

原子力顯微儀的原理 (上)

An Introduction to the Principle of Atomic Force Microscope (I)

林明彥、張嘉升、黎文龍

Ming Yen Lin, Chia-Seng Chang, Wenlung Li

原子力顯微儀已被廣泛地應用於表面量測，對於大多數非原子力顯微儀專業的使用者而言，深入了解原子力顯微儀的原理與特徵，有助於正確地操作儀器。本文主要是針對常用的輕敲模式，透過物理的等效運動模式，並配合實驗數據與實際量測之經驗，以說明輕敲模式下探針的運動特徵、探針與表面間的交互作用及輕敲模式的運作原理。

Atomic force microscope (AFM) has been widely used in the field of surface measurement. It is helpful for any of user, especially for most of users who are not familiar with the functions of AFM, to operate AFM properly if they understand more with the principle and characteristics of AFM. In this article, the principle of tapping mode, which is the most frequently used, is mainly introduced. An effective physic model of motion, experimental data and experiences on AFM measurement are used to describe the physic characteristics of cantilever tip motion, tip-sample interaction and the principle of tapping mode.

一、前言

首先介紹原子力顯微儀 (atomic force microscope, AFM) 技術的歷史與演變，其次是透過數理探討之方式，並配合實驗數據以及實際量測之經驗，來說明原子力顯微儀中較常用輕敲模式 (tapping mode) 的原理及運作。操作輕敲模式時，使用者必須對探針的三個工作參數之設定方法與其所具有的物理意義有透徹了解之後，才能正確操作輕敲模式，並取得可信賴、品質佳的樣品表面之影像。本文即以這三個工作參數 (即探針的共振頻率、振幅與設定值 (set point)) 為主軸，以數理探討之方式，其間穿插

實驗數據及實際量測之經驗，來說明探針運動之特徵、探針與樣品表面原子間交互作用之現象及輕敲模式運作之原理。

以數理之方式來討論探針的運動時，首先必須建立一個簡單且合理的等效運動模式。在輕敲模式中，探針的實際振幅遠小於微懸臂 (cantilever) 的長度，所以可將探針的運動視為一等效彈簧之振盪運動，即可將探針尖的質量視為振盪子之等效質量，而將微懸臂的彈性力視為等效彈簧之彈性係數。因此，可以用簡單的牛頓用動方程式，即一個二階的運動方程式，來描述探針的振盪運動。在無外力作用下，探針的運動可透過自然共振頻率、共

振頻率、共振振幅、相位及 Q 值等物理量來呈現探針的運動特徵。於輕敲模式中，這些物理量可透過掃頻的功能而取得實際的數值。

通常，掃頻可用來取出探針的第一個工作參數，即探針的共振頻率。然而，一般商用的原子力顯微儀不會提供探針第二個工作參數的設定方法，即探針振幅大小的設定。本文以實際的實驗數據及量測經驗，提供使用者一個可靠的參考依據。

同樣地，當外力存在時，也可藉由牛頓的運動方程式，以定性的方式，來了解外力對位置的變化率 (force gradient) 對自然共振頻率、共振頻率、共振振幅、相位等物理量所造成的改變。這些改變即描述了探針與樣品表面發生作用時可能發生的物理現象。從外力作用的討論中，也推導出探針的機械反應速度，這個反應的速度限制了掃圖的速度。

當探針下到樣品表面時，探針除了與樣品表面的原子力發生作用之外，由於大氣中的濕氣，探針也可能與附著在樣品表面的水膜發生作用。水膜的存在與否，及其對探針運動所造成影響的程度，可透過輕敲模式中振幅－距離曲線 (ADC) 的功能來一窺究竟。振幅－距離曲線是對於樣品表面上之固定點，可呈現出在該點的位置上，作用力與表面距離的關係，為刺探樣品表面作用力大小之利器，並可用來決定探針的第三個工作參數，即掃圖時探針與樣品表面作用力大小的參考設定值。

最後，再將設定值與輕敲模式的系統架構連結，就可了解原子力顯微儀輕敲模式的基本運作原理，即等作用力回授掃描之原理。

二、原子力顯微儀技術的源起與沿革

發明掃描穿隧顯微儀 (scanning tunneling microscope, STM) 的 Binnig⁽¹⁾ 針對掃描穿隧顯微儀只能應用於導電樣品量測之缺點，於 1985 年在 Stanford 大學開發出第一代的原子力顯微儀⁽²⁾。如圖 1 所示，當時的原子力顯微儀主要是由掃描穿隧顯微儀與一具有鑽石針尖的微懸臂所構成的複合體，係利用鑽石針尖的原子與樣品表面的原子之間所發生的原子作用力，於垂直方向上可讓微懸臂產生細微位移之現象，再使用金屬探針與微懸臂探針

背間的穿隧電流，來回授控制鑽石針尖的高度，使其於掃描中，可將針尖與樣品表面之間所產生的原子力維持在等作用力的條件下之後，即可取得表面形貌。當時 Binnig 所得到的結果是，在大氣的環境下，縱向解析度為 1 Å、橫向解析度為 30 Å。

此處需補充說明的是，當時 Binnig 所提出的四種控制模式中，即已運用及建立今天大家所熟悉的輕敲模式技術之基礎，也就是以微懸臂的共振頻率將微懸臂激振，並以穿隧電流之振幅、相位差來作為回授控制之信號 (註 1)。然而，這種掃描穿隧顯微儀的原子力顯微儀存在了一個難以掌握的技術難度，那就是針尖與樣品間的距離必須控制在 2–3 Å 的斥力區；而掃描穿隧顯微儀金屬探針的針尖與微懸臂的距離，也必須控制在 5–10 Å 的穿隧區。所以，將這兩段位置合在一起時，對位的精度就成為技術上最大的挑戰，這也就是何以掃描穿隧顯微儀的原子力顯微儀不復存在的原因。

針對前述的困難點，隨後就有 G. Meyer、N. M. Amen⁽⁴⁾；S. Alexander 及 L. Hellemans⁽⁵⁾ 等提出光槓桿方式 (optical-beam deflection method) 之原子力顯微儀，Y. Martin、C. C. Williams⁽⁶⁾；R. Erlandsson、G. M. McClelland⁽⁷⁾；D. Rugar、H. J. Mamin⁽⁸⁾；D. Rugar、H. J. Mamin⁽⁹⁾；C. Schonenberger 與 S. F. Alvarado⁽¹⁰⁾ 等提出光干涉方式 (interferometric method) 之原子力顯微儀，兩者皆可用來量測微懸臂的位移量。

圖 2 為光槓桿方式的原理示意圖。光槓桿方式係利用一雷射光及一上下分割的光二極體 (photo

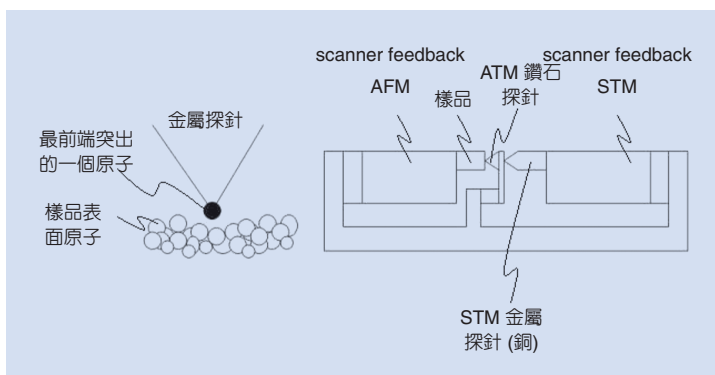


圖 1. 掃描穿隧顯微儀式原子力顯微儀的原理架構。

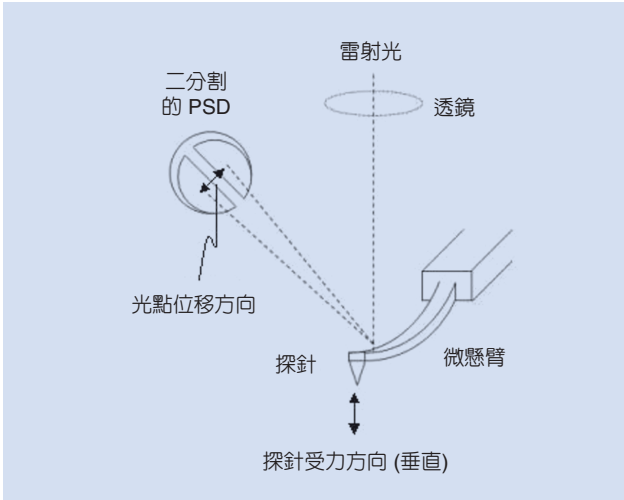


圖 2. 可偵測探針垂直偏折的光槓桿檢測器。

diode)，即可偵測出微懸臂於垂直方向上角度偏折的變化量，也就是利用一雷射光源，透過一聚焦透鏡，將雷射光聚焦於微懸臂針尖 (tip) 的背面處，再由該背面 (通常鍍有一層反射材料) 將雷射光反射至二分割的光二極體。由於針尖的原子與樣品表面的原子所發生的原子力，會讓微懸臂於垂直方向上產生微量的角度偏折，透過從微懸臂反射的雷射光點 (帶著這角度偏移的訊息)，二分割的光二極體即可檢測出針尖微量的位移變化。通常，我們把二分割的光二極體簡稱為位置檢測器 (position sensing detector, PSD)。

另外，如果把二分割的位置檢測器再分割成四個區塊，如圖 3 所示，則可偵測出於水平方向上微懸臂的偏折位移量，這個物理量可用來做側向力 (lateral force) 的量測。一般，光槓桿方式的原子力顯微儀，其 Z 軸的量測解析度可輕易達到 0.05 nm 的等級，加上構造簡單且穩定，所以被廣泛採用於原子力顯微儀，目前已成為原子力顯微儀光偵測的主流技術。

圖 4 所示為光干涉方式的原理示意圖。光干涉方式的主要技術特徵係利用光纖將雷射光導引至微懸臂之背面 (通常光纖與微懸臂的距離設定在數微米的等級)，通過光纖的雷射光，一部分在出口處反射，另一部分則穿過光纖之出口，打在微懸臂之背面後，再反射入光纖，最後這兩道雷射光產生了

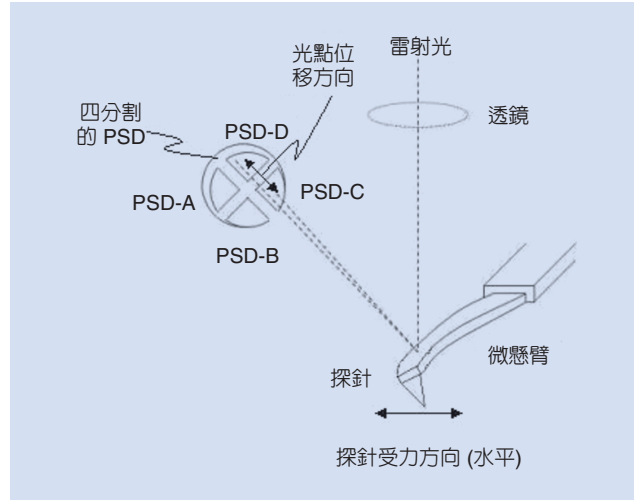


圖 3. 可偵測探針垂直偏折與水平扭曲的光槓桿檢測器。

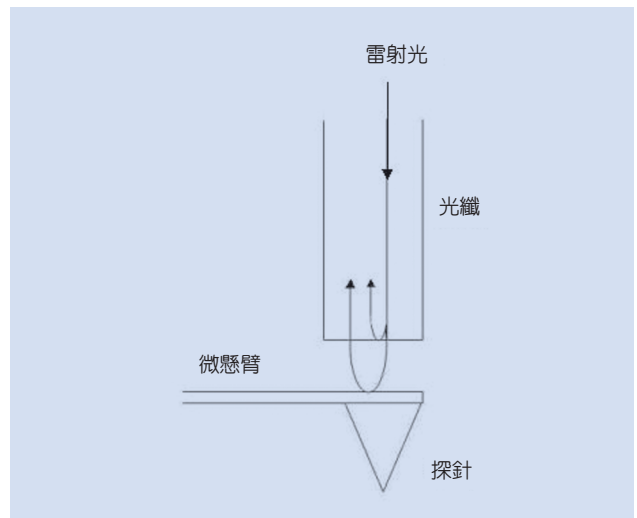


圖 4. 可偵測探針垂直偏折的光干涉檢測器。

干涉的現象。利用光干涉後的相位變化，即可量測出微懸臂背面相對於光纖出口處的距離變化，亦即可取得微懸臂垂直方向上的角度偏折變化量。

相較於光槓桿方式，光干涉方式主要的好處是探針與光源的準直對位較容易，且較容易發展成掃針式的原子力顯微儀。其缺點則是必須將光干涉的現象控制在相位差為 $\pi/2$ 的線性區，才能取得較高的 Z 軸解析度。另外，也無法取得側向的物理量，所以在應用上受到相當程度的限制。

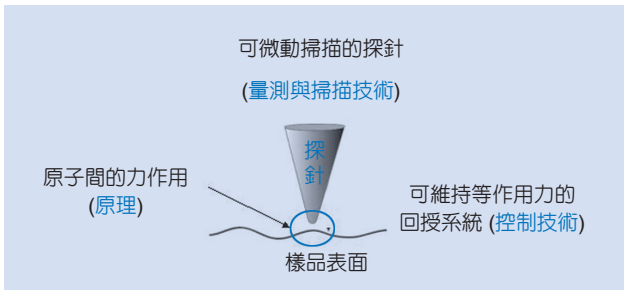


圖 5. AFM 原理技術的三大特徵。

三、原子力顯微儀的原理與技術特徵

1986 年，Binnig 與 Rohrer 於發明掃描穿隧顯微儀的五年後，與已被應用超過半世紀以上的電子顯微儀的發明人 Ernst Ruska 共同取得諾貝爾物理獎。Binnig 與 Rohrer 可以在如此短的時間裡獲得科學界之最高榮譽，其原因是在於了不起的科學創意，也就是透過簡單的技術（壓電陶瓷微驅動技術、類比電子技術、電子回授技術等），加上敏銳的科學洞察力（穿隧電流現象），利用一根很平常的金屬探棒（任何人都可製作），即可以原子層級的解析度，觀察到材料表面的結構。當然，原子力顯微儀也繼承了這個簡單且完美的精髓，只不過是將穿隧電流現象換成原子間的作用力現象。以下將針對

光槓桿式原子力顯微儀之原理運作做一簡單說明（註 2）。光槓桿式原子力顯微儀之原理及技術特徵，可歸納為下列三項（如圖 5 與圖 6 所示）。

1. 特徵一

應用的物理原理，主要是利用探針尖的原子與樣品表面原子間所產生的原子作用力。這一原子間的作用力可改變探針的運動狀態，即於接觸式模式下，探針尖受力時，微懸臂會產微量的角度偏折；而於輕敲模式下，微懸臂的振幅與相位，也會因受到原子力的作用而改變。

2. 特徵二

具有一可偵測微動掃描的探針，主要是包含 (1) 光槓桿偵測之技術：可感測到 \AA 級的高度變化，並以角度偏折量、振幅及相位差等物理量呈現，(2) 壓電陶瓷掃描器驅動之技術：可微動探針至 0.1\AA 級的距離。

3. 特徵三

具有一可維持探針與表面原子間等作力之回授系統，主要是由精密的類比訊號回授電路所構成，可根據光槓桿所偵測之訊號（角度偏折量、振幅及

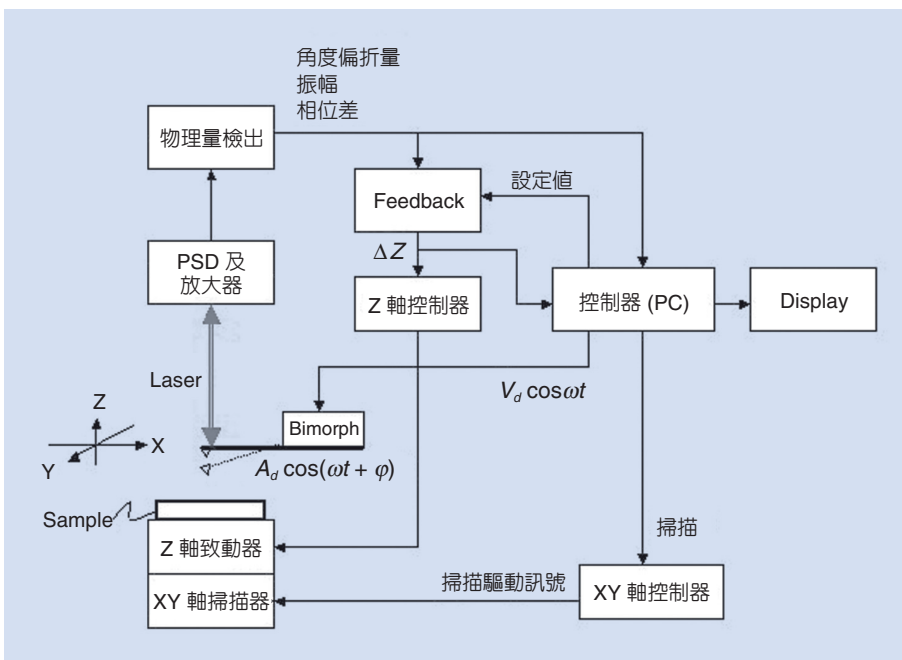


圖 6. AFM 系統方塊圖。

相位差)，迅速回授輸出一 ΔZ (探針的垂直高度)，將探針的受力狀態拉回所設定的預設值，使得探針於掃描過程中可一直維持在等作力的條件之下。將這一掃描過程中所取得的 ΔZ 拼湊起來後 (由控制器 (controller) 讀取與作影像處理，控制器可為一般的個人用電腦)，就成了表面形貌的影像。

將這三個原理與技術特徵實際整合後，其系統架構就如圖 6 所示。

四、輕敲模式

當探針接近至材料表面時，根據作用力區的不同，原子力顯微儀的量測操作可分為接觸式模式 (contact mode)、非接觸式模式 (non-contact mode) 與間歇式接觸模式 (intermittent contact mode)⁽¹¹⁾。間歇式接觸模式是學術界的用語，一般比較被大家所熟知的另一用語是輕敲模式。tap 的英文意思為快速且輕輕地敲擊或拍打，tapping 的用法最早的出處可回溯到 1992 年 8 月 7 日，DI (Digital Instruments，雖然已被 Veeco 於 2001 年併購，但 DI 還是被公認為第一品牌) 所提出申請的專利 tapping atomic force microscope 中⁽¹²⁾ (註 3)。而本文主要即介紹輕敲模式的原理。

1. 輕敲模式技術的源起

根據 DI 專利⁽¹²⁾ 中所陳述，由於非接觸式模式存在不穩定的嚴重缺失，才導致輕敲模式的發展。一般於使用非接觸式模式時，必須將探針的振幅控制在 10 nm 以內，同時將探針尖與樣品表面的作用距離控制在 5–10 nm 的凡得瓦 (van der Waals force) 吸力區內。然而，在大氣環境下操作非接觸式模式時，由於空氣中的水分子 (濕氣) 很容易附著在樣品表面，造成一具有可觀厚度的水膜 (約數 nm 至數十 nm)。探針很容易被樣品表面水膜的虹吸力所吸附。當回授系統再努力將被吸附的探針拔起時，由於遲滯現象 (hysteresis) 會造成回授系統的不穩定，最終使得表面形貌 (topography) 影像品質的惡化。一般使用非接觸式模式來取表面形貌

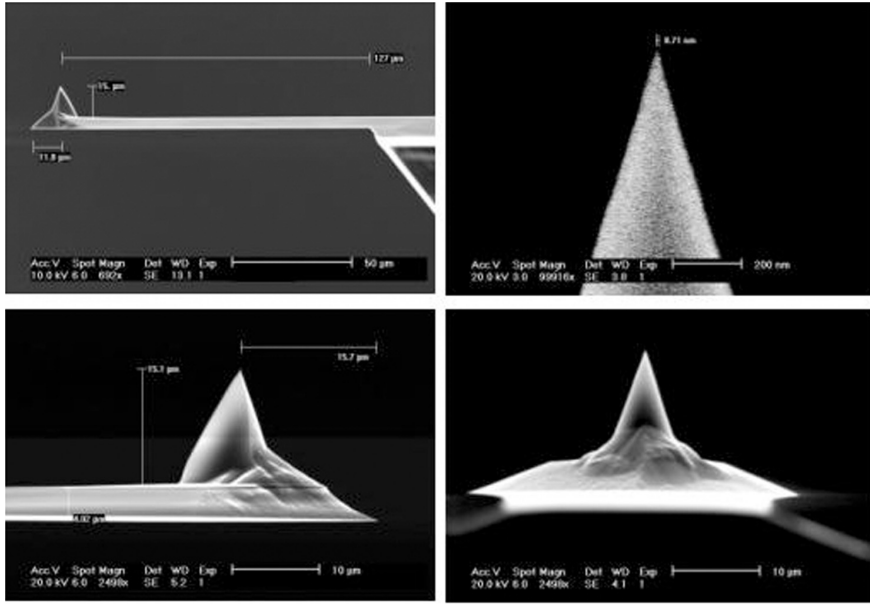
時，必須讓樣品放置於真空狀態，才能避開表面水膜的虹吸現象，也才能取得品質好的影像。這也就是在大氣的環境下，非接觸式模式一直無法商業化的原因。

2. 探針的運動

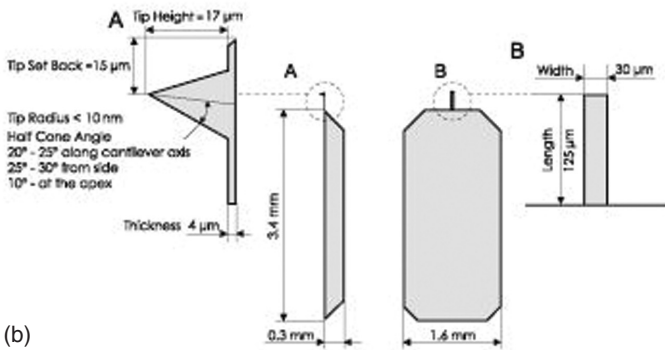
在說明輕敲模式的原理之前，必須對探針的運動特徵有所了解，因在使用該模式時，探針是經過一壓電陶瓷的激振後，以很高的振動頻率 (約 200–400 kHz) 及上下快速擺動的方式 (振幅為數 nm 至 50 nm)，與樣品表面做瞬間的接觸，這個接觸讓探針尖與表面原子間發生了原子之間的作用力，即探針尖穿過凡得瓦吸力區並進入斥力區，因而改變了探針原有的共振頻率、振幅及相位，而這個改變量即隱藏了樣品表面的物理特徵，如凹凸的形貌，或者是軟硬的程度。以下利用探針的等效運動模式，說明探針運動的物理現象。

(1) 輕敲模式用之探針構造

於進入探針運動方程式說明之前，必須先對探針一般的外觀、規格與物理特徵有所認識，才有助於了解運動方程式的推導過程及最終所呈現的物理意義。一般，輕敲模式所使用探針的外觀、規格、物理特徵如圖 7 (照片及資料為 Innovative Solutions Bulgaria 公司所提供，BudgetSensors 為其探針之品牌名稱) 所示。探針的製造可參考文獻 13，在此不再贅述。一般輕敲模式用的微懸臂探針 (cantilever probe) 以 BudgetSensors 為例，其外觀尺寸為：微懸臂長度為 125 μm 、寬度為 30 μm 、厚度為 4 μm ；探針長度為 17 μm 、針尖半徑約為 10 nm、針尖張角約 20°。此處，必須強調的是，探針尖做得越細 (即針尖的半徑越小)，探針的 apex ratio 越高 (即針尖的張角越小)，所取得影像的橫向解析度也就越高。目前，商用輕敲模式的探針其針尖半徑已做到 ~10 nm，已足夠辨識高度只有 0.3 nm 且為線狀結構的石墨原子台階 (可參考後文)。當然也有許多研究人員目前正嘗試將奈米碳管 (直徑只有 ~2 nm) 附著在探針尖上，雖然已有商業性產品，但仍過於昂貴。



(a)



(b)

	Typical Values	Range
Resonant Frequency	300 kHz	+/- 100 kHz
Force Constant	40 N/m	20 - 75 N/m
Cantilever Length	125 μm	+/- 10 μm
Mean Width	30 μm	+/- 5 μm
Thickness	4 μm	+/- 1 μm
Tip Height	17 μm	+/- 2 μm
Tip Set Back	15 μm	+/- 5 μm
Tip Radius	< 10 nm	
Coating	none	
Half Cone Angle	20° - 25° along cantilever axis 25° - 30° from side 10° at the apex	

圖 7.(a) 輕敲模式用探針之外觀；(b) 輕敲模式用探針之尺寸與規格。

(2) 自由振盪的探針運動方程式與其運動特徵

(a) 等效運動模式

如圖 8 所示，於操作輕敲模式時，首先必須將探針以約 200–400 kHz 的頻率上下振盪起來（註 4）。激振探針的方法，一般是將探針的微懸臂固定晶片貼合在激振壓電陶瓷之一面，再利用一電子驅動訊號 $V_d \cos \omega t$ 灌入激振壓電陶瓷，由於壓電材料的壓電效應，可將微懸臂固定晶片以同樣的頻率 ω 振盪起來，並讓其具有 a 的振幅，最後使得微懸臂固定晶片可以 $a \cos \omega t$ 的方式運動（註 5），如此振盪的微懸臂固定晶片於某適當的頻率下（如共振頻率），可以同樣的頻率將探針的微懸臂甩盪起來，並讓探針具有 A 的振幅，使得探針尖端可以 $A_0 \cos(\omega t + \varphi)$ 方式運動。其中， φ 即為探針與共振源間的相位差，因受限於篇幅本文不討論相位差，

並假設為零。

如前述輕敲模式下探針的振幅約在數 nm 至 50 nm，相較於商用微懸臂約 125 μm 的長度，微懸臂的偏折角度 α 幾乎微乎其微（例：若以 $A_0 = 50$ nm 計， α 只有 0.034° ⁽¹⁴⁾）。在如此小範圍的偏折下，微懸臂可視為一具有彈性係數為 K_e 之等效彈簧，而探針則可視為具有等效質量 m_e 的振盪子（oscillator），微懸臂固定晶片的運動則可視為加諸於等效彈簧另一端的以⁽¹⁵⁾ 振動的激振源，即如圖 8 左邊所示。等效運動的各物理量之定義如圖 9 所示。

由於地心引力為一固定之常數，可不計入考慮。因此，等效質量 m_e 的運動方程式可寫成為

$$m_e \ddot{z}_T = -b \dot{z}_T - k_e (z_T - z_d) \quad (1)$$

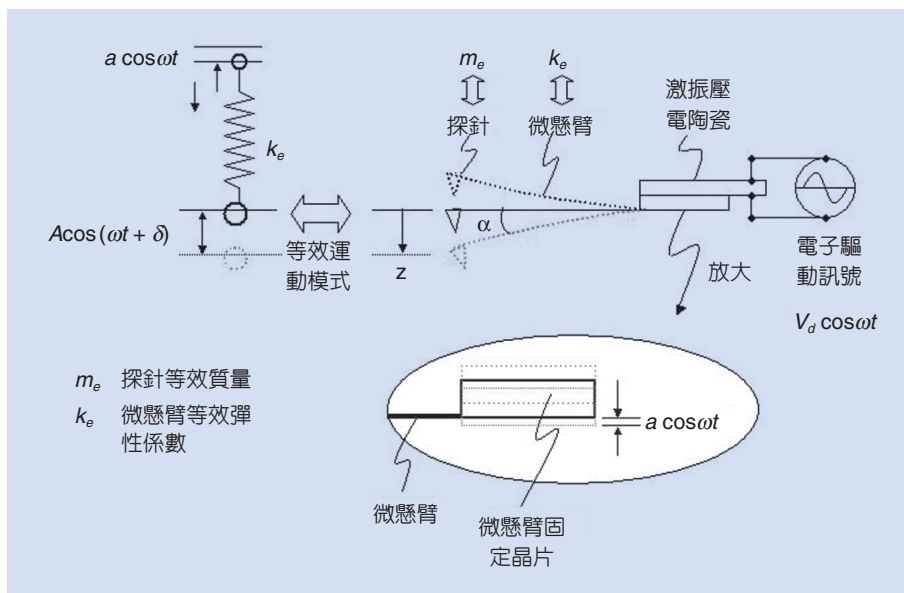


圖 8. 微懸臂探針的等效運動模式。

其中， $-b\dot{z}_r$ 是如空氣之黏滯衰減力 (viscous damping force)， b 是阻尼係數， $-k_e(z_r - z_d)$ 是彈簧的線性回復力 (linear restoring force)。將式 (1) 除上 m_e 重寫後，可為

$$\ddot{z}_r + 2\beta\dot{z}_r + \omega_0^2 z_r = \omega_0^2 a \cos \omega t \quad (2)$$

其中，

$$\beta = \frac{b}{2m_e} \quad (3)$$

β 為等效阻尼係數，

$$\omega_0^2 = \frac{k_e}{m_e} \quad (4)$$

ω_0^2 為等效彈簧的自然共振頻率。並且令

$$A_d = a\omega_0^2 \quad (5)$$

為等效激振源振幅，所以探針的等效運動方程式 (2) 可改寫為

$$\ddot{z}_r + 2\beta\dot{z}_r + \omega_0^2 z_r = A_d \cos \omega t \quad (6)$$

式 (6) 就是探針運動在無外力作用下之等效運動方程式，為一個二階常微分方程，可得到下面兩個解：

$$z_r(t) = z_p(t) + z_t(t) \quad (7)$$

其中，

$$z_p(t) = A \cos(\omega t + \delta) \quad (8)$$

$$z_t(t) = e^{-\beta t} \left[A_1 e^{\sqrt{\beta^2 - \omega_0^2} t} + A_2 e^{-\sqrt{\beta^2 - \omega_0^2} t} \right] \quad (9)$$

而且

$$A(\omega, \beta) = \frac{A_d}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \beta^2}} \quad (10)$$

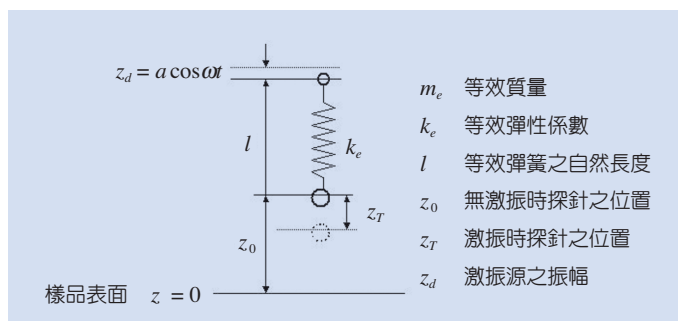


圖 9. 無外力作用時，探針的等效運動模式。

A 為探針運動的振幅，是 ω 與 β 的函數，

$$\delta(\omega, \beta) = \tan^{-1} \left(\frac{2\omega\beta}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \quad (11)$$

δ 為探針運動的相位，也是 ω 與 β 的函數。

式 (9) 中的 $z_r(t)$ ，因含有指數衰減項 $e^{-\beta t}$ ，為一含有過渡效應 (transient effect) 之解，當 $t \gg 1/\beta$ 時， $z_r(t)$ 就衰減為零。而式 (10) 中的 $z_p(t)$ 為一含有穩態效應 (steady-state effect) 之解。所以最終探針等效運動方程式的解可為

$$z_r(t) = A(\omega, \beta) \cos(\omega t + \delta(\omega, \beta)) \quad (12)$$

當 $t \gg 1/\beta$

(b) 共振頻率 ω_r 與 Q 值 (輕敲模式裡常用到的兩個物理量)

由式 (10) 與 (11) 可清楚地看到，探針的運動與激振源的驅動頻率 ω 、等效激振源振幅 A_d 、彈簧的自然共振頻率 ω_0 及等效阻尼係數 β 有關，也就是這些參數決定了探針自由振盪時的運動狀態 (12)。但通常在討論探針自由運動時，為了簡化問題，可先假設等效激振源振幅 A_d 、彈簧的自然共振頻率 ω_0 為常數，所以只剩下激振源的驅動頻率 ω 及等效阻尼係數 β 兩參數會改變振幅 $A(\omega, \beta)$ 及相位 $\delta(\omega, \beta)$ 的物理特性。因此，如果把 $A(\omega, \beta)$ 、 $\delta(\omega, \beta)$ 對 ω 及 β 做圖畫出的話，就可得到圖 10 的結果。

一般，在討論振幅 $A(\omega, \beta)$ 、相位 $\delta(\omega, \beta)$ 與 ω 及 β 的關係時，又另外定義了一個物理量 Q 值 (quality factor)。 Q 值得定義如下：

$$Q \equiv \frac{\omega_r}{2\beta} \quad (13)$$

其中， ω_r 為共振頻率，勿與自然共振頻率 ω_0 混淆。 ω_0 是在無阻尼時 ($\beta = 0$ ，如真空中可接近這個狀態) 可讓探針具有最大振幅的驅動頻率；而 ω_r 則是有阻尼時 ($\beta > 0$ ，如大氣中)，為可讓探針具有最大振幅的驅動頻率，該最大振幅 A_r 則稱為共振振幅。因此，對式 (10) 求取最大值，即對式 (10) 做 ω 微分、並令微分值為零，即可求得 ω_r 。即令

$$\left. \frac{dA(\omega, \beta)}{d\omega} \right|_{\omega = \omega_r} = 0 \quad (14)$$

可得

$$\omega_r = \sqrt{(\omega_0^2 - 2\beta^2)} \quad (15)$$

接下來，探討 Q 值的物理意義。從圖 10(a) 中可看到，當 Q 越大時，在共振頻率 ω_r 下，探針的共振振幅 A_r 就越大。根據式 (13)， Q 越大意味著等效阻尼係數 β 越小，而式 (15) 則顯示共振頻率 ω_r 越接近自然共振頻率 ω_0 。一般， Q 值與共振頻

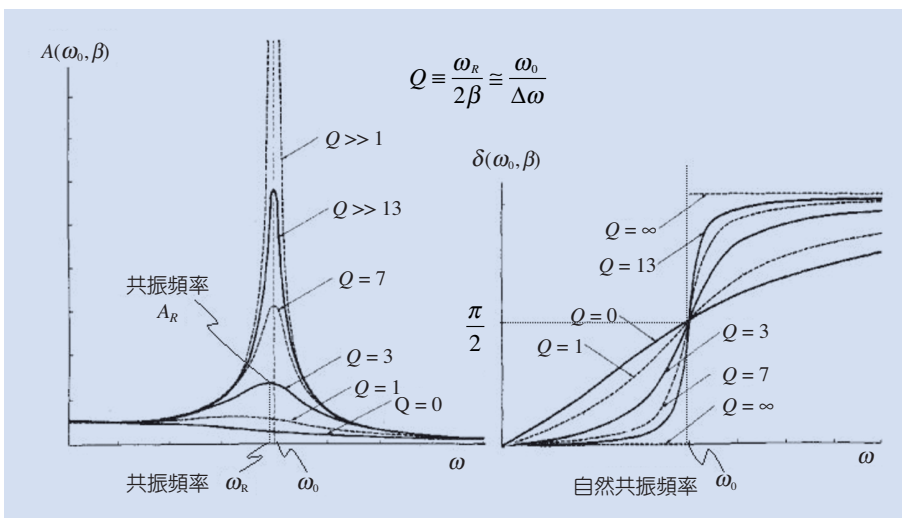


圖 10.

(a) 探針振幅與 ω, β 之關係；
(b) 探針相位與 ω, β 之關係。

率 ω_r 的取得，可藉由所謂的掃頻之量測而求得，即先固定激振的振幅 a (對同一探針而言， β 也是常數)，也就是固定電子驅動訊號的振幅 V_d ，然後將激振頻率 ω 由低往高變化、同時將探針的振幅 $A(\omega)$ 、相位 $\delta(\omega)$ 紀錄及畫出，即可取得如圖 11 之振幅之頻譜 (註 6)。找出最大的振幅，即可取得共振頻率 ω_r 。

由於掃頻無法提供等效阻尼係數 β 值，無法直接求出 Q 值，但可用如下之種方法，來近似計算取得 Q 值。當探針操作在共振頻率時，將式 (15) 帶入式 (10) 中，可求得共振振幅 A_r ，

$$A_r = \frac{A_d}{2\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} \quad (16)$$

另外，當 $A(\omega) = A_r / \sqrt{2}$ 時，即在共振頻率 ω_r 兩端處，振幅為共振振幅 A_r 的 $1/\sqrt{2}$ 處，可計算求得 ω_- 及 ω_+ 之頻率，

$$\omega_+ = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{2\beta}{\omega_0}} \quad (17)$$

$$\omega_- = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{2\beta}{\omega_0}} \quad (18)$$

所以，當 $\beta \ll \omega_0$ ，且 $\omega_r \approx \omega_0$ 時 (即 $Q \gg 1$)，式 (17) 與 (18) 可近似為

$$\omega_+ \approx \omega_0 \sqrt{1 + \frac{1}{Q}} \approx \omega_0 \left(1 + \frac{1}{2Q}\right) \quad (19)$$

$$\omega_- \approx \omega_0 \sqrt{1 - \frac{1}{Q}} \approx \omega_0 \left(1 - \frac{1}{2Q}\right) \quad (20)$$

定義， $\Delta\omega$ 為 ω_+ 與 ω_- 之差值，根據式 (19) 與 (20) 即可求得

$$\Delta\omega = \omega_+ - \omega_- \approx \frac{\omega_0}{Q} \quad (21)$$

$$\therefore Q \approx \frac{\omega_0}{\Delta\omega}, \text{ 當 } \beta \ll \omega_0$$

通常，商用的輕敲模式所使用的探針，其 Q 值約

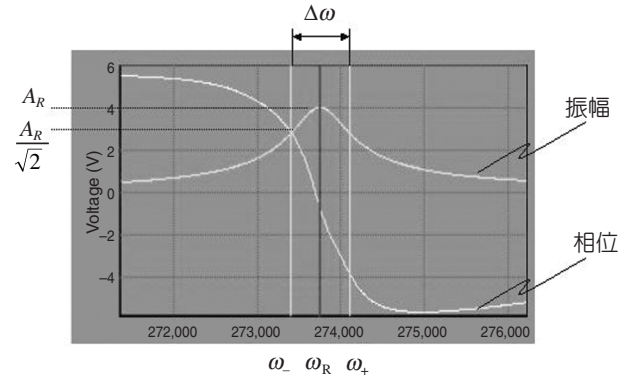


圖 11. 掃頻。

在 300 前後，而共振頻率 ω_r 則約在 300 kHz 上下，且 $\Delta\omega < 1$ kHz，所以上述求 Q 值的方法，是被允許且正確。

(c) 激振源的振幅

這裡提出一個有趣的問題，假如根據前述，一般輕敲模式下，探針所使用的振幅 A_r 約在數十 nm (假設 30 nm) 的話，那麼激振源的振幅 a 會是多少？也就是微懸臂固定晶片的面到底以多少 nm 在振盪？答案可由下式求得，根據式 (16)，

$$\begin{aligned} \therefore A_r &= \frac{A_d}{2\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} \approx \frac{A_d}{2\beta\omega_0} \approx \frac{a\omega_0^2}{2\beta\omega_0} = \frac{a\omega_0}{2\beta} \approx aQ \\ \therefore a &\approx \frac{A_r}{Q} \end{aligned} \quad (22)$$

所以，當 $Q = 300$ 時，激振源的振幅 a 約在 0.1 nm，也就微懸臂固定晶片的面振動振幅，大概只有一個原子的大小。

(d) 探針振幅大小的選擇

於輕敲模式下，將探針下至樣品表面並掃描取圖前 (如表面形貌)，掃頻是一個必要的動作，透過掃頻找出探針的共振頻率 ω_r 後，才能以這個頻率驅動壓電陶瓷的激振，將探針以具有最大的振幅 A_r 的方式甩盪起來。然而，所有的原子力顯微儀只替使用者決定 ω_r ，卻無法告訴使用者如何決定振幅 A_r 的大小 (即驅動電壓 V_d ，這個值是由使用者所設定)。也就是，當使用者面對各種具有不同

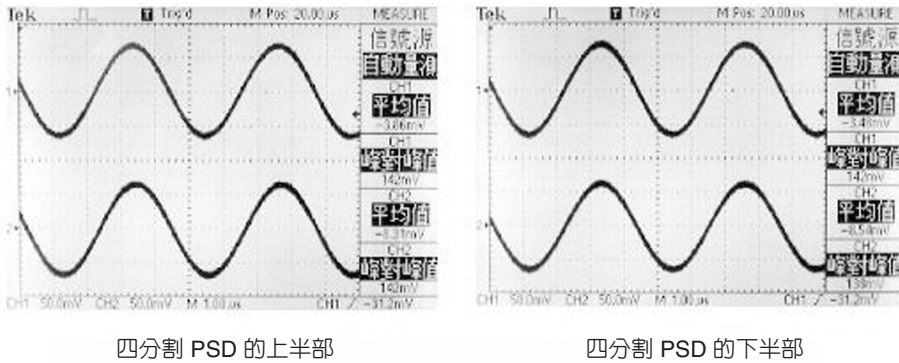


圖 12. 四分割 PSD 上探針振幅的電壓訊號。

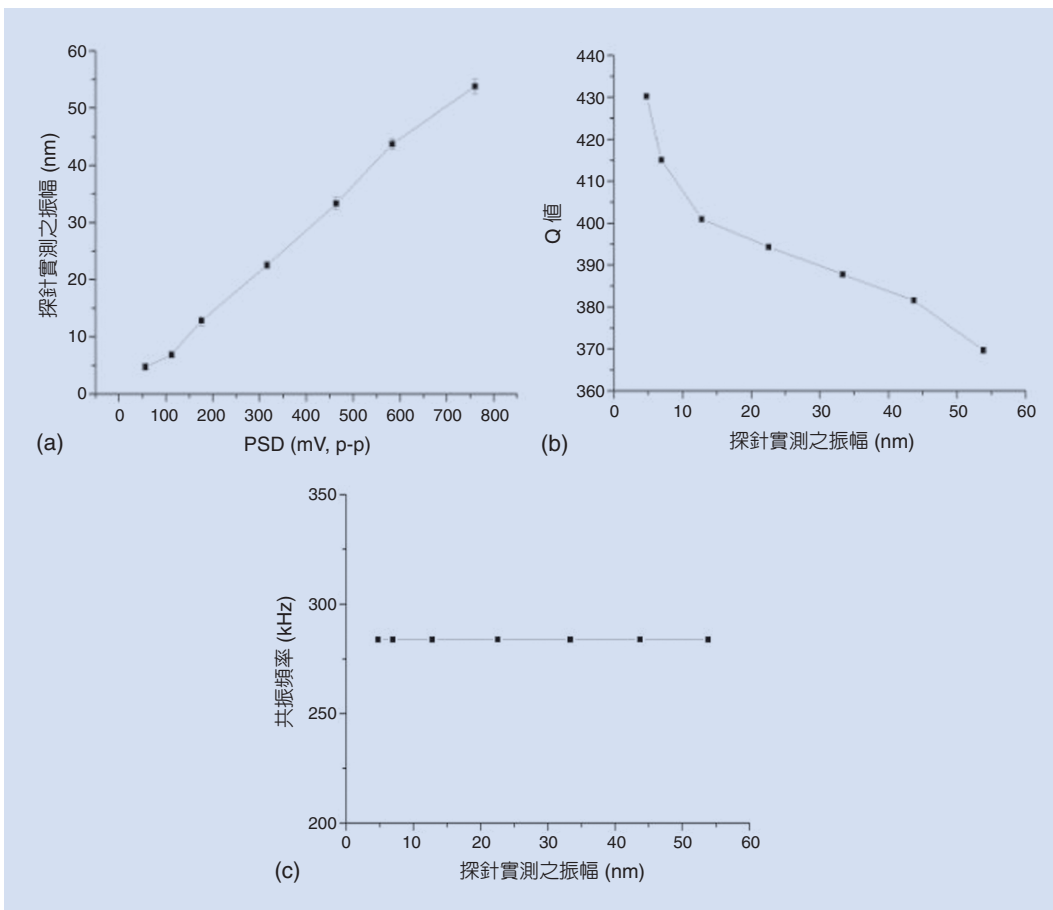


圖 13. (a) 探針實測振幅與 PSD 訊號之關係；(b) Q 值與振幅之關係；(c) 共振頻率與振幅之關係。

表面特性 (軟硬) 與結構 (落差大小) 的樣品時，到底要以多少的振幅 A_R 才能取得最佳 (即最清晰) 的影像呢？此處提供一個筆者實際的量測經驗，即振幅越小越好，但不要小到被樣品表面的水膜所吸附。振幅小有兩個主要的好處：(1) 因振幅小，探針尖所具有的動能較小，較不會破壞表面的結構，或與表面原子發生鍵結 (即化學反應，探針尖原子

吸附樣品表面原子，或樣品表面原子吸附探針尖原子)，或降低探針磨損的速度；(2) 振幅越小， Q 值越大，探針反應越靈敏，也就能取到更好品質的影像。

對於 (1) 能量問題的探討，如參考文獻 17 中所提，探針尖與樣品表面原子接觸時，所發生的原子間的交互作用，可看作是一種由探針傳遞至樣品

的能量交換 (或者樣品從探針中移走了能量, 即探針的能量損耗)。對於操作在 300 kHz 的原子力顯微儀而言, 每週期探針的能量損耗約為 1 picowatt, 或 1/300,000 焦耳 (joule), 或 21 eV。一般, 較硬的結晶材料, 其原子或分子間的鍵結力約為 5 eV, 這個探針的運動能量足以破壞四到五個材料表面的原子鍵, 此現象即為探針刮傷了樣品表面。反之, 該所損耗的能量, 也可能超過探針分子間之鍵結強度, 會造成探針分子鍵斷裂, 這現象就是探針的磨損。

至於 (2), 可藉由改變探針的振幅, 實際量測探針所具有的 Q 值, 即可取得 Q 值與探針振幅的關係。如前文所述之光槓桿原理, 透過位置檢測器對反射雷射光的偵測, 可呈現探針的運動狀態, 即探針的角度偏折量或振幅。位置檢測器是由光二極體所構成, 可將反射雷射光的能量轉換成微弱之電流, 再經電子放大器放大並轉成電壓訊號後, 即如圖 12 所顯示之電氣訊號 (註 7)。基本上, 一個好的光槓桿, 當探針被激振起來之後, 四分割位置檢測器上的每一個光二極體, 應接收到平均值大小為一致的雷射光能量, 並可產生波形對稱、振幅大小一致之電氣訊號。當這個條件不成立時, 將產生諸多問題, 最終造成量測數據的錯誤與影像品質之惡化。

一般光槓桿只反映探針振幅電氣訊號之大小, 需經過特殊的量測方法 (請參考後文), 才能取得探針的實際振幅, 並以長度單位 nm 表示。圖 13(a) 所示, 即為無外力作用時, 同一根探針在同一共振頻率 (掃頻後所取得的共振頻率) 但在不同激振強度 (即調整不同的 V_d 等條件下, 探針實際振幅 (nm) 與位置檢測器輸出電氣訊號 (mV, p-p) 的關係圖。從圖 13(a) 可發現, 位置檢測器的電氣訊號與探針實際振幅大小呈線性之關係, 這意味著光槓桿可忠實地反應探針振幅之大小。另外, 對具有不同振幅的探針作掃頻之動作, 並將所得之 Q 值及共振頻率 ω_r 對探針振幅繪出後, 即可得到圖 13(b) 及 (c) 之結果。圖 13(b) 清楚呈現 Q 值與探針振幅之關係, 也就是振幅越小、 Q 值越大的特性。

在同一激振頻率下, 振幅越大代表探針尖運動的速度越大, 所遭遇空氣的阻抗也就增大, 也就造

成 Q 值的下降。圖 13(c) 清楚地顯示, 探針的共振頻率 ω_r 不因激振強度而改變, 亦即探針的振幅大小並無造成共振頻率的改變。根據筆者的量測經驗, 於使用安冠自製的原子力顯微儀時, 通常使用 5 nm 的振幅即可取得品質相當好的石墨原子台階的影像 (請參考後文)。而對於一般如落差為數十奈米的較大結構, 振幅也只要 10–20 nm 即可量測取得好影像。

(待續)

附註

1. 這驗證作者之前所述⁽³⁾, IBM 是多種 SPM 基礎技術專利的擁有者。
2. 詳細的原理說明可參考黃英碩先生之論文⁽¹¹⁾。
3. tapping mode 一語為 DI 的註冊商標, 為避免侵犯著作權, 其他原子力顯微儀的廠商則用 AC Mode 替代之。
4. 此為一般商用探針的共振頻率範圍。
5. 本文不討論電子驅動訊號 $V_d \cos\omega t$ 與微懸臂固定晶片運動 $a \cos\omega t$ 之間的相位差, 為簡化說明, 先假設為零相位差。
6. 此圖為使用安冠自製原子力顯微儀所實測之圖。
7. 此圖為使用安冠自製原子力顯微儀所實測之 PSD 電氣訊號, 因使用兩台示波器作量測, 所以無法看到上、下兩半部 180° 的相位差。

參考文獻

1. G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber, and Weibel, *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 57 (1982).
2. G. Binnig, C.F. Quate, and Ch. Gerber, *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 930 (1986).
3. 林明彥, 科儀新知, **27** (1), 8 (2005).
4. G. Meyer and N. M. Amen, *Appl. Phys. Lett.*, **53**, 1045 (1988), 53, 2400 (E) (1988).
5. S. Alexander, L. Hellemans, O. Marti, J. Schneir, V. Elings, P. K. Hansma, M. Longmire, and J. Gurley, *J. Appl. Phys.*, **65**, 164 (1989).
6. Y. Martin, C. C. Williams, and H. K. Wickramasinghe, *J. Appl. Phys.*, **61**, 4723 (1987).
7. R. Erlandsson, G. M. McClelland, C. M. Mate, and S. Chiang, *J. Vac. Sci. Technol.*, **A 6**, 266 (1988).

8. D. Rugar, H. J. Mamin, R. Erlandsson, J. E. Stern, and B. D. Terris, *Rev. Sci. Instrum.*, **59**, 2337 (1988).
9. D. Rugar, H. J. Mamin, and P. Guethner, *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 2588
10. C. Schonenberger and S. F. Alvarado, *Rev. Sci. Instrum.*, **60**, 3131 (1989).
11. 黃英碩, 科儀新知, **26** (4), 7 (2005).
12. Elings et al., *USA Patent Number: 5412980*.
13. 原子力顯微儀矽質探針之製程與量測技術, 計劃編號: IC930011, 經濟部九十三年度科技研究發展專案.
14. M. G. L. Gustafsson and J. Clarke, *J. Appl. Phys.*, **76** (1), 1 (1994).
15. A. Kuhl, A. H. Sorensen, and J. Bohr, *J. Appl. Phys.*, **81** (10), 15 (1997).
16. T. R. Albrecht, P. Grütter, D. Horne, and D. Rugar, *J. Appl. Phys.*, **69** (2), 15 (1991).
17. J. P. Cleveland and B. Anczykowski, *USA Patent Number: 6,038,916*.

-
- 林明彥先生為日本東京大學物理碩士，現任安冠奈米科技股份有限公司總經理。
 - 張嘉升先生為美國亞利桑那州立大學物理博士，現任中央研究院物理研究所研究員。
 - 黎文龍先生為美國德州科技大學機械工程博士，現任國立台北科技大學機械系教授。
 - Ming Yen Lin received his M.S. in physics from Tokyo University, Japan. He is currently the general manager of Angsnanotek Co., Ltd.
 - Chia-Seng Chang received his Ph.D. in physics from Arizona State University, USA. He is currently a research fellow at the Institute of Physics, Academia Sinica.
 - Wenlung Li received his Ph.D. in mechanical engineering from Texas Technology University, USA. He is currently a professor in the Department of Mechanical Engineering at National Taipei University of Technology.