

# 利用內嵌杜夫稜鏡之非平衡式馬赫-曾德爾干涉儀產生光渦流陣列雷射光束

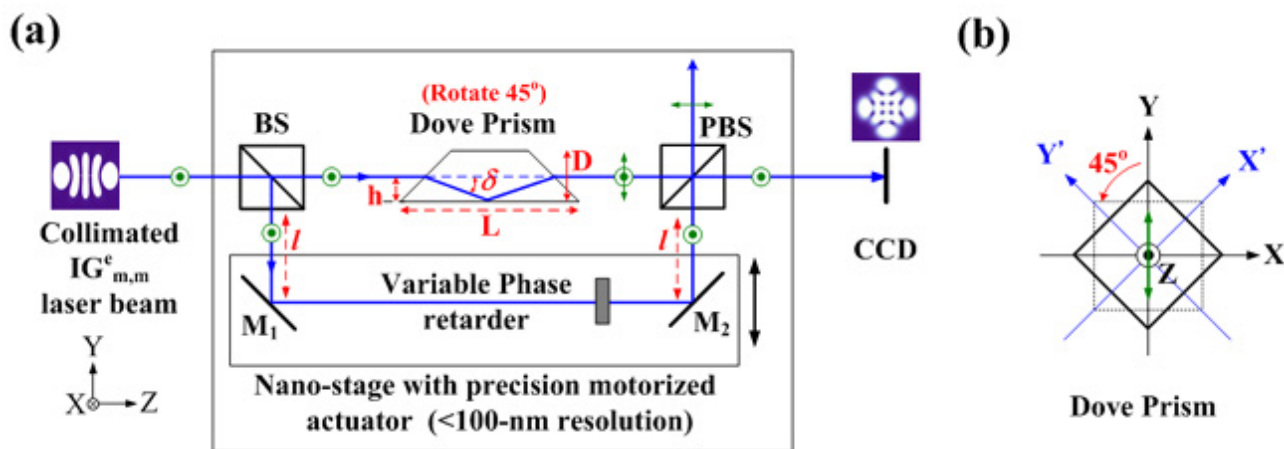
朱淑君

國立成功大學理學院物理學系助理教授

scchu@mail.ncku.edu.tw

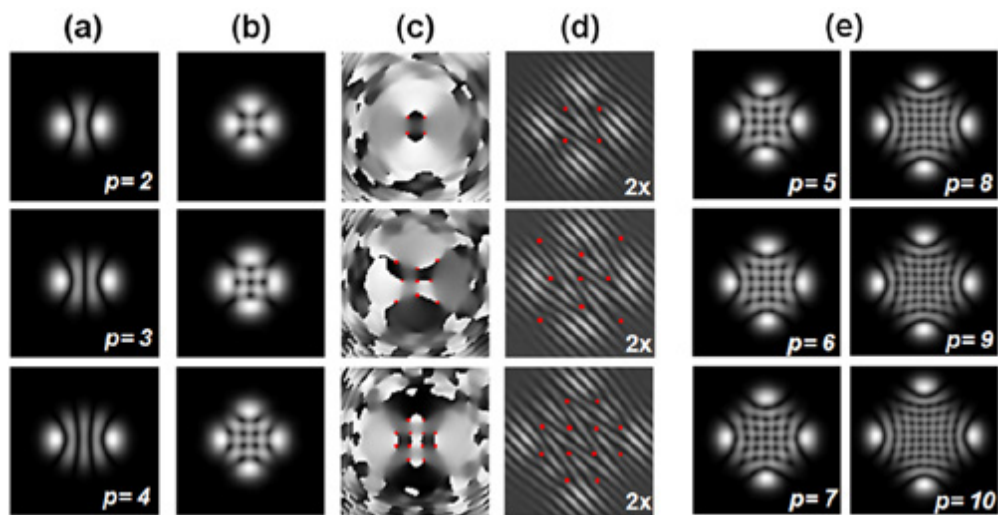
OPTICS EXPRESS Vol. 16, No. 24, pp. 19934-19949 (24 November, 2009)

**本**研究提出一個內嵌杜夫稜鏡之馬赫-曾德爾干涉儀，可將偶數型的恩司-高斯模— $IG_{p,p}^e$  模，轉換為內嵌 $p \times p$ 個光渦流陣列的雷射光束。圖一為提出的干涉儀架構，其與非平衡式的馬赫-曾德爾干涉儀非常類似，其差別僅在干涉儀的其中一個分支嵌入了一個旋轉的杜夫稜鏡。經由此干涉儀所產生的光渦流陣列雷射光束，無論經由傳播或是聚焦時，均能維持其橫剖面之陣列輪廓，因而能將光鉗應用或是原子捕捉延伸為二維陣列，並能用來探討光與粒子及原子間的角動量轉換。



圖一、(a)干涉儀結構圖、(b)杜夫稜鏡於干涉儀中的架設方式。各位置光場的偏振態由綠色表示。

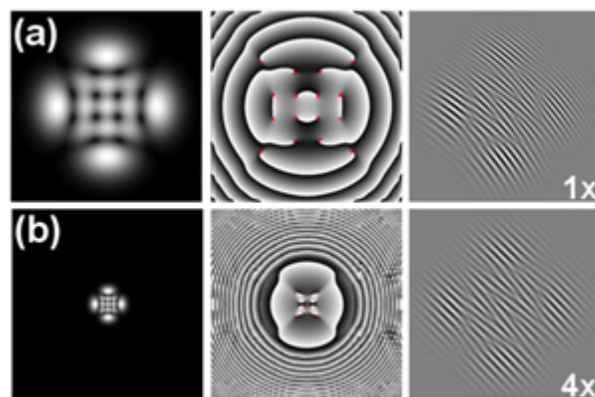
如圖一所示，入射的線偏振 $IG_{p,p}^e$ 雷射光束(橫電波)通過分光鏡BS後分為兩道次光束。反射鏡 $M_1$ 、 $M_2$ 反射其中一道次光束，另一道次光束通過旋轉的杜夫稜鏡。杜夫稜鏡於光束定位上有一個有趣的特性，當杜夫稜鏡相對光軸旋轉45度時，通過杜夫稜鏡的次光束會相對光軸旋轉90度角。兩道次光束在通過偏振分光鏡(PBS)後，會合成為一道光束。其中，通過杜夫稜鏡的次光束，在稜鏡內部因發生一次內全反射所引致的橫磁波可經由此偏振分光鏡(PBS)排除。此外，為了使次光束能同軸通過杜夫稜鏡，稜鏡底部與光軸的距離為 $h$ ， $h = [\tan\delta / (1 + \tan\delta)] \times (L/2)$ ，其中 $L$ 是杜夫稜鏡的底面長度、 $\delta$ 為次光束入射杜夫稜鏡時面上發生折射之偏向角。而兩面反射鏡 $M_1$ 、 $M_2$ 的架設需使兩道次光束的光程幾乎相等，即滿足： $h \times [(nd/\sin\delta) - (1/\tan\delta)] \sim l$  ( $nd$ ：杜夫稜鏡的折射率)。兩道次光束傳播至PBS時之間的相位差 $\Delta\phi$ 可利用可變相位延遲器控制為 $\pi/2$  (例如：利用電控奈米平台或相位可調液晶)。於電漿耦合偵測器(CCD)上可觀測到，由兩道次光束疊加所產生的光場為光渦流陣列雷射光束，光束內嵌了 $p \times p$ 個光渦流。其中兩道次光束間的相位 $\pi/2$ 延遲相當於在兩道疊加的次光束間引入一係數 $i$ 。因此，經由干涉儀產生的光渦流陣列雷射光場 $U_{VL}$ 可表示為 $U_{VL} = IG_{p,p}^e - i \times [IG_{p,p}^e]^T$ ，其中符號 $[\ ]^T$ 表示轉置運算，即將方括號內的光場旋轉90度。



圖二、(a)  $IG_{p,p}^e$  模振幅分佈， $p=2$  to 4。(b)(c)經由疊加 $IG_{p,p}^e$ 模及其旋轉90度之光場所產生之光渦流陣列雷射光束之振幅及相位分佈，兩個次光場間有 $\pi/2$ 相位延遲。(d)光渦流陣列雷射光束於傾斜平面波之干涉圖形。(e)更多由高階 $IG_{p,p}^e$ 模轉換而產生之光渦流陣列雷射光束之振幅分佈 (階數  $p=5$  to 10)。

產生的光渦流陣列雷射光束其內嵌的光渦流數目可經由增加入射 $IG_{p,p}^e$ 雷射光束的階數 $p$ 而提高。圖二(a)為模擬的 $IG_{p,p}^e$ 雷射光束分佈。圖二(b)及圖二(c)分別為對應各階入射的 $IG_{p,p}^e$ 雷射光束時，疊加兩道次光束所產生的光渦流陣列雷射光束之振幅、相位分佈；兩道次光束分別為 $IG_{p,p}^e$ 雷射光束及具 $\pi/2$ 相位延遲之旋轉90度的 $IG_{p,p}^e$ 雷射光束。由圖二(c)可以發現，由干涉儀所產生的光渦流陣列雷射具有許多光渦流，其為相位的奇異點與波前曲率混合導致的結果。圖二(d)為光渦流陣列雷射光束與傾斜平面波干涉圖形，此圖中如叉子一般的圖案均為一分為二的條紋，即這些光束內嵌的光渦流均為一階光渦流。圖二中紅點所標示之光渦流的位置，恰為圖二(b)中的暗點位置。圖二(e)為其他更多由高階 $IG_{p,p}^e$ 模轉換所產生之光渦流陣列雷射光束。這些雷射光束中均含有許多排列成陣列的形式的暗點，這些暗點指出了光束內嵌的一階光渦流的所在位置。此種內嵌有陣列排列的光渦流的雷射光束可應用為新型態的光鉗或是用以研究光與微粒子或原子間的角動量轉換。

若欲將此類光渦流陣列雷射光束應用在光鉗或其他應用上，如原子導引及捕捉，則需清楚此類光渦流陣列雷射光束的傳播及聚焦特性。圖三為不同情形下光場之強度分佈、相位分佈及與傾斜平面波干涉之圖形。圖一中CCD距離入射的 $IG_{p,p}^e$ 雷射光束的腰點1公尺遠，圖三(a)為CCD後方四公尺處光場對應的圖案；圖三(b)則為光渦流陣列雷射光束經焦距為1.5公尺的透鏡聚焦後，焦平面上光場對應的圖案。使用具有不同腰寬的 $IG_{p,p}^e$ 雷射光束入射或是使用不同焦距的透鏡均可得到類似的圖案。圖三(a)顯示，由干涉儀得到的光渦流陣列雷射光束，即便經過傳播後，光場仍維持其陣列圖案。簡言之，當傳播距離逐漸增加，光渦流陣列雷射光束的波前逐漸與球面波前混合，但光渦流的相位分佈依然內嵌於球面波前，如圖中紅點所標示。圖三(b)顯示，即使光渦流陣列雷射光束於聚焦時，其光場仍維持其光渦流陣列圖案。事實上，光渦流雷射光束的遠場繞射圖形與圖三(b)圖案相同。此現象反映了一眾所周知的高斯光束的特性：高斯光束近場圖案經過富立葉轉換後（即其遠場圖案）仍為高斯分佈，任一高斯光束的聚焦後的圖案會重現其本身的光場分



圖三、光場之強度分佈、相位分佈及干涉圖形 (模擬的光渦流陣列雷射光束與傾斜平面波之干涉條紋)。(a)中光場為於CCD之後再傳播4公尺之光場。(b)中光場為經過聚焦透鏡後於後焦面上所得之光場 (透鏡焦距為1.5公尺)。

佈。此處，聚焦的光渦流陣列雷射光束圖案只不過是兩個聚焦後的高斯光數（即 $IG_{p,p}^e$ 光束及旋轉90度的 $IG_{p,p}^e$ 光束 $[IG_{p,p}^e]^T$ ）以相位差 $\pi/2$ 疊加的結果，因此仍具有相同的光渦流陣列圖案。

總而言之。本研究提出了一個產生光渦流陣列雷射光束的新方法。所提出的系統由內嵌一個杜夫稜鏡的非平衡式干涉儀構成。此架構能夠將入射的恩司高斯模— $IG_{p,p}^e$ 模轉換為具有 $p \times p$ 個光渦流的光渦流陣列雷射光束。各不同階的 $IG_{p,p}^e$ 模可在末端激發的固態雷射輕易地經由控制離軸激發來產生。本研究模擬了此類型的光渦流陣列雷射的產生並探討此類光束的傳播特性。經由此方式所產生的光渦流陣列雷射光束可以應用在二維陣列型式的光鉗應用及原子捕捉，或用在探討光與微粒子或原子間的角動量轉換。

*Copyright 2010 National Cheng Kung University*