

# 利用反射率影像量測光纖端面之折射率分佈

## Refractive Index Profiling of Various Optical Fibers

翁俊仁

Chun-Jen Weng

直接利用影像擷取方式來量測端面斷切各種光纖之反射影像強度，直接推算光纖端面橫截面多波長的折射率分佈曲線，這是首次使用顯微鏡搭配鹵素燈源直接用來量測光纖端面折射率之研究。透過所發展的量測方法，在各種光纖上的第一面絕對反射率可以被精確地測量，並可以推得在波段 400 nm 至 1100 nm 多個波段下之折射率分布。本研究所提出的方法不僅適用於一般單模光纖，亦可適用於多模光纖或光纖預型體。

A direct image method of surface reflectivities on a cleaved fiber end with a halogen lamp illumination to measure the refractive index profiling (RIP) is proposed in this study. A polished black glass with a surface flatness  $\lambda/20$  ( $\lambda = 632.8\text{nm}$ ) is used to be the reference standard for measuring the spectral reflectivity of the fiber end. By the image calibration between the fiber end and the black glass, not only the nonuniformity of the sensitivity but also the spectral responsivity of the CCD pixels is eliminated to achieve the high spatial accuracy. Various measuring errors such as a fiber terminator, oblique incident on the fiber end and the intensity fluctuations of the lamp are improved to precisely measure the RIP. The RIP of various fibers such as a single-mode fiber, ultra-high numerical aperture fiber, a graded-index fiber can be precisely measured to verify the system performance. The resolution and accuracy for measuring RIP on the cleaved fiber end can be achieved about  $\sim 0.001$  and  $\sim 0.003$ , respectively.

### 一、前言

本章將探討使用搭配具備熱致冷卻 (TE-cooling)、高動態範圍之顯微鏡，直接利用影像擷取方式來量測端面斷切 (cleave) 各種光纖之反射強度，並透過 Fresnel 方程式直接推算光纖端面橫截面 (cross-section) 多波長的折射率分佈曲線 (multi-wavelength refractive index profiling, multi-wavelength RIP)，這次首次使用顯微鏡搭配鹵素燈源直接用來量測光纖端面折射率之研究，本篇文章

是基於我們所發表之文獻並外加一些新的實驗數據所整理分析撰寫而成<sup>(1)</sup>。

各種光纖被廣泛用於光通信和傳感器的應用當中，根據用途之不同，光纖應用的波長範圍通常會從近紅外光到可見光範圍內。光纖最重要的參數之一為空間折射率之分布，因此這類之應用目前非常需要被提出一個量測方法，來決定各種光纖的多波長折射率分佈。因此用於測量各種光纖折射率量測方法一直推陳出新。過去文獻所有的方法，包括折射近場量測法 (refractive near-field, RNF)<sup>(2-4)</sup>，橫

向聚焦量測法 (transverse focusing method)<sup>(5-8)</sup>，橫向干涉術 (transverse interferometry)<sup>(9-20)</sup> 以及表面反射率量測方法 (reflection measurement)<sup>(21-31)</sup>。在這些量測方法中，反射率掃描測量方法是直接基於測量測光纖端面之絕對反射率，來進一步推得光纖之折射率，文獻上，雷射共焦顯微鏡<sup>(22-27)</sup> 或掃描近場光學顯微鏡<sup>(28-30)</sup>，通常可用來實現在量測光纖折射率分佈，其具有高空間分辨率和高準確度之特性。然而，雷射共焦逐點掃描方法通常需要一個相對較長的掃描時間。而且通常使用單波長雷射光或單色發光二極體來做反射式共焦光點掃描 (confocal scanning)，由於受限於雷射光源或單色 LED 之頻寬，並不適合於量測光纖多波長折射率分佈之應用，若藉由整合多個波段的雷射光源或多個顏色之 LED 光源作為量測用之光源，整合多光源系統將使系統變得十分複雜化。最近，文獻提出了一種雷射部分同調均勻光 (partially coherent laser illumination) 取得影像之表面反射率影像量測技術，來測量多模光纖 (multi-mode fiber) 的折射率分佈<sup>(31)</sup>，其中使用一個旋轉的擴散片 (rotating diffuser) 被用來改善雷射光源由於光源的相干性所造成的非均勻光場分佈和光斑噪音 (laser speckle noise) 之缺點。在與反射式雷射共焦掃描方法相比，直接取得光纖端面影像的方法是更直接且快速的方法。然而，仍是基於使用單波長之雷射光，因此是不容易得到的多波長的折射率分佈。且受限旋轉擴散片均勻性之效果改善有限，因此只能應用於量測多模光纖。因此，在這個光纖研究領域當中，目前的確十分需要一種可切換波長之顯微術來發展光纖多波長折射率分佈量測方法，且這個方法最好能適用於大部分單模光纖以及多模光纖，增加研究之便利性。

本章節所使用之方法係基於使用可切換波長之寬頻光學顯微鏡，提出一個直接取得光纖端面反射率影像之方法，進一步透過藉由量測反射率來推得折射率之影像。搭配使用多波段濾波片切換器 (filter wheel) 以及鹵素燈源 (halogen lamp illumination) 照射光纖之端面，使用具備熱致冷卻、高動態範圍之影像擷取裝置 (CCD)，來擷取不同波長之光纖反射率影像。使用一個自製 15 mm 厚度的拋光黑色玻璃 (black glass, surface flatness

$\lambda/20$ ,  $\lambda = 632.8\text{nm}$ , O.D. = 9) 來用作反射率參考標準來推得光纖端面絕對反射率的影像。由於這種拋光黑色玻璃只有一個反射面，光進入的黑玻璃會被衰減 90 dB，因此不會有第二面之被像散射來干擾量測準確度，另外拋光黑色玻璃也可消除 CCD 每一像素的靈敏度之差異 (nonuniformity of the sensitivity of the CCD pixels)，因此可進一步提高了空間折射率量測精度。另外，此基準反射率校正片黑色玻璃可進一步校準 CCD 不同波長之響應 (responsivity of the CCD)，以應用於實現多波長之折射率量測。此外，為了避免光纖的另一背側因部分界面反射，造成第一側之反射率量測誤差，並不是一般文獻將背側浸在水中或折射率匹配油中 (index matching oil)，會因消散不完整或無法多波長折射率匹配而影響量測精度，因此本研究提出在待側的光纖背側都接上一個寬頻光纖終端接頭 (fiber terminator, 50 dB, Thorlabs, FTAPC1, 400–2100 nm) 消散任何背側之反射光，避免因第二側之背向反射光造成量測誤差。另外，孔徑光闌 (aperture stop) 被用來降低入設於光纖端面之角度，避免引入過大之斜向入射反射率的誤差。與發展的校準程序，對各種纖維端部的表面的反射率可以精確地測量來確定的 RIP。本研究透過所發展的量測方法，在各種光纖上的第一面絕對反射率可以被精確地測量，並可以推得在波段 400 nm 至 1100 nm 多個波段下之折射率分布。本研究所提出的方法不僅適用於一般單模光纖，亦可適用於多模光纖或光纖預型體，就原理而言亦可推廣至所有微光學元件反射率或折射率影像之量測，例如抗反射鍍膜之微元件 (AR-coating micro optics) 或漸變折射率透鏡 (GRIN lens)。

## 二、量測原理與系統架設

### 1. 系統架設

圖 1 為本章節研究之實驗量測圖，被用於量測各種光纖端面之反射影像。其基本架構主要是基於 Zeiss 商用顯微鏡之改裝，其中測量波段可覆蓋從 360 nm 至 1100 nm。功率為 100 瓦的鹵素燈光束經聚焦通過帶通濾波片 (bandpass filters, FWHM  $\sim 10$  nm) 由準直透鏡準直後，再經由一個寬頻複消

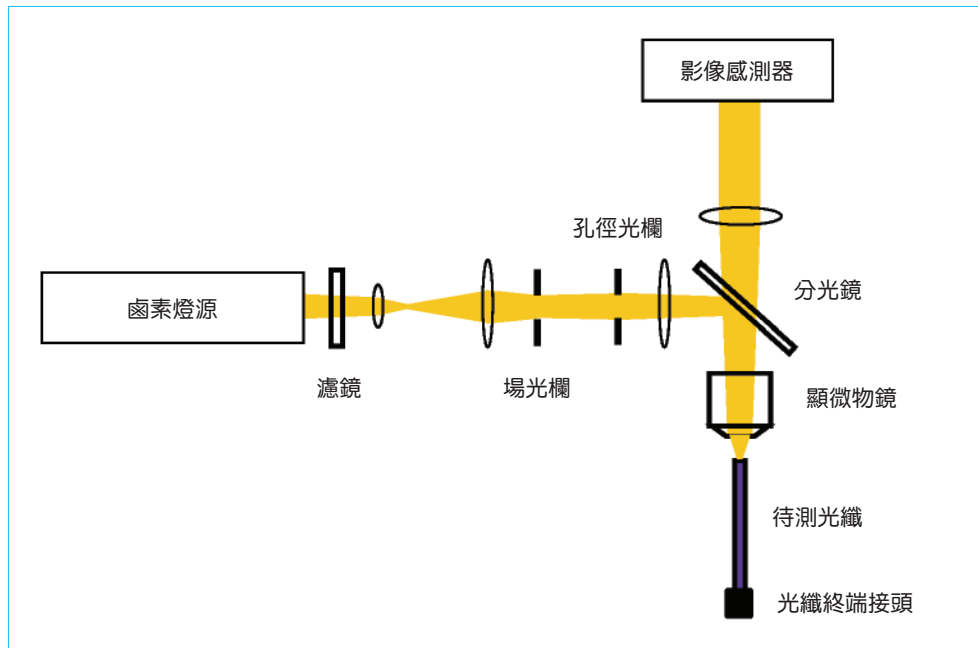


圖 1. 顯微影像量測光纖端面折射率分布量測架構圖。

色差 (apochromatically VIS-NIR) 顯微鏡物鏡 (Zeiss, EC Epiplan-Apochromat 20×/50×, N.A. = 0.6/0.95) 聚焦於已端切之待測光纖端面上。照明光從光纖端面反射後再被物鏡收集，然後耦合傳送至熱致冷卻之單色 CCD (Hamamatsu, ORCA-R2) 來分析光纖端面反射影像，另外值得注意的是，每一個像素之尺寸為  $6.45 \mu\text{m} \times 6.45 \mu\text{m}$ ，此 CCD 具有 6000:1 之高動態對比且具備 16 位元之數位類比轉換器，特別適合做精準反射強度之數據分析。顯微鏡使用光學擴散片和使用柯勒照明光均勻化 (Koheler illumination) 照射在光纖端的橫向端面上，用以獲得較高的空間解析度以及更均勻照明光。其中 20× 物鏡具有高數值孔徑 (NA = 0.6)，使用來集中照明光均勻照射在於光纖端面上，然後收集該反射影像強度。調整物鏡數值孔徑來降低照明光束入射到光纖端面的角度是必要的，以減少入射光之斜向角度引起之絕對反射率量測誤差。顯微鏡光路內之孔徑光欄可被用來調整入射於光纖端面之入射角度而視場光欄則被用來限制影像的視野避免其他視場角之雜光干擾量測精準度。在此特別說明的是，雖然物鏡的孔徑光欄的直徑被手動調整其直徑，但是，其光學放大倍數並沒有改變。由 CCD 拍攝的即時影像，可清楚看到待測光纖之端

面影像明顯產生差異並且影像對比度提升，其中核芯和外包層區域之間的反射影像強度之差變得十分明顯。因此在此研究工作中，經由最佳化調整後，照明光束入射到光纖端面的入射角從 37 度調整至低於 10 度以下 (有效數值孔徑 NA 從 0.6 降低至 0.1 的範圍內)，此問題的詳細討論將在後面章節特別說明。各種待測光纖長度大約控制為 50 公分長度，光纖外包層皆大約為  $125 \mu\text{m}$ ，主要是從一家商用 Thorlabs 公司所採購而得，測試用光纖的前端被精準端切 (fiber cleaver, Newport FK-11)，其端切後之夾角為  $0^\circ$ 。測試光纖包含單模光纖、無核芯光纖 (coreless fiber, Thorlabs, FG125LA)、超高數值孔徑光纖 (ultra-high numerical aperture, Thorlabs, UHNA3)、多模漸變折射率光纖 (multi-mode GRIN fiber, GIF625) 以及光子晶體光纖 (large mode photonic crystal fiber, LMA-5)。

為了量測待測光纖之端面品質，因此使用一商用雷射共軛焦顯微鏡，如圖 2 所示，其由雷射、兩個共軛焦孔洞 (confocal pinhole)、雙色鏡 (dichroic mirror)、CCD 攝影機以及兩個凸透鏡 (convex lens) 組合而成。其工作原理為：雷射光源經由第一凸透鏡在第一共軛焦孔洞處聚焦，之後通過分光鏡到達第二凸透鏡，第二凸透鏡將光源聚焦在待測樣品

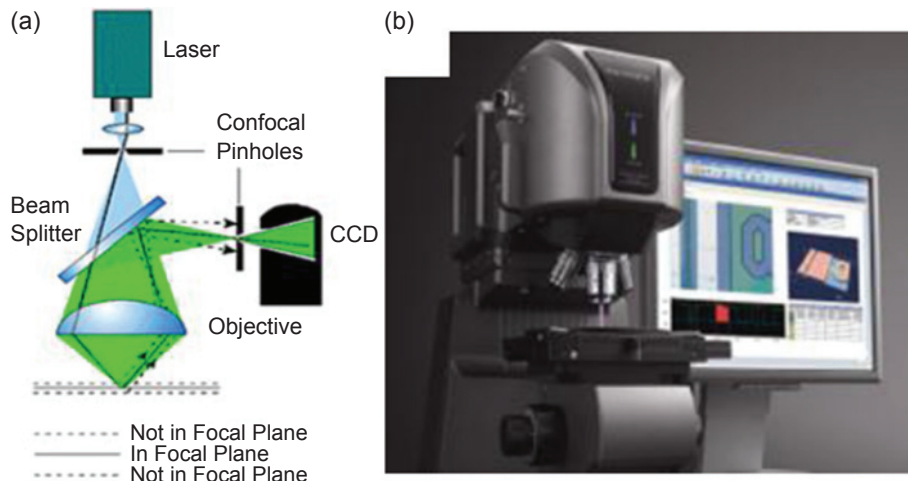


圖 2. Keyence VK9700 雷射共軛焦顯微鏡之示意圖及照片。

上，此時樣品位於聚焦面。從樣品上反射的光，會再穿過第二凸透鏡到達雙色鏡處。雙色鏡會將光源反射且聚焦到第二共軛焦孔洞，再藉由 CCD 攝影機擷取樣品在聚焦面處的影像。圖 2 上的虛線表示凸透鏡焦點外 (out-of-focus) 的區域，實線表示聚焦面上的區域，若樣品擺在實線以外的區域，其反射光將無法在共軛焦孔洞處聚焦，導致 CCD 影像感測器無法擷取影像。因此，待測樣品必須在聚焦面上才有辦法量測。若搭配精密 Z 軸控制模組，透過分層取像，可獲得待測樣品立體形貌，透過軟體分析，可獲得幾何尺寸及表面粗糙度等結果。本文所使用之雷射共軛焦顯微鏡為 Keyence VK9700，使用十倍物鏡時，每次量測範圍為 1.3 mm × 1.0 mm，除了可顯示樣品立體形貌外，亦可量測表面輪廓以及表面粗糙度。

## 2. 量測原理

自製拋光一個極黑之黑色玻璃來做為寬頻反射率校正片作為參考標準，其直徑為 25 mm，研磨之表面平坦度  $< \lambda/20$ ，用以獲得光纖端面的絕對反射率影像分布。此黑色玻璃的寬頻表面反射率  $R_{blackglass}(\lambda)$  是由儀科中心 TAF 認證之用校準的寬頻分光反射率量測儀 (PerkinElmer, LAMBDA 900) 進行寬頻量測，在 400 nm – 1700 nm 量測頻寬範圍內，其反射率可小於 1% 之量測誤差，如圖 3 所示，進一步反推黑色玻璃折射率與石英玻璃的折射率比較，如圖 4 所示，明顯黑色玻璃折射率折

較高且兩者有類似的折射率色散曲線。

黑色玻璃具有非常高的衰減 (O.D. > 9.0)，入射的照明光幾乎不會從背側反射，角色就如同光纖終端接頭 (fiber terminator) 相同，都可有效消除被向反射光的干擾。以黑色玻璃  $R_{blackglass}(\lambda)$  作為參考標準，待測光纖之絕對表面反射率影像  $R_{fiber}(x, y, \lambda)$  可以表示為如下之方程式，

$$R_{fiber}(x, y, \lambda) = R_{blackglass}(\lambda) \frac{I_{fiber}(x, y, \lambda)}{I_{blackglass}(x, y, \lambda)} \quad (1)$$

方程式 (1) 中  $I_{blackglass}(x, y, \lambda)$  及  $I_{fiber}(x, y, \lambda)$  分別為是黑色玻璃以及待測光纖在顯微鏡的反射光強度之影像。 $x$  和  $y$  是指待測光纖的空間位置座標。為

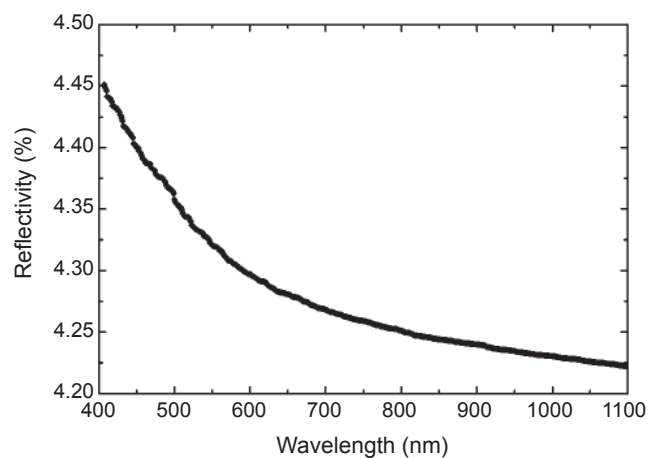


圖 3. 利用 TAF 校正寬頻分光反射率量測儀來量測自製拋光黑色玻璃之反射率。

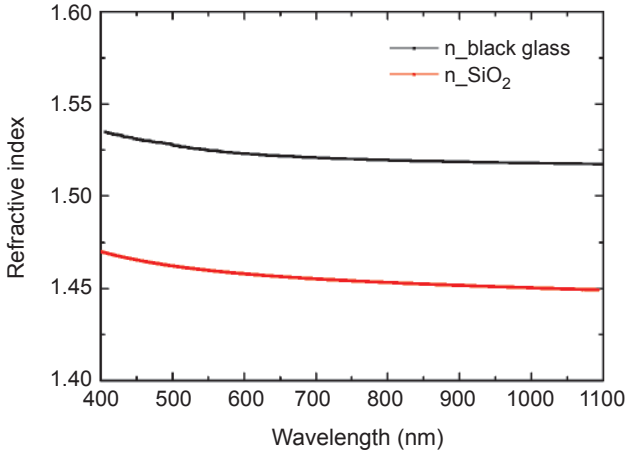


圖 4. 黑色玻璃及石英玻璃之寬頻折射率比較。

了達到高空間折射率之解析度，高倍率物鏡以及高數值孔徑是必要的，空間解析度與物鏡之聚焦角度有關，可以表示為：

$$r = 0.61 \lambda / \sin\theta = 0.61 \lambda / \text{NA} \quad (2)$$

使用 20× 物鏡，NA = 0.65，因此在可見光波段可小於  $\sim 0.6 \mu\text{m}$  ( $\lambda = 632\text{nm}$ )，因此空間解析度足以解析大部分知單模光纖或多模光纖，甚至是光子晶體光纖。然而，為了將低斜向入射角度引起的反射率量測誤差，顯微物鏡聚焦之照明光入射角度須備控制其光束入射角度。對於斜向入射角度量測所產生反射率的影響，可以用 Fresnel 方程式來分析。其中從對於未偏振的照明光束在斜向入射角  $\theta$  的反射強度可以表示為：

$$I(n, \theta_i) = \frac{I_0}{2} \left[ \left( \frac{\cos\theta_i - \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_i}}{\cos\theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_i}} \right)^2 + \left( \frac{n \cos\theta_i - \sqrt{1 - \left(\frac{\sin\theta_i}{n}\right)^2}}{n \cos\theta_i + \sqrt{1 - \left(\frac{\sin\theta_i}{n}\right)^2}} \right)^2 \right] \quad (3)$$

$I_0$  是原始入射光強度， $\theta_i$  則是斜向入射角度，則是帶測樣品之折射率，方程式顯示，當斜向入射角度增加，則反射光強度也隨  $\theta_i$  增加。待測光纖之端面反射強度影像分布  $I(n_{\text{fiber}}, \theta_i)$  以及黑色玻璃之端面反射強度影像分布  $I(n_{\text{blackglass}}, \theta_i)$ 。因此，分別可以表示為以下之方程式：

$$I_{\text{fiber}}(\theta_1) = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\cos\theta_1 - n_{\text{fiber}} \cos\theta_2}{\cos\theta_1 + n_{\text{fiber}} \cos\theta_2} \right)^2 + \left( \frac{n_{\text{fiber}} \cos\theta_1 - \cos\theta_2}{n_{\text{fiber}} \cos\theta_1 + \cos\theta_2} \right)^2 \right] \quad (4)$$

$$I_{\text{blackglass}}(\theta_1) = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\cos\theta_1 - n_{\text{blackglass}} \cos\theta_3}{\cos\theta_1 + n_{\text{blackglass}} \cos\theta_3} \right)^2 + \left( \frac{n_{\text{blackglass}} \cos\theta_1 - \cos\theta_3}{n_{\text{blackglass}} \cos\theta_1 + \cos\theta_3} \right)^2 \right] \quad (5)$$

$\theta_1$  是物鏡聚焦之入射角度， $\theta_2$  及  $\theta_3$  分別是在入射至待測光纖及黑色玻璃內之折射角度。斜向入射之反射強度  $I_{\text{fiber}}(\theta_1)$  及  $I_{\text{blackglass}}(\theta_1)$  與斜向入射角度  $\theta_1$  相關。當斜向入射角度  $\theta_1$  為 0 度時，可分別表示為  $I_{\text{fiber}}(\theta_1 = 0^\circ)$  及  $I_{\text{blackglass}}(\theta_1 = 0^\circ)$ 。在此舉一個例子來估算斜向入射角度的影響。例如一個無核芯光纖即為純粹之石英玻璃材質，在 620 nm 波長時折射率為 1.4574 (從 Sellmier<sup>(33)</sup> 估算所得)，

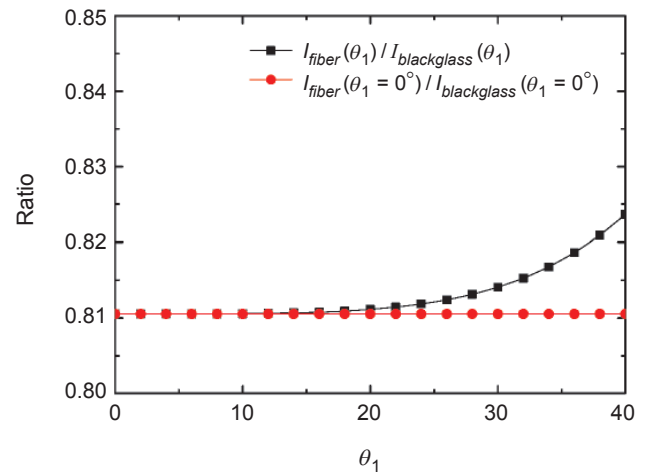


圖 5. 斜向入射角度對待測光纖及黑色玻璃反射強度比值之變化。

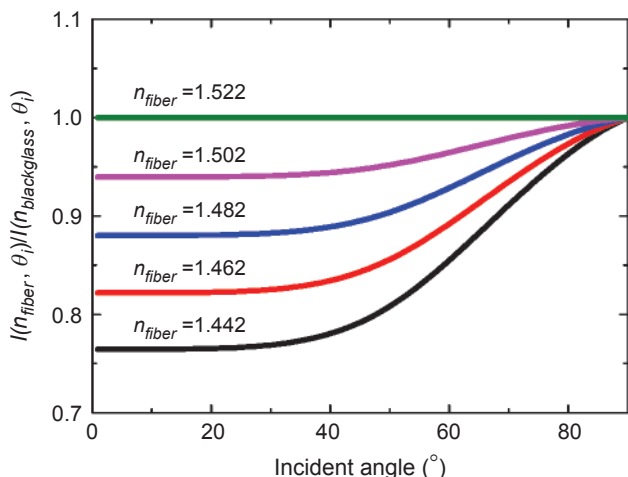


圖 6. 斜向入射角度對幾種不同折射率光纖及黑色玻璃反射強度比值之變化。

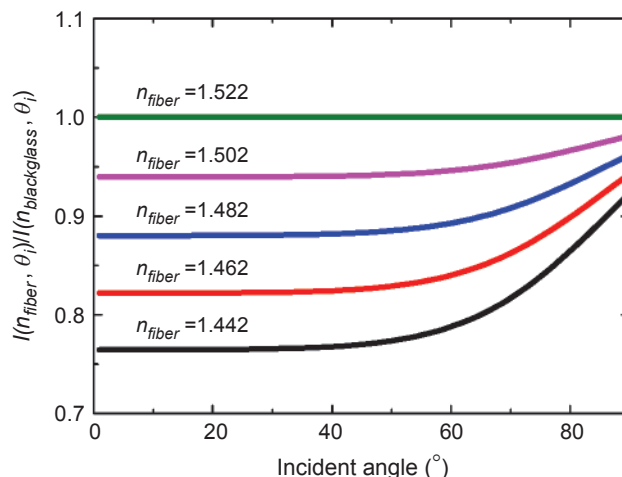


圖 7. 斜向入射角度對幾種不同折射率光纖及黑色玻璃平均有效比值之變化。

因此經由垂直入射之計算後， $I_{fiber}(\theta_1 = 0^\circ)$  反射率約為 3.47% 然而對照之下  $I_{blackglass}(\theta_1 = 0^\circ)$  經量測反射率則為 4.28%。計算在此情況下斜向入射  $I_{fiber}(\theta_1)/I_{blackglass}(\theta_1)$  之比值與垂直入射條件下之  $I_{fiber}(\theta_1 = 0^\circ)/I_{blackglass}(\theta_1 = 0^\circ)$  之比值，並作圖如圖 5 所示。對照垂直入射之數值，斜向入射  $I_{fiber}(\theta_1)$  及  $I_{blackglass}(\theta_1)$  的反射強度則略高於垂直入射之條件，但是曲線趨勢非常接近。若入射角度  $\theta_1$  小於 20 度，兩者非常接近，然而高於 20 度，則兩者開始分離，角度越大差異越大。例如，在入射角度 20 度 (有效 N.A. = 0.35) 時兩者反射強度差異僅為 0.00184%，在入射角度高於 37 (N.A. = 0.6) 度時，則兩者差異及高達 0.038%。因此在入射角度小於 20 度時 (有效 N.A. = 0.35)，並不用特別考慮斜向入射角度所致的反射率誤差。

進一步分析在不同光纖折射率值下，斜向入射所造成之影響，黑色玻璃在波長 620 nm 其折射率  $n_{blackglass}$  為 1.522，然而一般待測光纖的折射率分布約在 1.442–1.522。圖 6 是  $I(n_{fiber}, \theta_i)/I(n_{blackglass}, \theta_i)$  比值與入射角度之關係。因此在入射角度小於 20 度時 (有效 N.A. = 0.35)，並不用特別考慮斜向入射角度所致的反射率誤差。

然而上述之角度分析，我們只考慮最大的入射角度，然而在顯微物鏡的聚焦，應該是一個椎狀聚焦，光源在不同角度會有不同強度分

布 (angular distribution)，以此以下進一步分析所有有效範圍內之所有角度一起列入考慮，來評估斜向入射角度所造成的量測誤差。若考慮以臨界角照明方法 (critical illumination) 取代柯式照明 (Kohler illumination)，將可取得更高之解析度，考慮一個均勻的聚焦角度分布 (uniform angular distribution)，平均有效比值  $\langle I(n_{fiber}, \theta_i) \rangle / \langle I(n_{blackglass}, \theta_i) \rangle$  將可表示為：

$$\frac{\langle I(n_{fiber}, \theta_i) \rangle}{\langle I(n_{blackglass}, \theta_i) \rangle} = \frac{\int_0^{\theta_{max}} I(n_{fiber}, \theta_i) d\theta_i}{\int_0^{\theta_{max}} I(n_{blackglass}, \theta_i) d\theta_i} \quad (6)$$

其中， $\theta_{max}$  是物鏡聚焦於待測光纖端面之之最大入射角度，平均有效比值  $\langle I(n_{fiber}, \theta_i) \rangle / \langle I(n_{blackglass}, \theta_i) \rangle$  仍是入射角度的  $\theta_i$  函數，做數值模擬分析後其關係如圖 7 之所示。平均有效比值  $\langle I(n_{fiber}, \theta_i) \rangle / \langle I(n_{blackglass}, \theta_i) \rangle$  與入射角度  $\theta_i$  之關係相對更不敏感，在入射角度低於 30 度以下，兩者比值可視為一定值而不隨入射角度而變，亦即代表 30 度之入射角度以下，幾乎不會引入反射率量測誤差。因此，透過上述之分析，為了提升量測之精準度，我們必須透過孔徑光欄來控制物鏡之聚焦角度，20 倍物鏡從原本最大聚焦角度為 37 度 (NA = 0.6)，必須手動控制孔徑光欄讓入射角度小於 30 度

(NA = 0.35)，50 倍物鏡則須從原本最大聚焦角度為 72 度 (NA = 0.95)，必須手動控制孔徑光欄讓入射角度小於 30 度 (NA = 0.35)。

因為入射角度已被控制在 30 度以內，因此入射角度引入之反射率量測誤差，將被忽略。經 CCD 取像之有效強度待測光纖端面反射影像  $I_{fiber}(x, y, \lambda)$  以及黑色玻璃之有效強度待測光纖端面反射影像  $I_{blackglass}(x, y, \lambda)$ ，分別可以表示為：

$$I_{fiber}^{CCD}(X, Y, \lambda) = S(X, Y, \lambda)A(X, Y, \lambda)I_{fiber}(x, y, \lambda) + I_{background}(X, Y, \lambda) \quad (7)$$

$$I_{blackglass}^{CCD}(X, Y, \lambda) = S(X, Y, \lambda)A(X, Y, \lambda)I_{blackglass}(x, y, \lambda) + I_{background}(X, Y, \lambda), \quad (8)$$

其中  $X$  及  $Y$  為在 CCD 影像之像空間座標位置， $x$  及  $y$  為物空間之座標位置， $\lambda$  是中心波長， $S(X, Y, \lambda)$  為 CCD 個別像素之相關靈敏度以及光譜響應(spectral responsivity)之整體效應， $A(X, Y, \lambda)$  則是整個顯微光路系統之衰減係數分布(distributions of the attenuation)， $I_{background}(X, Y, \lambda)$  則是 CCD 之背景雜訊，在此特別注意，完美不考慮像差情況下，針對一個放大率  $M$  倍之顯微鏡而言，物空間及像空間為一線性放大之關係，因此

$$X = M \times x \quad (9)$$

$$Y = M \times y \quad (10)$$

亦即物空間之待測光纖將被以同一放大倍率成像於像空間亦即成像於 CCD 而無任何座標變形。緊接著將方程式帶入方程式後，待測光纖之端面反射影像  $R_{fiber}(x, y, \lambda)$  可改寫為

$$R_{fiber}(x, y, \lambda) = R_{blackglass}(\lambda) \frac{I_{fiber}^{CCD}(X, Y, \lambda) - I_{background}(X, Y, \lambda)}{I_{blackglass}^{CCD}(X, Y, \lambda) - I_{background}(X, Y, \lambda)} \quad (11)$$

上述方程式揭示，由於引入端面拋光為鏡面之黑色玻璃做反射率之參考標準，因此，可以直接求得待測光纖之空間相關反射率影像分布，並不受到  $S(X, Y, \lambda)$  及  $A(X, Y, \lambda)$  之影響，亦不需要去量測這兩個

參數之影像分布。換句話說， $S(X, Y, \lambda)$  及  $A(X, Y, \lambda)$  之影響將被引入之黑色玻璃所消除。相同地，再將待測光纖之反射率分布之影像  $R_{fiber}(x, y, \lambda)$  代入 Fresnel 方程式中， $n_{fiber}(x, y, \lambda)$  待測光纖之折射率分布影像則可輕易被推得，如以下之關係：

$$n_{fiber}(x, y, \lambda) = \frac{1 + \sqrt{R_{fiber}(x, y, \lambda)}}{1 - \sqrt{R_{fiber}(x, y, \lambda)}} \quad (12)$$

### 3. 誤差分析

由上式之公式，顯而易見，反射率與折射率相互影響，從垂直入射條件 Fresnel 公式，反射率的微量變化  $\delta R$  與折射率微量變化  $\delta n$  之關係，可透過方程式 (12) 偏微分而整理取得下列方程式

$$\frac{\delta n_{fiber}(x, y, \lambda)}{n_{fiber}(x, y, \lambda)} = \frac{n_{fiber}^2(x, y, \lambda) - 1}{4n_{fiber}(x, y, \lambda)} \frac{\delta R_{fiber}(x, y, \lambda)}{R_{fiber}(x, y, \lambda)} \quad (13)$$

任何使用反射強度來量測反射率之系統中，燈源的穩定性是很重要的，因為燈源的不穩定性將會直接影響所量測的反射率值，而造成折射率的計算誤差。一般本研究所需要的影像擷取量測時間大約為 1 秒左右，可以完成一次樣品的掃描，然而切換不同樣品需要重新對焦，因此整個反射率量測程序約在 5 分鐘的測試時間中，鹵素燈源的強度變化如第三章章節所述，其強度變化在寬頻波段之中大部分都落在  $\pm 0.5\%$  以內，除了藍光波段和更長的近紅外波段之外可能達  $\pm 1.0\%$ 。藍色波段穩定度較差，是因為鹵素燈源在藍光波段有相對較低的強度。然而，近紅外波段穩定度較差則是因是矽基 CCD 光譜儀的近紅外波段響應度不佳之限制。在完美量測情況下，不考慮任何樣品之對焦及傾斜之情況下，量測之折射率因光源強度波動造成的反射率的變化，在 5 分鐘的測試時間內所造成最大測量折射率誤差可以估算為  $\Delta n \sim \pm 1.48 \times 10^{-3}$ 。考慮所有可能造成折射率量測誤差之原因，所有誤差之總和可表示為：

$$\delta R_{total}(x, y) = \delta R_{\theta} + \delta R_I + \delta R_T + \delta R_R + \delta R_F + \delta R_{\Delta D}(X, Y) + \delta R_{\Delta P}(X, Y) \quad (14)$$

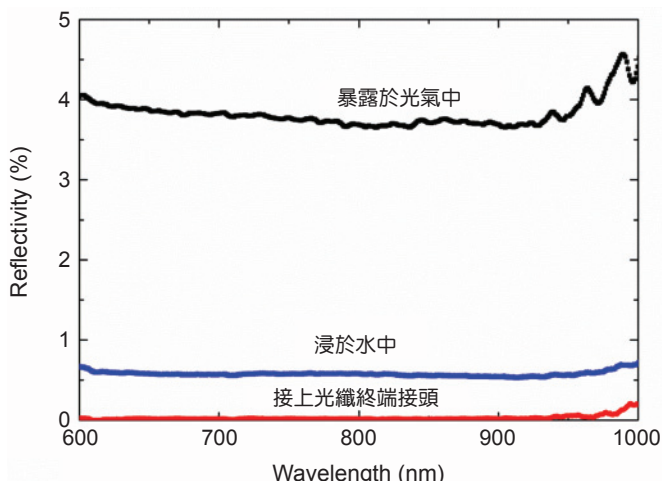


圖 8. 光纖背側端面分別暴露在空氣中、浸漬在水中以及使用光纖終端接頭之量測數據。

$SR_{\theta}$  是斜向入射角度所造成反射率之誤差，是光源強度飄移所造成反射率之誤差， $SR_T$  是光纖背側反向反射光所造成反射率之誤差，是黑色玻璃之反射率誤差以及  $SR_F$  是對焦誤差，這 5 項對於折射率分布之影響為一個直流偏移值之項目 (DC offset)，會影響折射率量測之精確度 (RIP accuracy)。至於另兩個參數為  $\delta R_{\Delta D}(X, Y)$  及  $\delta R_{\Delta P}(X, Y)$ ，前者為 CCD 表面之各像素間靈敏度之差異，後者則為待測光纖樣品端面之不平整度所造成之反射率誤差，這兩項誤差會造折射率解析度下降之主要原因，然而  $\delta R_{\Delta D}(X, Y)$  CCD 表面之各像素間靈敏度之差異，由之前之分析，透過黑色玻璃反射率校正參考片將可背有效消除，由於仔細選擇光纖之端切品質，根據雷射共焦顯微術的量測，端面品質都已達  $0.05\lambda$ ，接近於鏡面等級，因此忽略  $\delta R_{\Delta P}(X, Y)$  之影響。 $\delta R_F$  對焦誤差，若使用自動對焦或仔細小心

表 1. 幾種可能造成折射率量測誤差之列表

項目	$\delta R$	$\delta n$
$\delta R_{\theta}$	$\delta R = 0.00184\%$ at N.A.= 0.35	$\delta n = \pm 0.0002$
$\delta R_I$	$\delta R = \pm 0.0174\%$ at a 0.5% lamp fluctuation	$\delta n = \pm 0.001408$
$\delta R_T$	a. = 0.005% with fiber terminator b. = 0.5% from water boundary	$\delta n = \pm 0.0004$
$\delta R_R$	$0.0347^* \pm 1\% = \pm 0.000347$	$\delta n = \pm 0.002816$

對焦，此誤差可忽略不計，其餘相關量測誤差估計值，如表格 1 所示。

一般來說光纖核心與包層之折射率差值  $\Delta n$ ，單模光纖約為  $\sim 0.006$ ，而多模光纖約為  $\sim 0.03$ ，因為所有可能影響反射率之誤差都被前面所敘述之方法壓制到最低，因此我們可輕易得知，本套顯微影像反射率量測系統，由於引入熱致冷卻之 CCD 其具有 6000:1 之高動態對比及 16 位元之 A/D 轉換器，透過本研究提出之方法，將可達到影像空間解析度 (spatial resolution) 和折射率解析度 (RI resolution) 分別可優於  $1\mu\text{m}$  及  $2 \times 10^{-4}$ ，而折射率精確度 (accuracy) 從前面之分析，約可達  $\pm 5 \times 10^{-3}$ 。

### 三、實驗結果與討論

首先，觀察比較幾種抑制待測光纖背側之反射光之方法以降低量測誤差，如圖 8 所示的實驗結果，待測光纖背側端切後分別暴露在空氣中而不作任何處理、浸漬在水中以及使用光纖終端接頭。所測試待測光纖是 GIF625 多模漸變折射率光纖，由此圖可以看出，在 620 nm 測試波長下，光纖背側直接暴露在空氣中反射率，因為界面反射造成約為 3.8% 之反射率誤差。接著，一般文獻使用光纖背側浸入水中之前，這裡所量得的反射率誤差約 0.58%。然而，若將待測光纖背側接上 50-dB 光纖終端接頭，反射率誤差則可以進一步下降而低於 0.01%。很明顯，本研究所使用光纖終端接頭之是有效地抑制背側之反射光。

根據上述的實驗架設及所提出顯微反射率影像量測方法，對各種待測光纖進行測試。首先，一條



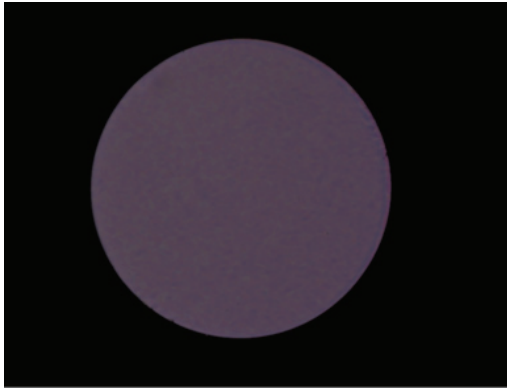


圖 9. 無核芯光纖之端面照片。

純熔融二氧化矽或稱無核芯之待測光纖，由於沒有任何離子摻雜，所以無核芯之待測光纖端面端切後，如圖 9 所示，應該會有折射率均勻之分佈，使用光纖切割刀精密端切無核芯之待測光纖端面，並用顯微影像觀察其端切品質，選擇端切品質較好之無核芯之待測光纖，來進行反射率量測。首先將濾光切換器選用紅色帶通濾波器，其中心波長為 620 nm 和 FWHM 半高寬為 10 nm 左右，實驗結果如圖 10 所示，同時比較由 Sellmeier 公式模型所計算的值做比較（折射率為 1.4574），可看出兩者差距大約為 0.002，而由於端切品質仍然有限，因此表面並非完美，所以所量測之折射率有些微波段，大約為 0.002 內，對照雷射共焦顯微鏡所量測表面粗糙度，約為 ~20 nm (rms)。

接下來測試超高數值孔徑光纖之端面折射率，使用 20 倍放大倍率之物鏡，中心波長為 620 nm，其端面影像如圖 11(a)，估計空間解析度約為 1.1  $\mu\text{m}$ 。如插圖之局部放大，可以看到核芯區較外包層明顯更亮，這是因為核芯具有較高的折射率，而其核芯約只有 4  $\mu\text{m}$ 。擷取三張影像超高數值孔徑光纖之端面、黑色玻璃參考校正片以及 CCD 之暗電流(此時將光源遮住)，分別比較如圖 11(a) 所示點 A 和 A' 之間的不同位置強度實驗結果對比，結果如圖 11(b) 所示，此 CCD 最大可有 65536 之量化值 (16 位元)，圖中紅色曲線則是黑色玻璃之顯微反射強度之影像一維強度分布，明顯可看出非常的均勻，均勻性之定義如下：

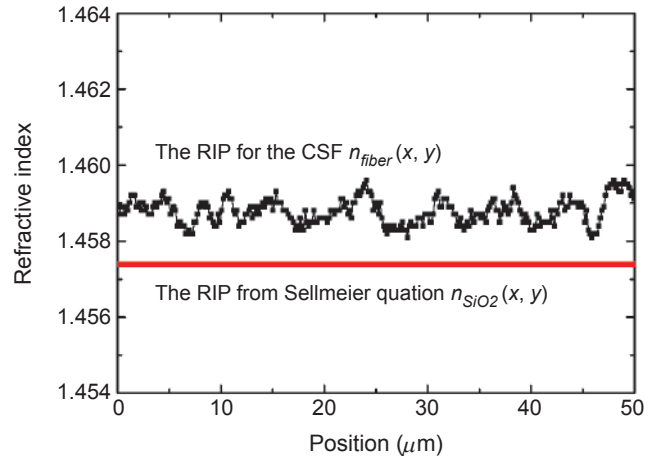


圖 10. 無核芯光纖之一維折射率分佈以及 Sellmeier 公式模型理論值比較。

$$U = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (15)$$

均勻性透過方程式之計算後，其均勻性差異低於 0.006 之強度變化，代表 Kohler 照明方式可使鹵素燈光在光纖端面的橫向表面均勻地照射，亦即可以提供良好之均勻照明用來實現高空間精度之量測。CCD 之背景強度需進一步消除，此時遮蔽光源，沒有任何光纖反射影像射入 CCD，此時 CCD 的強度值即為背景值，已在 620 nm 仍高達約為 2700 單位 (counts)，如圖之藍色背景曲線所示，然而在 980 nm 波段甚至高達 7000 單位。圖中黑色曲線為高數值孔徑光纖之端面反射強度，低於黑色玻璃參考標準片之反射強度，這是因為折射率較低之故，由於此光纖端面很容易端切，其端面品質非常良好，因此可以看出在核芯處有一瞬間之強度分布，在外包層中呈現一定值不隨位置太多起伏。透過所發展之校正程序，使用方程式將所擷取到的三張影像，超高數值孔徑光纖之端面、黑色玻璃參考校正片以及 CCD 之暗電流，透過影像處理軟體 Image J，使用所發展之程式，待測光纖端面為點 A 與 A' 之間的不同位置的空間折射率即可被輕易求得，分別取中心波長 620 nm 及 980 nm 波段，同一位置光纖端面之一維折射率分佈曲線，結果如圖 11(c) 所示，可以看到短波長 620 nm 的折射率略高於 980 nm 波段。其中 620 nm 波段之光纖

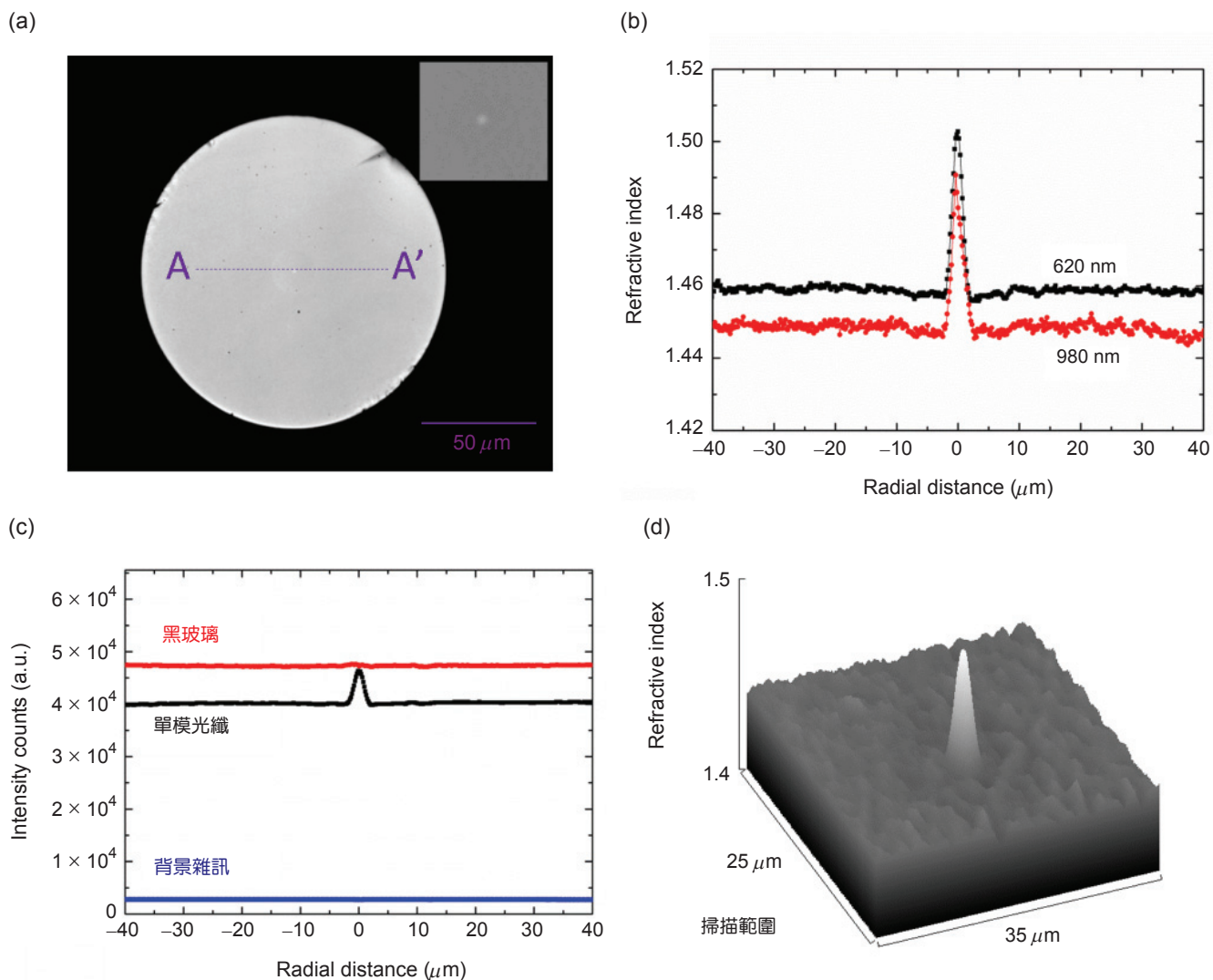


圖 11. (a) 超高數值孔徑光纖之顯微反射強度影像圖及其核芯範圍局部放大圖，(b) 超高數值孔徑光纖之端面、黑色玻璃參考校正片以及 CCD 之暗電流之反射強度一維分布，(c) 620 nm 及 980 nm 超高數值孔徑光纖之端面折射率一維分布，(d) 620 nm 超高數值孔徑光纖之端面折射率 3D 圖。

端面二維折射率分佈影像使用 3D 來做為呈現，如圖 11(d) 所示，待測光纖之核芯折射率明顯較高，呈現類似高斯之折射率分佈，在外包層的折射率，有些為起伏此乃光纖端面品質並非完美所致。核芯和外包層之間的折射率的差異  $\Delta n$  在 620 nm 和 980 nm 的波長分別為 0.043 和 0.042。待測光纖之數值孔徑經由計算，

$$N.A. = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (16)$$

超高數值孔徑光纖數值孔徑分別為約 0.36 和 0.35，量測推算之數值孔徑大小與光纖供應商所提供 0.35 之規格大致十分符合<sup>(34)</sup>。從許多再現性的實驗量測中觀察，折射率標準偏差  $\sigma_n$  (standard deviation) 為  $\pm 0.0017$ 。

緊接著，可見光之 600 nm 單模光纖 (SM600) 被本套系統量測其端面之折射率分佈，由於其核芯值經約只有  $4 \mu\text{m}$ ，為了解析核芯之折射率分佈，因此換上 50 倍之顯微物鏡，且使用中心波長為 580 nm 之帶通濾波器來量測可見光之 SM600 單模光纖端面之折射率分佈，顯微物鏡聚焦之入射角度

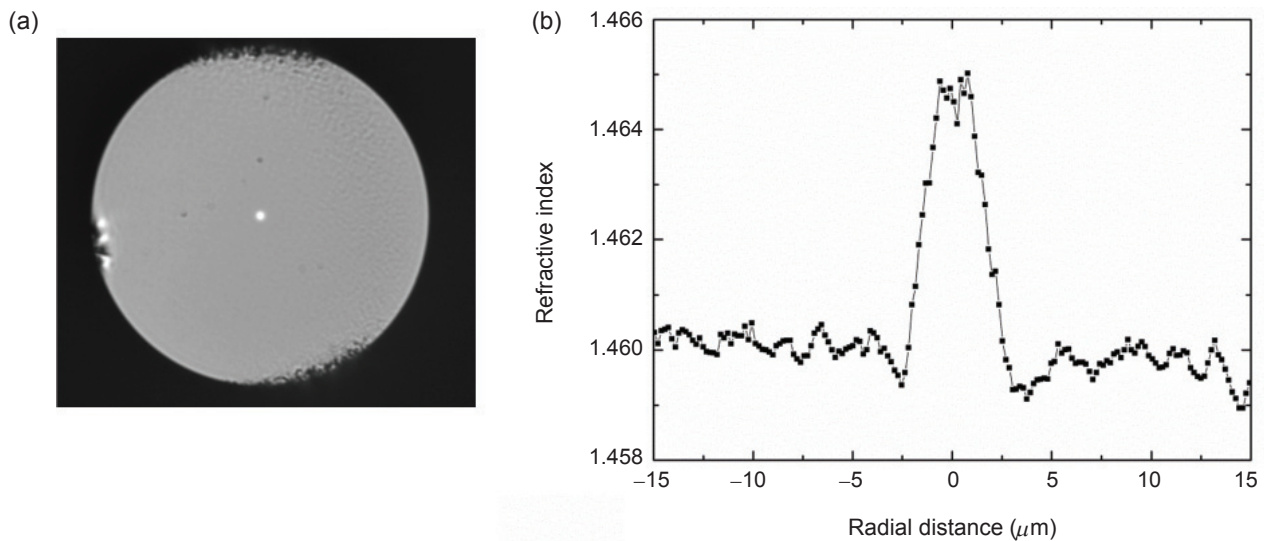


圖 12. 單模光纖 SM600 在 580 nm 波段 (a) 光纖端面影像圖，(b) 其一維折射率分佈圖。

仍然以手動調整孔徑光欄來控制，使得入射角度低於 30 度避免高角度之斜向入射所造成之反射率量測誤差，其光纖端面之一維折射率分佈，如圖 12 所示，此時空間解析度約小於  $1 \mu\text{m}$ 。由於單模光纖折射率差值非常小，因此一般量測方法不容易量測單模光纖之折射率分佈，透過本研究所展之方法，很容易量測出單模光纖折射率分佈，由於本系統擁有夠高之空間解析度，因此連核心中心之折射率差異 (central dip) 仍可被解析。透過量測，核芯和外包層之間的折射率的差異  $\Delta n$  為 0.0046，因此計算之光纖數值孔徑分別為約 0.116，量測推算之數值孔徑大小與光纖供應商 Thorlabs 所提供  $0.11 \pm 0.01$  之規格大致十分符合<sup>(34)</sup>。

另一個待測光纖為核芯  $62.5 \mu\text{m}$  之多模漸變折射率光纖 GIF625，由於多模漸變折射率光纖通常被用作近紅外光之光纖通訊之用，因此使用 800 nm 之帶通濾波片，來測量此波段之光纖端面折射率分佈，使用 20 倍顯微物鏡來量測，如圖 13(a) 所示，雖然多模態光纖的端切品質比單模光纖還差一些，外包層明顯有不平整之處切割痕跡，一般文獻上可以使用光纖熔接機 (fiber splicer)，利用小電流放電，可以改善光纖端面之切割品質不佳之問題，然而本研究使用 Ericsson FSU-900 進行放電微處理，但是實驗結果如圖 13(b) 及 (c) 所示，由於 GIF625 核芯區域及外包層因參雜 Ge 濃度空間梯度非常大，因此放電過程中，核芯容易被融

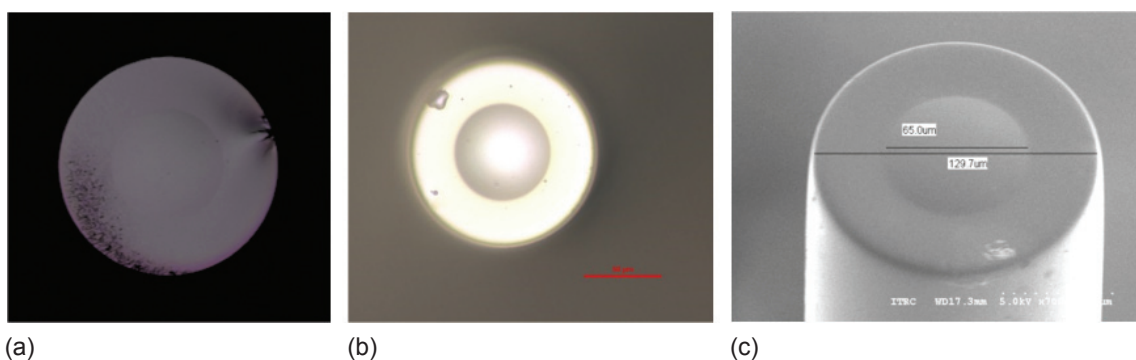


圖 13. GIF625 多模漸變折射率光纖 (a) 端切後端面反射影像圖，(b) 經電流微處理加工之顯微影像圖，(c) 經電流微處理加工之電子顯微影像圖。

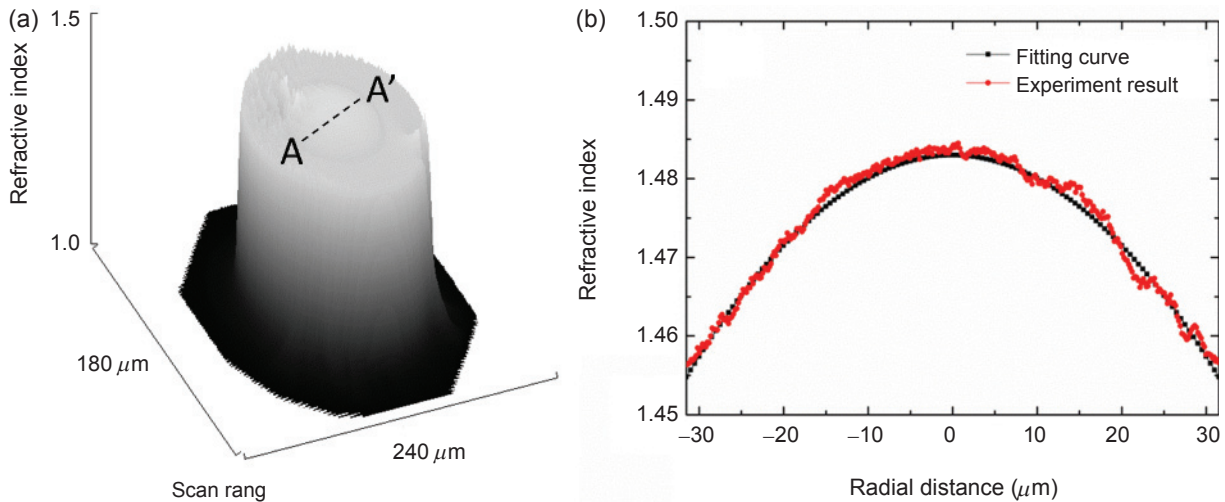


圖 14. GIF625 多模漸變折射率光纖 (a) 端面折射率 3D 圖，(b) 一維折射率曲線。

化，而形成類似光纖球透鏡之效果 (fiber lens)，由於具有曲率，反而不利於端面反射率之量測。因此，只能透過光纖端面切割，仔細選擇較好的光纖端面作為帶測樣品，通常核芯區之切割品質還不錯，而不會因為端面切割品質太差而影響折射率之量測品質。透過前一章節所發展出來之校正計算程序，空間一維及二維影像之折射率分別可輕易量得，如圖 14(a) (b) 所示。如圖 14(a) 所示為多模漸變折射率光纖 GIF625 的端面射率之 3D 立體圖，如前面章節所敘述，有一視場光欄 (field stop) 被用來手動調整直徑來降低入射之視場角度，避免在顯微光路中由於多片鏡片之反射所導致之雜光投影至擷取之 CCD 造成量測誤差，由圖可以明顯看出，手動調整視場光欄發揮預期效果，在視場光欄之投影黑暗處以內，待測光纖端面的外圍折射率為 1.0，亦即是空氣之分佈，亦即代表沒有任何雜光被打到 CCD 相對應之位置造成量測誤差。因此，為了呈現多模漸變折射率光纖之核芯曲之折射率一維變化曲線分佈，圖 A 和 A' 之間的空间用來呈顯折射率分佈，如圖 14(b) 所示，只秀出核芯空間之折射率分佈，明顯可看出折射率分佈呈現一拋物面線之漸變曲線，與文獻上之量測數據擬合比較  $(n(r) = n_1 \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha}, \alpha = 2)$ ，兩者曲線十分接近，折射率誤差約為 0.001。透過量測，核芯中芯與外側邊緣之折射率的差異  $\Delta n$  為 0.028，因此計

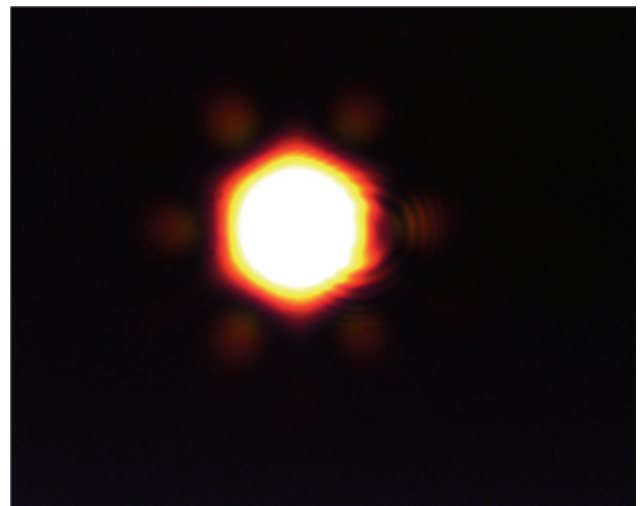


圖 15. LMA-5 光子晶體光纖之白光導光之影像。

算之光纖數值孔徑分別為約 0.285，量測推算之數值孔徑大小與光纖供應商 Thorlabs 所提供  $0.275 \pm 0.015$  之規格大致符合<sup>(34)</sup>。

使用光子晶體製造技術所製造的光子晶體光纖，比傳統光纖有更好的傳輸特性，一般廣泛應用到光纖通信、生物、白光光源產生與導光以及光纖感測器等領域。其具有周期性排列之規則光學結構的，會有不同的等效折射率分佈折射率。本研究也嘗試進行光子晶體光纖 (large mode photonic crystal fiber, LMA-5) 之端面反射率之量測。首先為了簡易證明其導寬頻白光之能力，因此在端面耦合入一寬頻 LED 白光，光纖尾端接到顯微鏡頭來看光場分

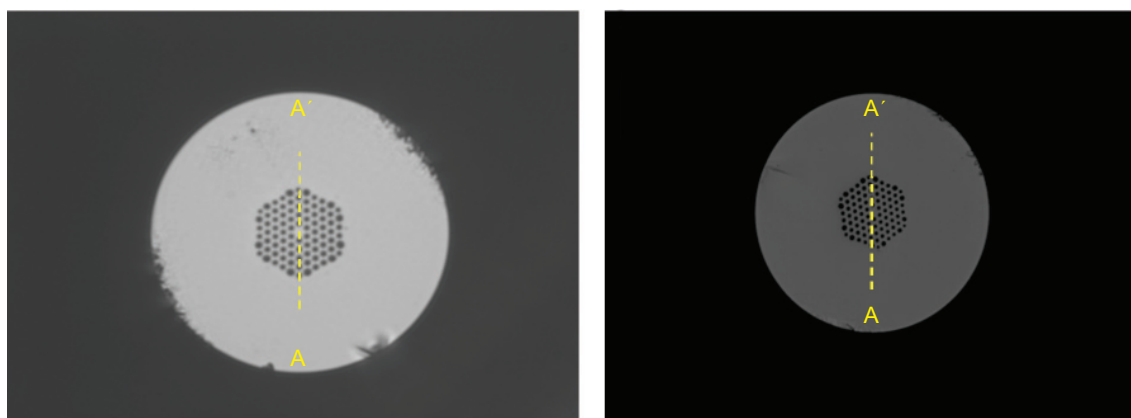


圖 16. LMA-5 光子晶體光纖 (a) 一般顯微鏡端面照片，(b) 雷射共焦顯微鏡端面照片。

布，如圖 15 所示，所有白光被拘限在六角形之等效核芯中，明顯看出影像確實能有白光之分佈且並沒有特別看到色散之情形。

本研究嘗試以本套顯微反射率影像量測方法與一市售雷射共焦顯微鏡，來進行端面折射率之比較，圖 16(a) 為本顯微鏡搭配 20 倍物鏡所取得之影像，圖 16(b) 則為雷射共焦顯微鏡所取得之影像，樣品並非同一根，所以影像有些許差異。不過明顯可看出雷射共焦顯微鏡的動態對比優於本套顯微反射影像量測系統。

為了進一步看光子晶體光纖的核心區之折射率所推得之折射率，本研究使用 50 倍放大倍率之物鏡搭配前面所提及控制孔徑光欄及視場光欄，所得反射率影像如圖 17(a)，其折射率分佈則如圖 17(b)

所示，仍可明顯看出核芯區折射率較高，然其折射率分佈影像之品質受到光子晶體光纖之微結構及端面品質影響甚鉅。進一步作數據分析，來比較本研究之方法及雷射共焦顯微術之方法。如圖 18 所示，以雷射共焦顯微術來獲得光子晶體光纖端面之折射率分佈，效果比本研究之方法好很多，推測其原因主要為顯微光路因聚焦角度之能控制的範圍有限 (高於 20 度) 因此仍有大角度之斜向入射因此造成雜散光而造成折射率量測誤差。未來若以遠心型之高倍率顯微物鏡 (telecentric objective lens)，由於其聚焦角度可控制到較小角度 (可以小於 5 度)，因本研究之方法若能搭配此種遠心型之高倍率顯微物鏡，應有可能改善光子晶體光纖端面折射率之量測品質。

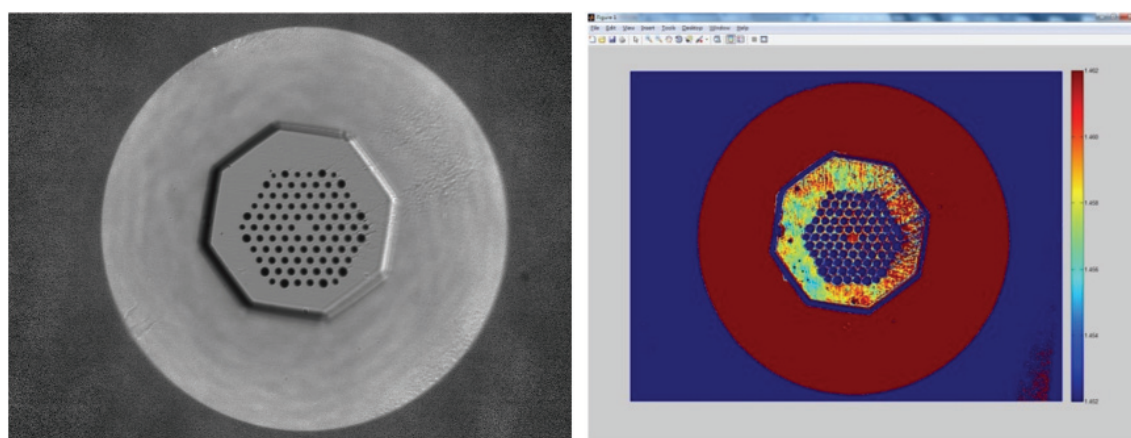


圖 17. LMA-5 光子晶體光纖 50 倍物鏡之量測 (a) 顯微鏡端面反射強度影像照片，(b) 顯微鏡端面折射率影像照片。

## 四、結論

總結，本研究已成功地開發發展反射率顯微影像量測方法，係使用搭配可切換波長鹵素光燈搭配顯微鏡及熱致冷卻高動態範圍之 CCD，來擷取端切光纖的表面反射強度影像，透過自製黑色玻璃作為反射率參考標準片，透過所發展之校正方法則可以推得各種光纖多波長的折射率影像分佈。影像空間解析度 (spatial resolution) 和折射率解析度 (RI resolution) 分別可優於  $1\ \mu\text{m}$  及  $2 \times 10^{-4}$ ，而折射率精確度 (accuracy) 最主要受限於燈源之穩定性，約達  $\pm 1.5 \times 10^{-3}$ ，引入一個自製拋光之黑色玻璃測得的光譜反射率作為參考標準，透過所發展之校正程序 CCD 各像素間靈敏度差異和不同波長之響應度都可被消除而提量測光纖折射率解析度。此外，所有待測光纖尾端都接上終端接頭進一步避免光纖的背側反射光之干擾而造成反射率量測誤差。另外，孔徑光闌被用來降低入射於光纖端面之角度，避免引入過大之斜向入射造成反射率的誤差。本研究透過所發展的量測方法，在各種光纖端切端面上之絕對反射率可以被精確地測量，並可以推得在波段  $400\ \text{nm}$  至  $1100\ \text{nm}$  多個波段下之折射率影像分佈。經過本研究方法驗證不僅適用於一般單模光纖，亦可適用於無核芯光纖及超高數值孔徑光纖，和多模漸變折射率光纖。本方法亦嘗試測試光子晶體光纖，與雷射共焦顯微鏡相比，效果相對不佳，未來可能需要以遠心物鏡 (telecentric objective lens) 以相對準直光來進行反射率量測。

## 致謝

感謝科技部計畫 MOST 105-2622-E-492-005-CC3 及 MOST 103-2622-E-492-019-CC3 之經費補助。本研究特別感謝許根玉教授、陳永富教授、黃建堯博士之諮詢協助。

## 參考文獻

1. C. J. Weng, K. Y. Hsu, and Y. F. Chen, *Opt. Express*, **23**, 11755 (2015).
2. M. Young, *Applied Optics*, **20**, 3415 (1981).
3. N. Gisin, R. Passy, and B. Perny, *Journal of Lightwave*

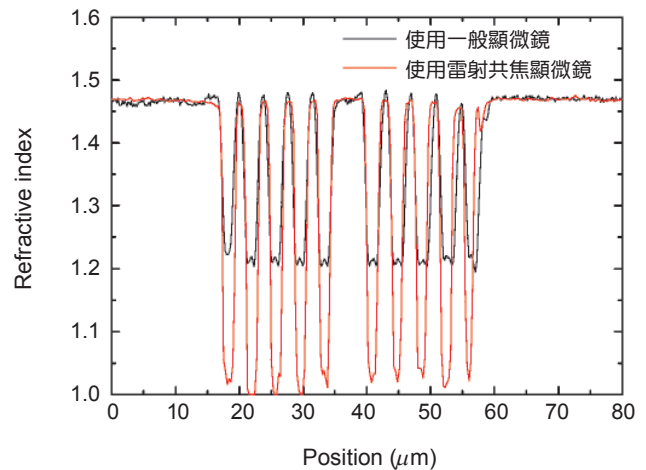


圖 18. 以本研究方法及雷射共焦顯微術方法量測 LMA-5 光子晶體光纖之一維折射率分佈。

- Technology*, **11**, 1875 (1993).
4. Norman H. Fontaine and Matt Young, *Applied Optics*, **38**, 6836 (1999).
5. P. L. CHU, *Electronic Letters*, **13**, 736 (1977).
6. D. Marcuse and H. M. Presby, *Applied Optics*, **18**, 14 (1979).
7. Toshiaki Iwai and Shigetada Kobayashi, *Applied Optics*, **27**, 2344 (1988).
8. Joseph Shamir, Nachum Shamir, Nir Karasikov, *Optical Engineering*, **27**, 587(1988).
9. P.L. Chu et al, *Appl. Opt.* **18**, 1117 (1979).
10. B. Kouskousis et al, *Applied Optics*, **47**, 5182 (2008).
11. A. Roberts et al, *Opt Lett*, **27**, 2061 (2002).
12. N.M. Dragomir et al, *IEEE Photon Technol Lett*, **17**, 2149 (2005).
13. B.L. Bachim et al, *Opt. Lett.*, **30**, 1126 (2005).
14. B.L. Bachim et al, *Appl. Opt.* **44**, 316 (2005).
15. E. Ampem-Lassen et al, *Opt Express* **13**, 3277 (2005).
16. W. Gorski et al, *Opt Lett*, **32**, 1977 (2007).
17. N.M. Dragomir et al, *Microsc Res Tech*, **71**, 5 (2008).
18. F. El-Diasty, *Opt. Lasers Eng.*, **46**, 291 (2008).
19. E. Ampem-Lassen et al, *Opt. Express*, **16**, 10912 (2008).
20. A.D.Yablon, *J. Lightwave Technol.*, **28**, 360 (2010).
21. M. Ikeda, M. Tateda, and H. Yoshikiyo, *Appl. Opt.*, **14**, 814 (1975).
22. W. Eickhoff, E. Weidel, *Optical and Quantum Electronics*, **7**, 109 (1975).
23. Mitsuhiro Tateda, *Appl. Opt.*, **17**, 475 (1978).
24. T. Wilson, J. N. Gannaway, C. J. R. Sheppard, *Optical and Quantum Electronics*, **12**, 341 (1980).
25. Y. Youk and D. Y. Kim, *Appl. Opt.*, **46**, 2949 (2007).
26. Y. Youk et al, *IEEE Photon Technol. Lett.*, **19**, 810(2007).
27. Y. Park, N. H. Seong, Y. Youk, and D. Y. Kim, *Meas. Sci. Technol.* **13**, 695 (2002).
28. S. T. Huntington, K. A. Nugent, and A. Roberts, P. Mulvaney, K.

- M. Lo, *J. Appl. Phys.* **82**, 510 (1997).
29. I. P. Radko, V. S. Volkov, S. I. Bozhevolnyi, J. Henningsen, and J. Pedersen, *Laser Phys. Lett.*, **2**, 440 (2005).
30. P. Pace et al, *Opt Express*, **12**, 1452 (2004).  
Wan-Shao Tsai, Way-Seen Wang, and Pei-Kuen Wei, *Applied Physics Letters*, **91**, 061123-1-3 (2007).
31. Fang-Wen Sheu and Heng-Jian Jhang, *Opt. Express*, **21**, 2403 (2013).
32. Ling Yin , H. Huang, W.K. Chen, Z. Xiong, Y.C. Liu, P.L. Teo, *International Journal of Machine Tools & Manufacture*, **44**, 659 (2004)
33. James W. Fleming, *Applied Optics*, **23**, 4486 (1984).
34. Thorlabs company website, <http://thorlabs.com>.



翁俊仁先生為國立交通大學光電工程研究所博士，目前任職於財團法人國家實驗研究院儀器科技研究中心應用光學技術組擔任副研究員之職務。

Chun-Jen Weng received his PhD degree in Electro-Optical Engineering from National Chiao Tung University. He is currently an associate researcher at the Instrument Technology Research Center of National Applied Research Laboratories. He has been conducting research on microspectrophotometry.