧效應，電子由固體表面脫離至真空能階；與一般常用的由熱燈絲的熱電子輻射所不同的是，場發射的電子發射可在室溫底下產生。由於場發射電極沒有如熱燈絲一般的加熱，一般稱之為冷陰極。場發射的優點包括：隨電場的變化而快速的反應、其電壓－電流關係是非線性的，呈指數函數變化，表示當電壓有一小的改變時會使得電流發生很大的變化。但是，場發射一般需要非常大的電場，超過 10 MV/cm，以得到適當的電流，傳統上為了得到很高的電場，是使用一根非常尖的針，其針尖曲率約為數百奈米。

由於真空微電子元件的優異特性，其潛在的應用包括平面顯示器、微波元件、電子槍、高解析陰極射線管及 X 射線管等等，目前的應用研究主要集中在場發射平面顯示器。

場發射平面顯示器是由許多微型陰極射線管組成陣列的超薄平面顯示裝置，兼具有陰極射線顯示器的高品質和液晶顯示器的低功耗與體積小等優點。場發射顯示器有許多的技術瓶頸，如場發射陰極(冷陰極)、螢光體效率、絕緣與封裝技術等。其中場發射陰極是核心的部分，決定了顯示器的壽命與品質。所選用的場發射陰極特性需求如下：(1) 電子射出特性佳(低陰極電壓、高電流密度)；(2) 發射的穩定性與可靠性；(3) 壽命長；(4) 低成本，可大面積製造。目前已有多種材料被用做場發射陰極，包括高熔點金屬：鉬、鎢；半導體材料：矽、砷化鎵；寬能隙材料：氮化鎵、氮化鋁、碳化矽及(類)鑽石膜與奈米碳管等。

碳基材料，如鑽石、類鑽石，因其獨特的負電子親合力(negative electron affinity, NEA)特性，及奈米碳管，其近似一維結構的高長寬比(aspect ratio)，皆被視為絕佳的冷陰極材料，本文中即以這些碳基材料作為研究對象，以實驗配合場發射理論，對場發射機制作一討論。

## 二、場發射理論

較早的場發射理論研究始於 1928 年 Fowler 和

Nordheim<sup>(2)</sup>，對於一維平面金屬，採用自由電子近似及 WKB 法得到著名的 Fowler-Nordheim (F-N) 公式，由此公式變換而成的 F-N 圖常被用來當做場發射研究的標準圖。1956 年，Murphy 和 Good 以鏡像位能部分修改 F-N 理論<sup>(3)</sup>。但是 F-N 公式在推導過程，做了相當程度的簡化：考慮在絕對零度(0 K)高電場作用下，及一維無限大的光滑金屬平面，但是這跟實際的實驗條件並不一致，尤其是在此條件下推導的 F-N 公式沒有明顯的溫度相關。以下將簡單的描述金屬的場發射公式及我們自行推導的半導體場發射公式。

### 1. 金屬的場發射理論

電子場發射是電子由固體表面，如金屬或半導體，脫離的量子穿隧現象，在表面的電場強度非常高；就算是在低溫的情況下，只要電場強度夠大，電子就可以穿過表面能障進入真空；與一般的熱電子發射，需將表面加熱至很高的溫度以發射電子有本質上的差異。

圖 1(a) 為金屬的能帶圖。在此  $W_0$  是電子在金屬內與在金屬外的能量差； $W_f$  是費米能階與導帶最下層的能量差；在此功函數定義為  $\phi = W_0 - W_f$ 。當外加偏壓時，表面的能障會減小，如圖 1(b) 所示。此時具有能量「 $W$ 」的電子會有機會穿越能障。Fowler 與 Nordheim 即採用此簡單的三角形能障，考慮一維乾淨的金屬表面，求得理想的穿隧電流<sup>(4)</sup>：

$$J(F, T) = \frac{q^3 F^2}{16\pi\hbar^2 \phi r^2(y_0) \sin(\pi c_0 kT)} \exp\left[-\frac{4}{3q} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{1/2} v(y_0) \frac{\phi^{3/2}}{F}\right] \quad (1)$$
$$c_0 = 2 \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{1/2} \frac{\phi^{1/2}}{qF} t(y_0)$$

其中  $q$  為電荷量， $m$  是電子質量， $F$  為外加電場， $T$  為絕對溫度， $v(y_0)$  是包含橢圓積分的表列函數， $t(y_0)$  是另一個表列積分。在高電場、低溫的條件下( $\pi c_0 kT \ll 1$ )，公式 (1) 可簡化成常見的 F-N 公式：

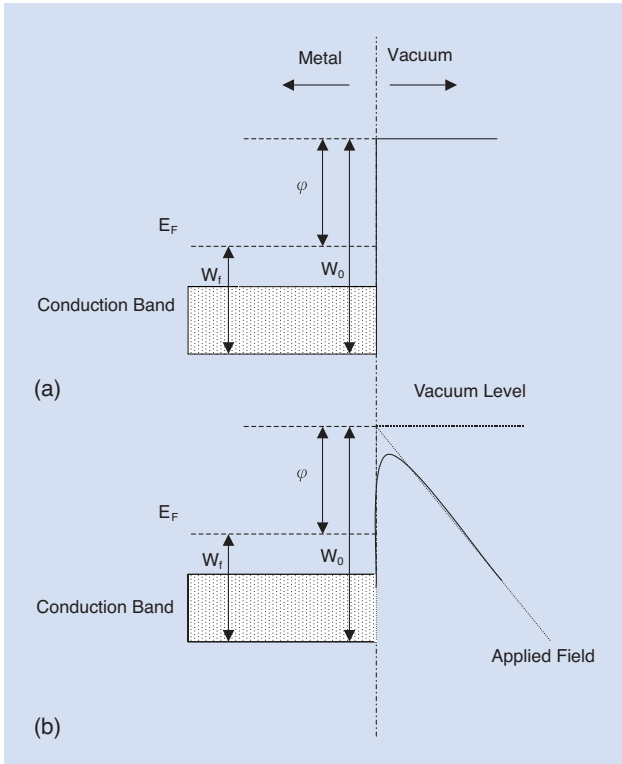


圖 1. 金屬能帶圖 (a) 無外加電場；(b) 外加電場。

$$J(F, T) = \frac{e^3 F^2}{16\pi\hbar^2 E_\phi t^2(y_0)} \exp\left[-\frac{4}{3e} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{1/2} v(y_0) \frac{\phi^{3/2}}{F}\right] \quad (2)$$

由於實驗量測到的是電壓－電流關係，因此將此式中的  $J$  與  $F$  分別以  $I/\alpha$  與  $\beta V$  代入 (其中  $\alpha$  為有效場發射面積， $\beta$  為電場增強因子)，可得：

$$\begin{aligned} I &= aV^2 \exp\left(-\frac{b}{V}\right) \\ a &= \frac{\alpha A \beta^2}{1.1_\phi} \exp\left(\frac{1.44 \times 10^{-7} B}{\phi^{1/2}}\right) \\ &= 1.42 \times 10^{-6} \phi^{-1} \alpha \beta^2 \exp(9.89 \phi^{-1/2}) \\ b &= \frac{0.95 B \phi^{3/2}}{\beta} = 6.53 \times 10^7 \phi^{3/2} \beta^{-1} \end{aligned} \quad (3)$$

對式 (3) 取自然對數，即可得到  $\ln(I/V^2)$  與  $(I/V)$  的關係，以此作圖即可得到在場發射實驗中最常看到的 F-N plot，一般由此可得到材料的有效功函數及

電場增強因子。

另外，在一般的溫度範圍內，是 (1) 可簡化成：

$$\begin{aligned} J(F, T) &= J(F, 0\text{K}) \frac{\pi c_0 k T}{\sin(\pi c_0 k T)} \\ &\cong J(F, 0\text{K}) \left[1 + \frac{1}{6} (\pi c_0 k T)^2 + \dots\right] \end{aligned} \quad (4)$$

此式意含著  $J(F, 300\text{K}) = 1.03J(F, 0\text{K})$ <sup>(4)</sup>。由此可非常明顯的看出，F-N 公式在適度的溫度範圍內，場發射電流跟溫度並沒有很明顯的關係。幾乎沒有文獻在討論鑽石膜場發射電流與溫度的關係，在本文中將就碳基薄膜的場發射與溫度的關係做一討論，並探討 F-N 公式在非金屬材料之場發射的適用性。

## 2. 半導體的場發射理論

對一些半導體薄膜，由於其具有良好的高溫、高頻及大功率的性能，且其寬能隙的特性可能導致負電子親合力的效應，有利於降低場發射起始電壓及增大場發射電流，為場發射陰極提供了實用的可能性，因此對其場發射的研究也是當前的主流，但是半導體的電子傳輸特性，造成其場發射理論的建立不易，所以目前大部分的場發射實驗大都沿用金屬的 F-N 理論。由於半導體中能帶的存在，金屬的場發射理論用來處理是不恰當的。我們對此一困境，結合呂助增在 1980 年的 MIS 蕭特基能障之熱場載子傳輸公式<sup>(5)</sup> 及 Stratton 的半導體場發射理論<sup>(6)</sup>，發展成一形式簡單的熱場發射半導體公式，將簡述如下。

由半導體表面場發射的電子可劃分為，分別從導帶、價帶及表面態而來的貢獻，其總電流密度可寫為<sup>(5)</sup>：

$$J_{\text{total}} = J_c + J_v + J_s \quad (5)$$

在此  $c$ 、 $v$  及  $s$  分別代表導帶、價帶及表面態。

對於非簡併的半導體，由導帶場發射的電流，如下：

$$J_c(F, T) = \frac{qm(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left[-\frac{4\sqrt{2m}}{3q\hbar F} \chi^{3/2} v(y_1)\right] \exp\left(-\frac{E_{cs} - E_f}{kT}\right) \quad (6)$$

在此  $y_1 = \left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1}\right)^{1/2} \frac{\sqrt{q^3 F}}{x}$ ， $v(y_1)$  是包含橢圓積分的表列函數， $\epsilon$  是介電常數， $E_{cs}$  是在表面處的導帶底部，而  $E_f$  為費米能階。在式 (6)  $\chi$  的單位是 eV， $F$  的單位為 V/cm。在低溫時  $\frac{E_a - E_v}{kT} \gg 1$ ，費米能階  $E_f$  可以下式表示 (7)

$$E_f = \frac{E_v + E_a}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{2N_v}{N_a} \quad (7)$$

$$N_v = 2 \left( \frac{m_p kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \quad (8)$$

$E_a$  為受體的游離能階， $E_v$  為價帶， $m_p$  為電洞的有效質量，而  $N_v$  與  $N_a$  分別是價帶的有效態密度與受體濃度。由式 (7) 與 (8) 可得到導帶的場發射電流：

$$J_c(F, T) = \frac{qm(kT)^{11/4} \left(\frac{m_p}{2\pi}\right)^{3/4}}{\pi^2 \hbar^{9/2} N_a^{1/2}} \exp\left[-\frac{4\sqrt{2m}}{3q\hbar F} x^{3/2} v(y_1)\right] \exp\left(-\frac{2E_{cs} - E_v - E_a}{kT}\right) \quad (9)$$

由上式可發現，導帶的場發射電流與溫度有明顯的關係存在。

由 R. Stratton<sup>(6)</sup> 所計算得價帶的場發射電流為：

$$J_v(F, T) = \frac{4\pi qm}{h^3 C_v^2} \exp\left[-\frac{4\sqrt{2m}}{3q\hbar F} (\chi + E_g)^{3/2} v(y_1)\right] \quad (10)$$

$$C_v = \frac{2\sqrt{2m}}{q\hbar F} (\chi + E_g)^{1/2} t(y_1)$$

其中  $E_g$  為能隙，由此是可知  $J_v(F, T)$  與溫度無關。

關於表面態場發射的問題甚複雜，因為要完整的表示態密度分布與能量的關係是非常困難的。不過，C. Bandis<sup>(9)</sup> 指出從表面態的場發射可以忽略，所以表面的場發射電流項  $J_s$  在此可以不考慮，因此總電流密度為<sup>(8)</sup>：

$$J_{\text{total}} = J_c(F, T) + J_v(F)$$

$$= \frac{qm k^2}{2\pi^2 \hbar^3} T^2 e^{-(E_{cs} - E_f)/kT} e^{-\frac{4\sqrt{2m}}{3q\hbar} v(y) \frac{\chi^{3/2}}{\beta F}} \quad (11)$$

$$+ \frac{q^3}{16\pi^2 \hbar t^2(y)} \frac{(\beta F)^2}{\chi + E_g} e^{-\frac{4\sqrt{2m}}{3q\hbar} v(y) \frac{(\chi + E_g)^{3/2}}{\beta F}}$$

### 三、鑽石薄膜的場發射特性

由於鑽石及類鑽石薄膜具有高熱導、低化學活性等特性，尤其是其具有獨特的負電子親合力，是作為場發射陰極的絕佳材料，加上化學氣相沉積鑽石膜的突破性進展，所以從 1991 年以來，其場發射研究就受到了國內外的廣泛重視。而大多數的研究中，F-N 公式最常被用來描述鑽石薄膜的場發射結果並計算其功函數。F-N 場發射有兩個特點：(1) 場發射電流與電場有近似指數的關係，由 F-N plot 得到的是一條直線；(2) 在很寬的溫度範圍內，場發射電流不隨溫度變化或是變化很小，而這一部分在我們<sup>(10)</sup> 與其中研究群<sup>(11)</sup> 的實驗中，很明顯的可以發現與 F-N 的預測並不一樣。另外由 F-N 理論的背景來看，顯然並不能適用於鑽石膜的場發射，由 F-N 求出的功函數也不能讓人信服。

雖然在鑽石膜的場發射有相當多的研究，但其機制並不十分清楚，大致可分為：(1) 負電子親合力，在較低的電場 ( $10^4 - 10^5$  V/cm) 下就可得到較大的場發射電流 ( $10^{-3} - 10^{-4}$  A/cm<sup>2</sup>)；(2) 表面形貌是指在薄膜表面存在微尖端，造成表面局部電場集中場發射增強，但這種模型並沒有解釋電子的來源與傳輸問題；(3) 缺陷或晶界效應，這模型認為場發射主要來自於晶界或結構缺陷的位置。

在本節中，將針對鑽石膜做熱處理、變溫場發射及以掃描穿隧電子顯微鏡 (STM) 作微區場發射，並以半導體熱場發射公式分析，嘗試解釋鑽石膜的場發射機制。

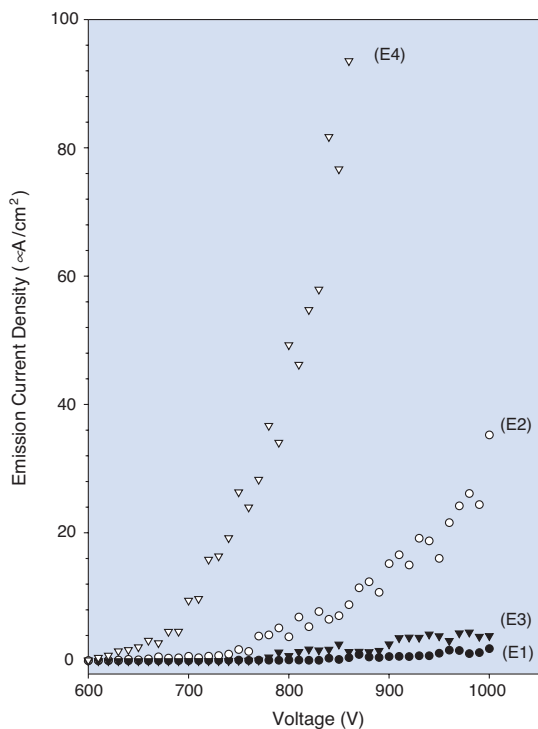


圖 2. 鑽石膜經不同熱處理的場發射特性：(E1) 原始未處理之薄膜；(E2) 第一次氫氣退火；(E3) 隨後接著真空退火；(E4) 再次氫氣退火。

### 1. 摻硼鑽石膜熱處理之場發射特性

場發射特性是在室溫、真空度  $10^{-6}$  Torr 下量測。圖 2 顯示同一樣品經不同的熱處理步驟(原始樣品 E1 → 氫氣環境退火 E2 → 真空退火 E3 → 氫氣環境退火 E4) 之後，有甚大的場發射差異。Pate<sup>(12)</sup> 等人實驗發現，具有負電子親合力的表面通常是氫鍵結的，當移除氫產生  $2 \times 1$  或  $2 \times 2$  重構時，會變成正的電子親合力。Nemanich<sup>(13)</sup> 證實負電子親合力可以藉由氫在表面的加入或移除而被重複的產生或移除。另從原子力顯微鏡得到表面形貌並無變化，可知場發射電流的改變並非是熱處理造成表面形貌改變所造成的；而是樣品經過真空或氫氣環境等退火步驟，使得鑽石表面原子重構或鍵結氫原子，造成表面電子親合力的改變，所得到的結果。

### 2. 掃描穿隧電子顯微鏡量測摻硼鑽石膜微區場發射特性

一般場發射都是以二極平板式結構作量測，此方法所得場發射電流為量測區域之平均效應，但是

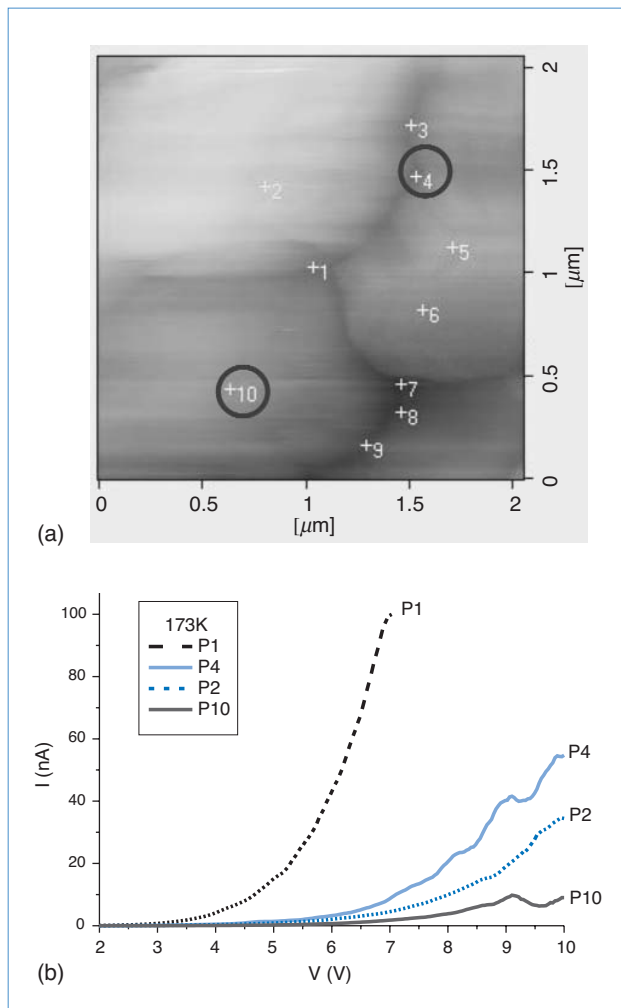


圖 3.(a) 173 K 時，掃描穿隧電子顯微鏡表面形貌；(b) 圖 (a) 中的定點局域場發射結果。

鑽石膜為多晶結構，存在著晶面 (grain) 與晶界 (grain boundary)，表面粗糙度也較大，有許多的小突起，這些都會影響場發射的特性；若欲分離出這些因素對場發射電流的影響，掃描穿隧電子顯微鏡是最好的工具。

圖 3(a) 為在 173 K 時用掃描穿隧電子顯微鏡得到的表面形貌圖，並個別對不同的點進行場發射電流量測。結果如圖 3(b) 所示，位於晶界 (P4) 的場發射電流大於晶面 (P10) 上的場發射電流。顯然這與認為場發射機制來自於表面的凸起，所造成的電場增強效應之增強場發射電流有所出入。將此結果用半導體熱場發射理論<sup>(11)</sup> 分析發現，雖然在晶面上的場效因子 (field enhancement factor) 較大，但其

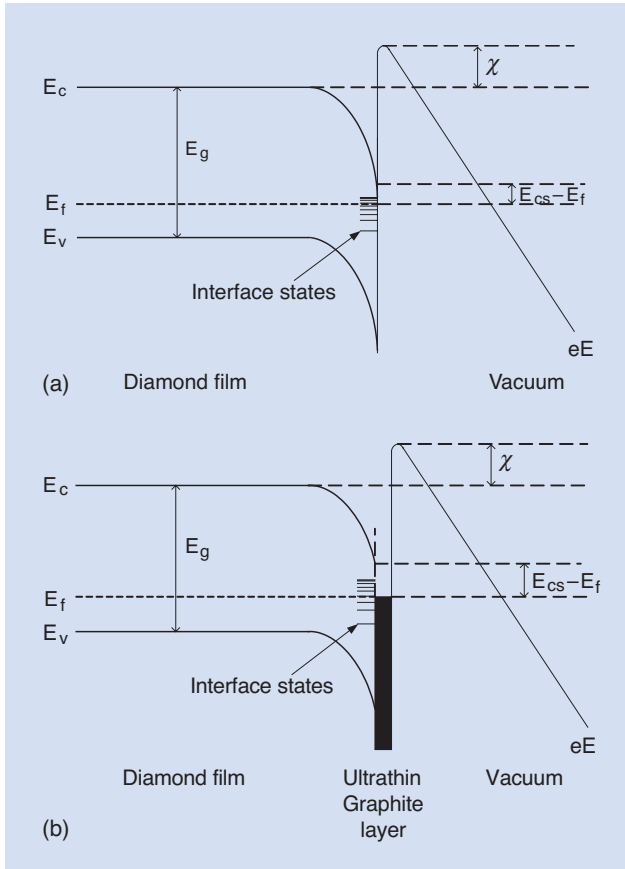


圖 4. 能帶圖，(a) 在晶面處；(b) 在晶界處。

表面能障 ( $E_{cs} - E_f$ ) 卻較晶界的高，這是由於在晶界的地方存在著石墨層，此石墨層可供應場發射的電子傳輸用，在石墨層與鑽石介面有介面態或是缺陷

存在，如圖所示；圖 4(a) 是晶面處的能帶示意圖；圖 4(b) 為晶界處的。在晶界處的表面電子能障較小的原因，推測可能是表面的石墨供應電子，補償介面態的電子，使得在晶界處的導能帶彎曲較小，也就是電子欲穿隧至真空的能障較小，所表現出來的就是在晶界處的場發射電流較大<sup>(14)</sup>。Humphres 等人<sup>(15)</sup> 曾觀察發射圖像，顯示場發射的位置來自於晶界的地方；Zhu<sup>(16)</sup> 亦以大量的實驗說明多晶的鑽石膜中不僅存在石墨的能級，亦有結構缺陷引起電子的傳輸通路和場發射。

### 3. 摻硼鑽石膜之場發射溫度效應

針對摻硼鑽石膜作變溫場發射特性量測。圖 5 顯示其場發射電流隨著溫度降低而降低，而且是相當明顯的電流變化，顯然與 F-N 理論預測不符。以半導體熱場發射公式分析得到兩個參數，一個電子親合力  $\chi$  不隨溫度變化而變；另一個為  $E_{cs} - E_f$ ，表示電子在表面的能障高度，即表面能帶在溫度越低時彎曲程度越趨嚴重，結果如圖 6 所示。由此可簡單的以能帶圖說明電子穿隧過表面能障的場發射過程。在表面吸附有氣體且其費米能階高於 *p*-type 鑽石膜，介面處會存有能態密度，為了費米能階的平衡，會造成鑽石表面能帶彎曲。當溫度提高時，只有少量的電子會由表面流出，即能帶彎曲的程度變小，電子所面對的能障高度減小，所以場發射的起始電壓會降低，場發射電流增大。

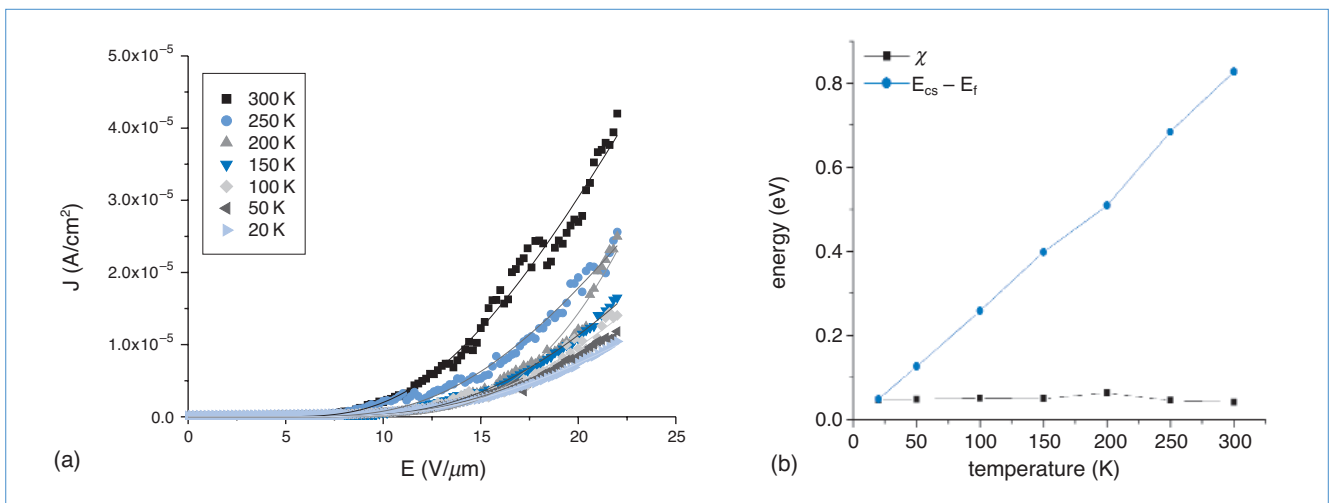


圖 5. (a) 摻硼鑽石膜之場發射溫度效應；(b) 擬合參數之溫度效應。

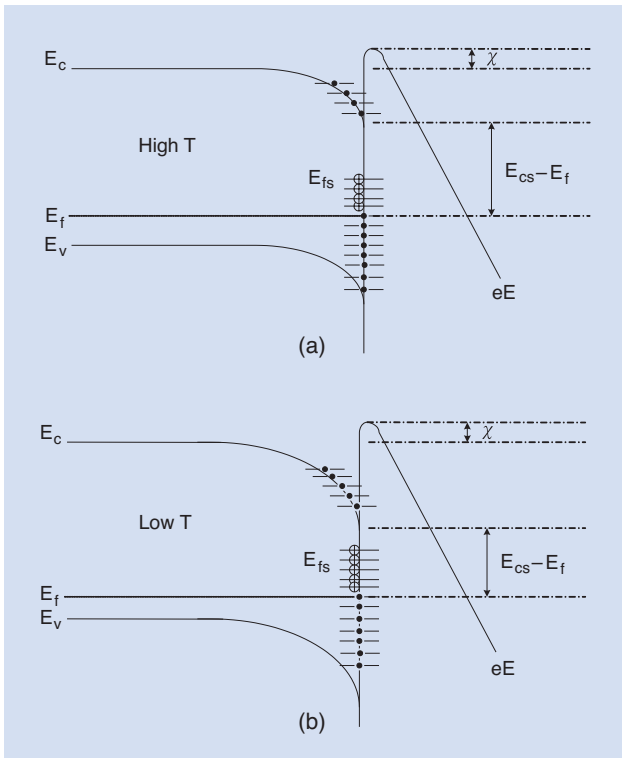


圖 6. 能帶示意圖，(a) 高溫時；(b) 低溫時。

#### 四、奈米碳管的場發射特性

碳基材料的場發射研究源於鑽石材料，雖然鑽石材料在表面鍵結氫後，可以有很低甚至是負的電子親合力，但是因鑽石為絕緣體，在電子的補給與傳輸上有困難，使其在場發射性能上受到相當的限制。但自 90 年代後期，場發射材料的研究高度集中到奈米碳管上。奈米碳管具有奈米尺寸的發射尖端、高的長寬比 (aspect ratio)、高強度、高韌性、良好的導電性及熱穩定性等，使奈米碳管成為最理想的場發射材料，尤其在場發射平面顯示器上具有閃亮的前景。

##### 1. 定向排列的奈米碳管場發射特性

圖 7 為定向排列奈米碳管之掃描電子顯微鏡圖，並對其作變溫場發射量測，結果如圖 8 所示，與鑽石膜的結果大相逕庭，多壁奈米碳管場發射之溫度效應並不十分明顯。再者，一般而言多壁奈米碳管幾乎呈現金屬性，似乎可以以 F-N 理論加以解釋，但以 F-N plot 表示會發現有一個拐點 (如圖

8 插圖所示)，對此 F-N 理論又無法完整的詮釋，以 F-N 公式亦無法做最佳化的擬合。而半導體熱場發射公式的擬合非常的吻合<sup>(17)</sup>，擬合出來的參數為：電場增強因子  $\beta = 207$  與溫度無關；能隙  $E_g \sim 2.5$  eV，溫度效應不大；電子親合力  $\chi \sim 1.25$  eV，溫度效應亦不大；而介面能障高度  $E_{cs} - E_f$ ，隨著溫度下降而降低。其中電場增強因子部分，與從掃描電子顯微鏡估算出來的值 400 較小，應是屏蔽效應 (screening effect) 所造成的影響。

由擬合出來的參數，可大略畫出其能帶圖，如圖 9 所示。由於多壁碳管為金屬性，不存在能隙，而參數中的能隙值來自於具有局域態 (localized state) 的碳管上蓋<sup>(18)</sup>。此一模型類似金屬-半導體蕭特基接觸，其能障高度 ( $\phi_{bn} = E_{cs} - E_f$ ) 可如下表示：

$$\phi_{bn} = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_i + q^2 \delta D_s} (\phi_m - \chi) + \left( 1 - \frac{\epsilon_i}{\epsilon_i + q^2 \delta D_s} \right) \left( \frac{E_g}{q} - \phi_0 \right) - \Delta\phi \quad (12)$$

$D_s$  為半導體表面能態密度、 $\chi$  為半導體親合力、 $\phi_0$  為表面費米能階、 $\phi_m$  為金屬功函數、 $\epsilon_i$  為絕緣體介電常數、 $\delta$  為絕緣體厚度 (在此  $\delta \sim 0$ )、 $E_g$  為半導體能隙、 $\Delta\phi$  為蕭特基能障降低。金屬功函數隨溫度的變化可以忽略<sup>(19)</sup>。低溫時，局域態的離子化程度較小，因此流入局域態的電子較少，造成介面的

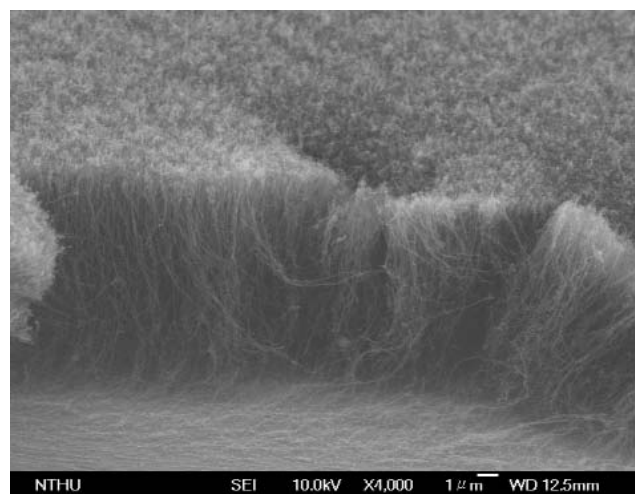


圖 7. 定向排列之多壁奈米碳管掃描電子顯微鏡圖。

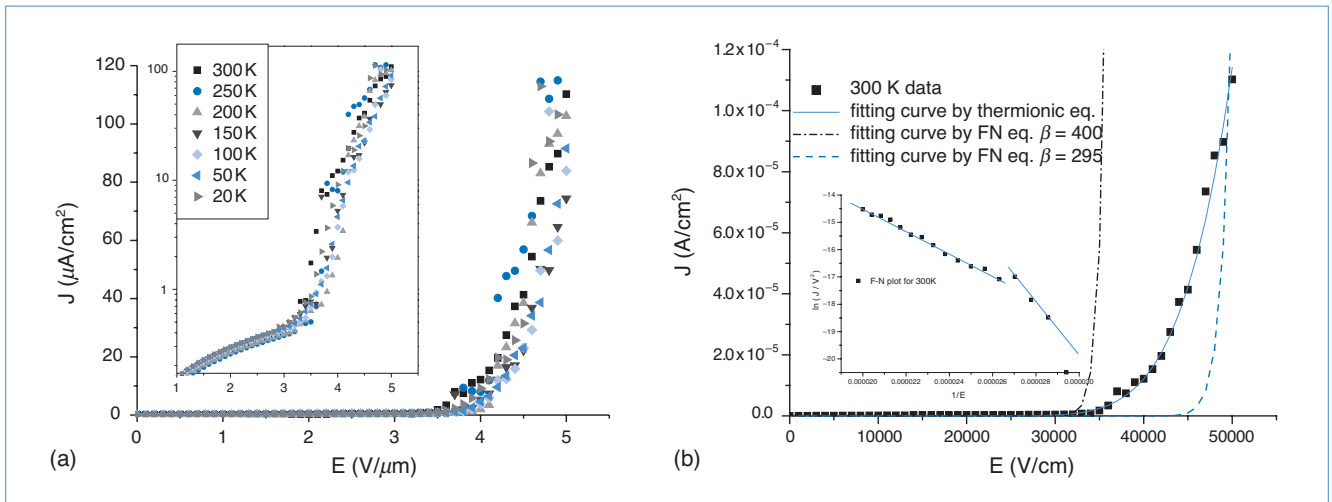


圖 8. (a) 定向排列奈米碳管場發射電流之溫度效應；(b) 場發射公式之擬合結果示意圖，其中插圖為 F-N plot。

能障高度較小，此一能障的降低所造成的電流增加又被較寬的真空能障所抵銷掉了，也就形成了場發射電流的溫度效應不明顯的結果，而此一結果無法以 F-N 理論來解釋。

## 2. 非定向與定向排列的奈米碳管場發射特性比較

圖 10 為定向及非定向排列的奈米碳管場發射電流的比較，由圖可知非定向排列的場發射電流遠大於定向的。一般認為奈米碳管之所以為良好場發射陰極材料的原因之一，是因為其具有很大的高寬比，所以垂直於基板排列之奈米碳管有最大的電場

增強效應及場發射電流，但是實驗結果卻相反。在有些研究群中<sup>(20)</sup>也發現有這種現象，究其原因，應是在管壁上的缺陷所造成場發射電流強，其類似於碳管的管身與上蓋接合處有較多的電子態<sup>(21)</sup>，也就是說，在奈米碳管的場發射，缺陷或是局域態可能對場發射特性有正面的貢獻。

## 五、結論

由我們自行發展的半導體熱場發射公式，可在碳材料的場發射實驗中完整的解釋實驗結果，而一般常用的 F-N 公式則有其限制。在本文中以兩平

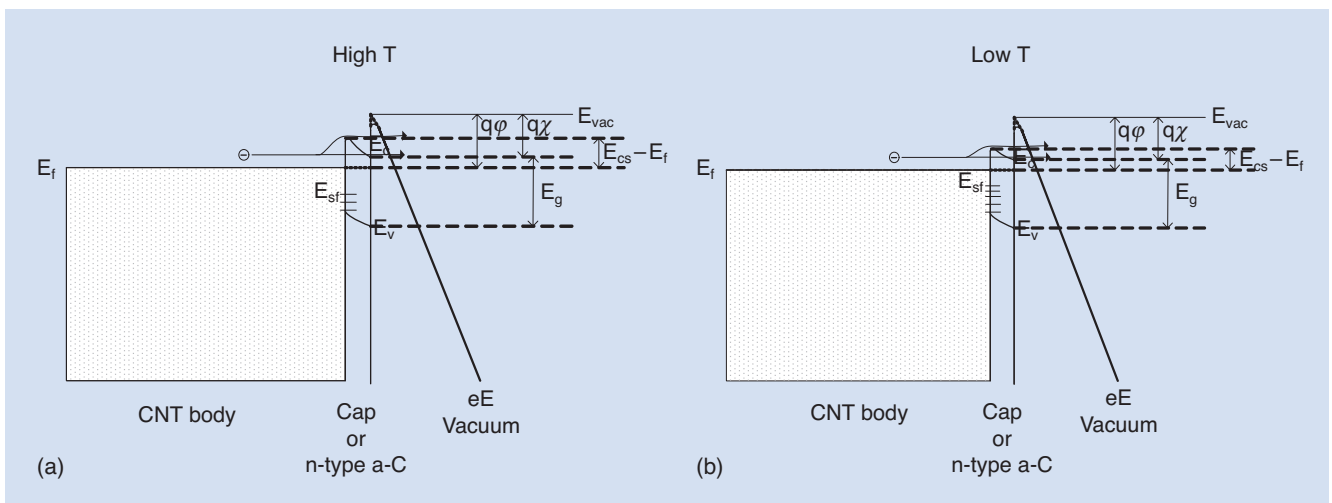


圖 9. 多壁奈米碳管之能帶示意圖：(a) 高溫時；(b) 低溫時。

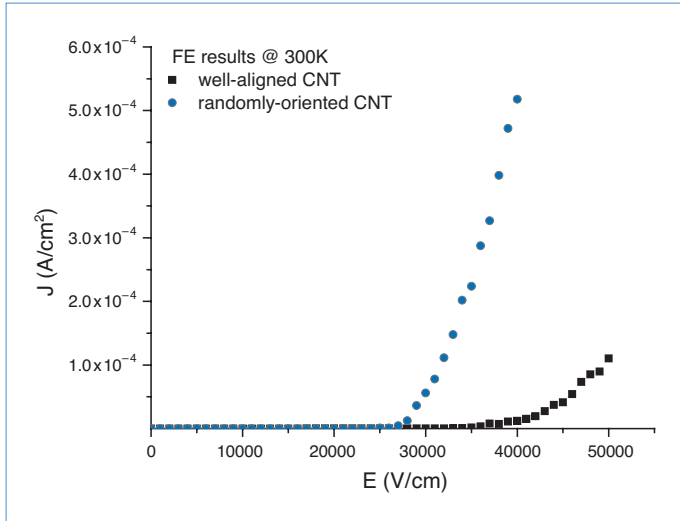


圖10 定向及非定向排列奈米碳管之場發射比較

板電極結構，量測鑽石膜之巨觀的場發射溫度效應，並探討真空熱退火與氬氣退火對場發射的影響。另外以掃描穿隧電子顯微鏡作微區分析。分析結果認為，雖然負電子親合力對場發射有所貢獻，但薄膜中的電子傳導途徑及表面型態對整個場發射結果仍影響甚鉅。

在以實驗室自製微波輔助熱燈絲化學氣相沉積系統成長之奈米碳管並探討其場發射性：對於垂直基板定向排列之奈米碳管而言，其場發射特性受到場增強因子所影響，而與溫度無明顯關係；另一方面，非定向排列之奈米碳管場發射效果令人驚豔，主要原因來自於管壁上的缺陷對場發射電流的貢獻。

## 參考文獻

1. C. A. Spindt, *J. Appl. Phys.*, **39**, 3504 (1968).
2. R. H. Fowler and L. W. Nordheim, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A119**, 173 (1928).
3. E. L. Murphy and R. H. Good, *Phys. Rev.*, **102**, 1464 (1956).
4. R. Gomer, *Field Emission and Field Ionization*, New York: American Institute of Physics (1993).
5. J. T. Lue, *Solid-State Electron*, **23**, 263 (1980).
6. R. Stratton, *Phys. Rev.*, **125**, 67 (1962).
7. D. K. Ferry, *Semiconductor*, Macmillan Publishing Company (1991).
8. C. L. Chen, C. S. Chen, and J. T. Lue, *Solid-State Electron*, **44**, 1733 (2000).
9. C. Bandis and B. B. Pate, *Phys. Rev. B*, **52**, 12056 (1995).
10. S. Y. Chen and J. T. Lue, *N. J. Phys.*, **4**, 79.1 (2002).
11. T. Sugino, K. Kuriyama, C. Kimura, Y. Yokota, S. Kawasaki, and J. Shirafuji, *J. Appl. Phys.*, **86**, 4635 (1999).
12. B. B. Pate, *Surf. Sci.*, **165**, 83 (1986).
13. R. J. Nemanich, P. K. Baumann, M. C. Benjamin, S. W. Kung, J. van der Weide, and R.F. Davis, *Diam. Relat. Mater.*, **5**, 790 (1996).
14. S. Y. Chen, M. Y. Lee, C. S. Chen, and J. T. Lue, *Phys. Lett. A*, **313**, 436 (2003).
15. V. L. Humphreys et al., *Electron Lett.*, **31**, 31 (1995).
16. W. Zhu et al., *J. Appl. Phys.*, **78**, 427 (1995).
17. S. Y. Chen and J. T. Lue, *Phys. Lett. A*, **309**, 114 (2003).
18. J. M. Bonard, T. Stockli, and F. Maier, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 1441 (1998).
19. J. S. Blakemore, *Solid State Physics*, London: Cambridge University Press (1985).
20. Y. Chen, D. T. Shaw, and L. Guo, *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 2469 (2000).
21. D. L. Carroll, P. Redlich, P. M. Ajayan, J. C. Charlier, X. Blase, A. DeVita, and R. Car, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 2811 (1997).

- 陳聖元先生為國立清華大學電子工程博士，現任國家實驗研究院精密儀器發展中心副研究員。
- 呂助增先生為美國杜克大學物理博士，現任國立清華大學物理研究所教授。
- 李明謁小姐為國立清華大學光電工程研究所碩士班學生。
- 陳麟麟先生為國立清華大學電子工程博士，現任工業技術研究院電子工業研究所副理。
- Sheng-Yuan Chen received his Ph.D. in electronic engineering from National Tsing Hua University. He is currently an associate researcher at Precision Instrument Development Center, National Applied Research Laboratories.
- Juh-Tzeng Lue received his Ph.D. in physics from the Duke University, USA. He is currently a professor in the Department of Physics at National Tsing Hua University.
- Ming-Yiut Lee is a master student in the Institute of Photonics Technologies at National Tsing Hua University.
- Chi-Lin Chen received his Ph.D. in electrical engineering from National Tsing Hua University. He is currently an assistant manager in the Electronics Research and Service Organization, Industrial Technology Research Institute.