

任意光波形產生之原理與其在毫米波光子學上的應用

Principle of Optical Arbitrary Waveform Generation and Its Application in Millimeter-Wave Photonics

陳奕勳、黃承彬

Yi-Shiun Chen, Chen-Bin Huang

本文將詳細介紹傅立葉轉換光脈衝塑型器的基本架構與設計原理，以期讀者了解傳統光脈衝塑型的限制，並從而點出任意光波形產生的獨特性。本文的第二部分將著重於任意光波形產生的新面向以及兩大要素：逐線塑型與光頻梳光源。本文的最後一部分，將討論任意光波形產生在毫米波光子學上的應用。

The basic construction and design principle of a Fourier-transform optical pulse shaper is explained. The fundamental limitation and distinction between conventional pulse shaping and optical arbitrary waveform generation are noted. The new aspects and the two necessary constituents of optical arbitrary waveform generations are described. In the last part, applications of optical arbitrary waveform generation in millimeter-wave photonics are discussed.

一、前言

光脈衝塑型 (optical pulse shaping) 是一個在超快光學 (ultrafast optics) 中廣泛地被用來產生或改變光學波形的一個技術⁽¹⁾。脈衝塑型在許多不同領域的科學突破上扮演著關鍵的角色。舉例而言，如分子運動的控制⁽²⁾、量子態與原子波函數的操控^(3, 4)、可選擇的化學反應^(5, 6)、非線性光譜和顯微術的實現^(7, 8)，以及 X 射線產生之優化等⁽⁹⁾，都可見到光脈衝塑型的貢獻。在本文的第二節中，將詳細介紹最具代表性的傅立葉轉換光脈衝塑型器 (Fourier-

transform optical pulse shaper) 的基本架構與設計原理，以期讀者了解傳統光脈衝塑型的限制。近年來，光脈衝塑型又發展到一個新的境界——任意光波形產生 (optical arbitrary waveform generation)。在本文的第三節中將解釋傳統光脈衝塑型與任意光波形產生的差異，並且探討任意光波形產生的獨特性、所需要的特殊要素，以及其所允許的脈衝新面向。在本文的最後部分裡，將討論任意光波形產生在毫米波光子學 (millimeter-wave photonics) 上的應用以及近期實驗結果。

二、脈衝塑型器原理

傅立葉轉換光脈衝塑型器的架構十分簡單，但是透過它，光脈衝的相位 (phase)、強度 (amplitude)，甚至是偏振態 (polarization)，都可以自由地被控制。以下將介紹傅立葉轉換脈衝塑型器作用的原理。圖 1 所示為一個反射式光纖化的脈衝塑型器。雷射光源透過光纖，由光循環器 (optical circulator) 的 1 號口進入，並由 2 號口出來。接著經由光纖準直器 (fiber collimator)，將光纖中行進的雷射光轉為準直化的高斯光束，以利於空氣中傳播較長的距離。穿過極化分光鏡 (polarization beam splitter) 後入射於一光柵上。不同頻率的光成分，經光柵的繞射後角度不同，會透過一焦距為 f 的透鏡聚焦於反射鏡上不同的位置。反射後，循原路徑經光準直器重新耦合回光纖，回到光循環器的 2 號口後，從 3 號口出來。

脈衝塑型器的原理在於利用光柵，使一個時間上短脈衝的頻率組成成分在空間上分散開來。而光柵至透鏡以及透鏡至反射鏡恰好距離一個 f 值時，整體的效應就是對時域 (time-domain) 做傅立葉轉換至頻域 (frequency-domain)，因此而得傅立葉轉換脈衝塑型器之名。原本是時間上超短 (< 1 ps) 的光脈衝，卻因為傅立葉轉換之後，變成了能夠用慢

速元件調控的頻譜成分。此時，只要在反射鏡之前置放一個光空間調置器 (spatial light modulator)，即可對分布於不同空間的不同頻率成分光作適當的調控，同時於塑型器的輸出端，透過反傅立葉轉換，得到塑型後的時域短脈衝。

三稜鏡 (prism) 同樣可以因為光在介質中的折射率差異，透過不同頻率成分折射角度的不同 (此稱為角色散，angular dispersion) 的現象，在空間中解析出不同頻率成分的光。但由於其角色散的能力較光柵而言往往小了兩個數量級，因此對於要達到較好解析度的脈衝塑型器而言，通常會選擇使用光柵。但是，使用光柵的脈衝塑型器架構當中，需要放進極化控制器 (polarization controller)。原因是入射光的偏振方向，一般來說都會影響光柵繞射的強度。入射光的偏振方向與光柵溝槽方向垂直時，通常都可以得到最好的繞射比例。

為了更深入地了解一脈衝塑型器在實驗上是如何設計的，首先要從光柵繞射的公式開始探討：

$$d(\sin\theta_i + \sin\theta_d) = m\lambda \quad (1)$$

其中 θ_i 及 θ_d 分別為光束在光柵上的入射角及繞射角，而 d 為光柵溝槽的週期。對等號兩側分別微分後，可以得到

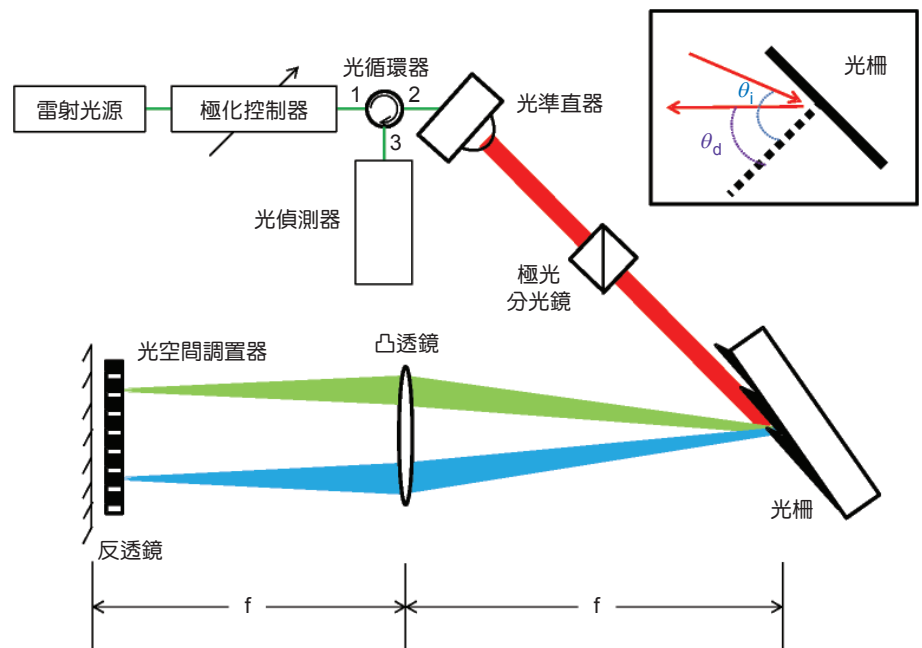


圖 1.
反射式傅立葉轉換脈衝塑型器
示意圖。

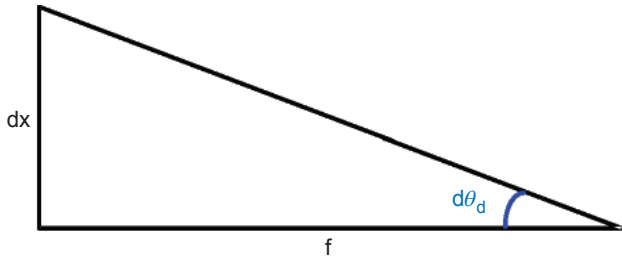


圖 2. 脈衝塑型器角色散與空間分辨關係。

$$d \cdot \cos \theta_d \cdot d\theta_d = m \cdot d\lambda \quad (2)$$

並且由三角函數的近似令 $dx \approx f \cdot d\theta_d$ (參考圖 2)，
推得 $\frac{\theta_d}{x} = \frac{1}{f}$ ，整理合併後得到

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{d \cos \theta_d}{f} \quad (3)$$

其中 dx 是常由光空間調置器一個控制像素的寬度
(常見的液晶調控模組顆粒寬度其 20 至 100 μm)，
並可由近似推廣到

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta x} = \frac{d \cos \theta_d}{f} \quad (4)$$

透過公式 (4)，基本上一個脈衝塑型器的頻率解析度已經被定義了。越好的頻率解析度，在此式中代表即便一個小的波長差異，就能夠轉換到很大的空間差距。因此，密的光柵有大繞射角度以及大 f 值，皆有利於一個高解析度脈衝塑型器的設計。

但是真正的頻率解析度，仍有待在反射鏡上聚焦點的高斯光束最小半徑之設計。根據高斯光束的理論，若繞射後的光束半徑為 w_d ，而 w_0 為在反射鏡上聚焦點的光束半徑，則 $w_0 = \frac{\lambda f}{\pi w_d}$ ；同時由入射和繞射角度之間的關係 (參考圖 3)，便可知道 w_d 與入射光束半徑 w_i 之間的關係為 $w_d = \frac{w_i \cos \theta_d}{\cos \theta_i}$ 。結合此兩關係式，可以得到

$$w_0 = \frac{\lambda f \cos \theta_i}{\pi w_i \cos \theta_d} \quad (5)$$

對於一個高解析度的脈衝塑型器，我們希望 w_0 能

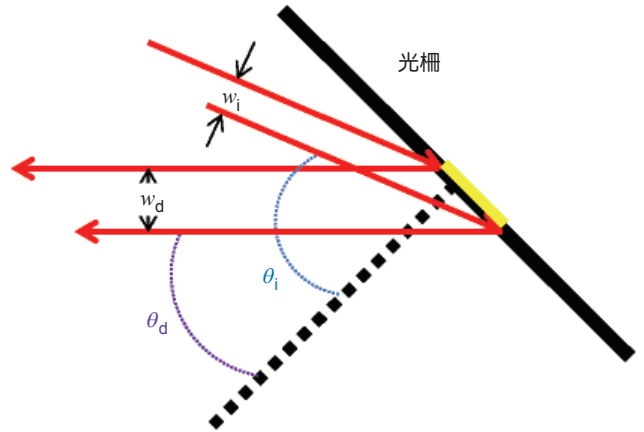


圖 3. 光柵入射、繞射角度與光束大小示意圖。

夠越小越好。也代表入射角度大於繞射角度較佳，且透鏡焦距 f 越小越好。但透鏡焦距的關係與公式 (4) 之結論相抵觸，所以此時應回過頭來選擇恰當之光準直器的出光半徑 w_i ，即可初步完成一脈衝塑型器的基本參數設定。

由以上的介紹來看，脈衝塑型器的設計需要依循一定的步驟。但用前文推導的公式繪圖，選擇較佳的組合，必要時可藉由特殊規格的光學元件，脈衝塑型器的設計是可以靈活改變的。首先，可以先由公式 (1) 得到圖 4，再由公式 (3) 中不同的 f 值畫出圖 5，找出符合設計的角度以及透鏡焦距。由於 w_d 越大， w_0 越小，所以設計脈衝塑型器的時候，光的入射角度大於繞射角度會是比較好的作法。如果想要以脈衝塑型器可涵蓋的頻寬作為設計的優

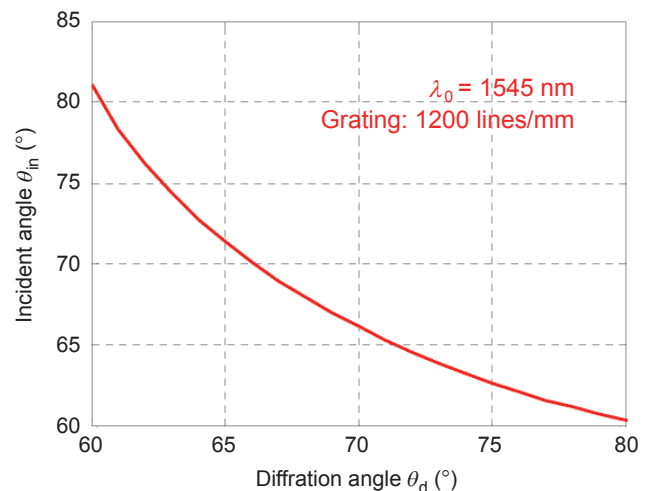


圖 4. 光柵入射與繞射角度關係圖。

先考量，則要以公式 (4) 繪圖，考量需求的波長差後，即完成設計。這邊要特別注意的是，增加 w_i 的大小便會使 w_0 變小，但不能一味地增加 w_i ，尚需考慮雷射光是否全數被光柵所包含，否則可能會大幅地增加脈衝塑型器的損耗。

到目前為止，讀者們應該可以感受到脈衝塑型器是一個很方便卻不難設計的工具。接下來的內容，將針對利用雙層液晶模組來達成光強度及相位調製做說明。首先，光空間調置器內部裝有兩層液晶模組，並且可分別透過電壓來造成液晶分子排列方向的變化，從而控制光通過液晶模組所產生的相位延遲。調置的方式如圖 6 所示，第一層液晶模組與第二層液晶模組的光軸 (紅色實線) 彼此夾 90 度，而入射光的線偏振態 (黑色虛線箭頭) 與兩液晶模組之光軸皆夾 45 度角。兩層液晶對光造成的相位延遲分別為 Φ_A 及 Φ_B ，通過兩層液晶後的總相位延遲為 $\Phi = \frac{\Phi_A + \Phi_B}{2}$ ，此為達成相位控制的機制。在光強度控制上，由於相位的延遲會造成偏振方向的改變，因此在反射後的光會因為再次通過極化分光鏡，產生穿透率 $T = \cos^2\left(\frac{\Phi_A + \Phi_B}{2}\right)$ 之可控制性。根據以上所描述的原理，脈衝塑型器具有改變一道光不同頻率成分相位及強度的能力。礙於篇幅的關係，本文未能對總相位延遲與穿透率的數學推導著墨過深，在此請有興趣的讀者詳閱參考資料⁽¹⁾。

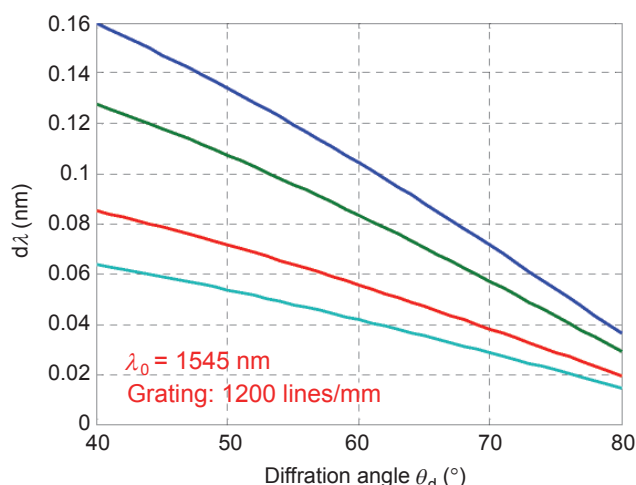
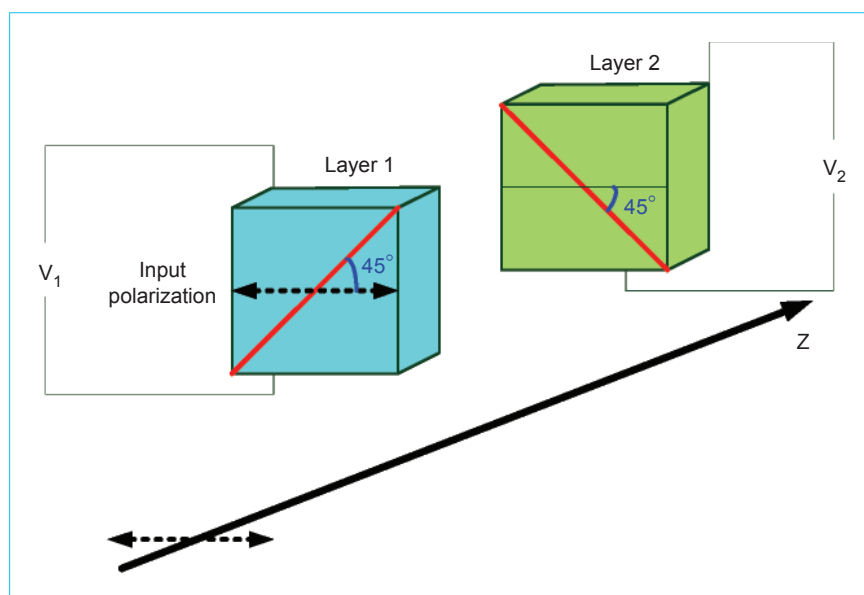


圖 5. 脈衝塑型器藉由調變 f 值之頻寬設計結果。

三、任意光波形產生之條件

在本節將介紹任意光波形產生的兩個要素：逐線脈衝塑型⁽¹⁰⁾ (line-by-line pulse shaping) 以及光頻梳雷射⁽¹¹⁾ (optical frequency comb laser) 的使用。傳統的光脈衝塑型器都設計在所謂線群塑型 (group-of-line pulse shaping) 的區域。圖 7 將線群塑型與逐線塑型之間的差異作了清楚的比較：在圖 7(a) 中，線群塑型器由於受限於頻率解析度的關係，每一個液晶控制單元 (每一個顏色區塊) 在頻域上涵蓋了多個頻率成分 (圖示三個梳線， $M = 3$)，兩兩梳線的頻率距離 (又稱重複率) 為 f_{rep} 。在時域上，簡單的傅立葉轉換 (Fourier transform) 關係告訴我

圖 6.
液晶控制器示意圖。



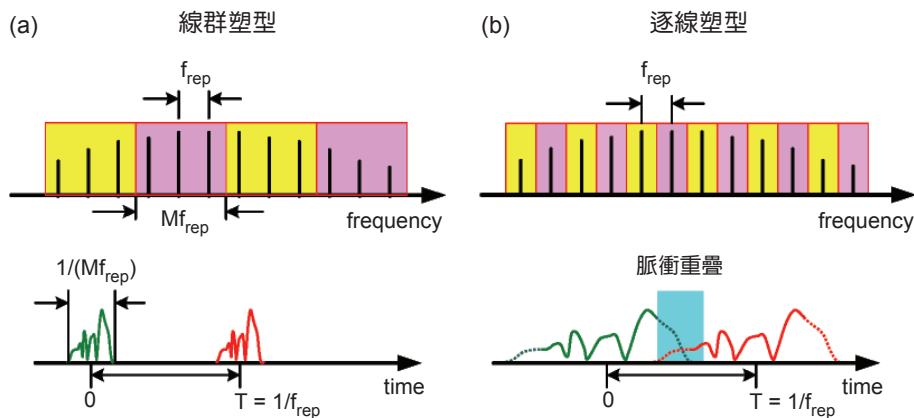


圖 7. 傳統塑型與逐線塑型示意圖。

們，線群塑形後的脈衝週期仍為 $T = 1/f_{\text{rep}}$ ，但是脈衝的最大寬度卻被限制在 $T/M = 1/3$ 以內。這也就代表著，在一個脈衝的週期裡，有非常多的時間位置是沒有辦法允許有光波形的。此一限制，在脈衝塑型中稱之為時間窗寬 (time window)。這同時代表著，不論使用多大的光頻寬來塑造光脈衝，光脈衝在時間上的複雜度 (complexity) 都會受到時間窗寬的限制而無法提升。

相對地，當脈衝塑型器的頻率解析度提升到能夠對每一個單一頻率成分作獨立的控制時，我們就進入了逐線脈衝塑型的區間。如圖 7(b) 所示，每一個液晶控制單元在頻域上只涵蓋一根梳線 ($M = 1$)，在時域上，逐線塑型後的脈衝週期仍為 $T = 1/f_{\text{rep}}$ ，但是塑型後的光脈衝寬度 ($T/M = 1$)，已經能夠佔滿整個週期。這代表著，在一時間週期中的任何位置上，都可以允許有光波形的存在，達到完整的工作週期 (100% duty cycle)。正因為這個原因，透過逐線塑型器的設計，方能夠向任意光波形產生邁進了一大步⁽¹²⁾，並且此時塑型後的脈衝時間複雜度會全然正比於所使用的光頻寬，從而能夠將光脈衝的可塑性以及鑑別度大幅地提升。

但是，在光脈衝逐線塑型能夠突破過往脈衝塑型的時間窗寬限制的結果中，我們必須注意到另一個極為重要的後果：因為逐線塑型後脈衝的最大寬度甚至可以涵蓋超過一整個週期，因此兩兩相鄰的脈衝波形在時間上是可以重疊的。在這些時間重疊的區間裡，來自不同脈衝的光電場是同調加成的，因此這些時間位置上的光強度會反應出光脈衝與光脈衝之間的相對相位穩定度。從光頻梳的解析，可知兩相鄰脈衝的相位差 (carrier-envelope

phase slip)，是跟光頻梳的絕對偏移頻率 (offset frequency) 成正比關係的。這也就是說，要透過光脈衝逐線塑型來產生任意光波形，還需要一個頻率非常穩定的雷射光源，即所謂的光頻梳，才能夠產生非常穩定的光波形⁽¹³⁾。也因此逐線脈衝塑型同時結合了脈衝塑型的彈性與光頻梳的高穩定度及長時同調性的優點。從另一個觀點來看，產生任意光波形的過程，也同時能夠檢視雷射光源的頻率穩定度。

光脈衝逐線塑型可由兩種途徑加以達成：一為將塑型器的解析度不斷提高，另一種選擇為使用重複率高的光頻梳作為光源。以第一種方案來說，一般來說，傳統光柵式脈衝塑型器的頻率解析度極限約為 1 GHz。要得到更好的解析度，必須在光柵的光學結構上作出突破。近年來利用虛像相位陣列 (virtually imaged phased array, VIPA) 來設計的脈衝塑型器，則能夠將頻率解析度提升至小於 1 GHz⁽¹⁴⁾。相較之下，使用重複率高的光頻梳作為塑形光源，不僅可以利用現有脈衝塑型器的高頻梳重複率，同時也意味著塑形後的光脈衝，不僅在光通訊應用上可以提供更高的傳輸率，並且在光譜學或度量學等應用上能夠更輕易地被解析。有鑒於此，許多光脈衝逐線塑型中所使用的光源為外部調制連續波光頻梳 (externally-modulated continuous-wave laser frequency comb)。最簡單的外部調制連續波光頻梳產生，則如圖 8(a) 所示，將一頻率為 f_0 的窄線寬單頻雷射注入一光相位調制器，依照其外加調變振幅 (β) 與頻率 (f_m)，產生之光頻梳可由下列數學公式所表示⁽¹⁵⁾：

$$e_{\text{PMCW}}(t) = e^{j2\pi f_0 t} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\beta) \exp\{j(m2\pi f_m)t\} \quad (6)$$

其中 $J(x)$ 為貝塞爾函數 (Bessel function)。由上式可得知，相位調制連續波光頻梳的重複率等於其外加調變頻率，並且其絕對偏移頻率完全由窄線寬單頻雷射決定。因此此種光頻梳的頻率穩定，不像傳統光頻梳一般，重複率與絕對偏移頻率的穩定是耦合的，可由外加調變與窄線寬單頻雷射分別著手。但必須注意的是，與一般鎖模雷射光頻梳相較，透過相位的調制，我們在頻域上的確產生了一個被嚴格定義的光頻梳，但此頻梳在時域上並不會自動產生短脈衝。讀者若將公式 (6) 取絕對值平方，不難發現相位調製後的時域光強度仍等同調制前，為一定值。圖 8(b) 所示更仔細地觀察相位調制連續波光頻梳的不同梳線電場值，我們可以發現會因為 Bessel function 而有正負交替 (有 180 度相位差)。因此要使用相位調制連續波光頻梳來產生轉換極限的短脈衝，必須要對每一梳線進行逐線相位塑型。圖 8(c) 為一逐線相位塑型後的 31 GHz 相位調制連續波光頻梳光脈衝序列⁽¹⁶⁾。

四、毫米波光子學上的應用

毫米波是指頻率涵蓋從 30 至 300 GHz 的電磁波，其對應的真空波長則介於 10 至 1 毫米之間的範圍內。在許多頻寬需求日益增高的應用，如國家安全、衛生檢驗、超高速無線通信等，都因為毫米波的高中心頻率，從而能夠提供更大頻寬的關係，而變成了開發的重點^(17, 18)。但是因為其頻率範圍是如此的高 (比現在常用的電腦中央處理器頻率高 10 至 100 倍)，要直接利用電訊號處理的方式來產生毫米波載波、甚至是毫米波的任意波形皆非易事。這是受限於擁有 GHz 頻寬以上的電路元件不只是貴，更有許多設計上的門檻。因此近年來許多國家的研究重心轉而從「毫米波光子學」的手段來加以解決，利用光學訊號處理的方式，間接產生高頻率、大頻寬的毫米波電訊號。這裡面主要的想法是：光的頻寬是很輕易就能超越 THz (10^{12}) 以上的。因此，如果我們能夠輕鬆地產生光的波形，接下來僅需要利用一顆大頻寬的光偵測器作所謂的光電轉換 (optical/electrical conversion)，則馬上就能得到各種利用純電路的手段所無法造成的毫米波訊號。

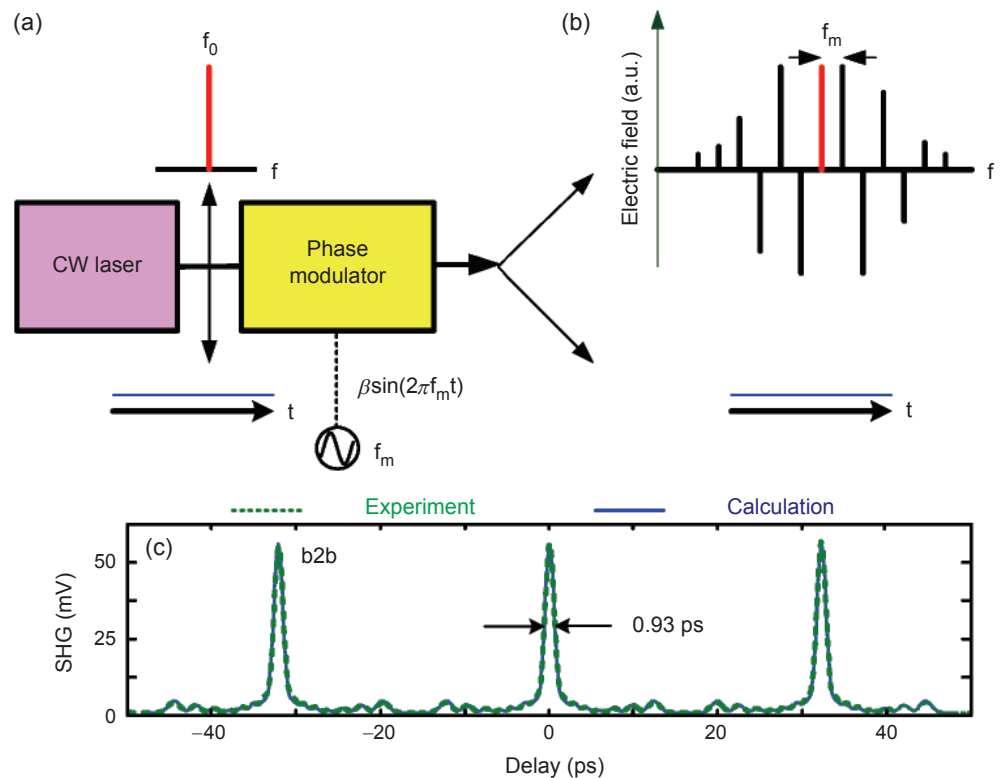


圖 8.
外部調制連續波光頻梳
產生示意圖。

毫米波的 Gb/s 無線通信是近來一個能夠大幅提升無線通訊頻寬，而廣受重視的研究課題。有鑑於毫米波在空氣傳播時有較大的耗損，一個絕佳的解決方案為利用無線轉光纖 (radio-over-fiber) 的技術，將中央機房 (central office) 所產生的毫米波無線訊號轉成光訊號，就可以利用現有的低損耗光纖網路而傳遞至遠方的基地站 (remote station)。毫米波無線訊號只有在基地站重新轉回電訊號，並被廣播給近距離的終端適用者，此一概念被泛稱為最終哩 (the last mile) 架構。因此，一個光子式無線傳輸系統 (photonic wireless communication system) 的實現，仰賴訊號以純光學形式，從中央機房通過光纖而連接到每個基地站。在每一個基地台裡，須有一個寬頻光子發射器，作為降頻、混波以及放大信號之用，並且將毫米波藉由無線技術，發射到最終用戶端。而為了因應新興的高帶寬無線通訊系統，包括下一代智能手機和無線連接的三維超高清晰度電視 (SHDTV)，無線載波頻率必須不斷地進一步推高。因此，因為目前尚不需運作執照，落於 60 GHz (V-band)、120 GHz (D-band)、甚至高於 300 GHz 的毫米波波段也開始引起注意。並且一旦毫米波載波頻率提高至 300–500 GHz 時，無線通信以前未有的 100 Gb/s 傳輸容量則指日可期。

在這種 300–500 GHz 毫米波的無線轉光纖 Gb/s 無線通信系統中，有兩個關鍵組成要件。一個是光子式毫米波光源 (photonic MMW source)，它應該提供穩定、高功率、不受光纖色散

影響的 300–500 GHz 超高重複率的光學短脈衝序列來遠距產生基地站的毫米波信號。另一要件為寬頻光子發射器，這是由一個工作在 300–500 GHz 範圍內，高速、高功率的光偵測器和高指向性天線共同組成的。在操作過程中，這種裝置可以將光信號轉換到高強度的電毫米波信號，並且有效地輻射到用戶端。礙於篇幅的關係，本節的重點，主要是探討利用任意光波形產生的能力，作為遠距光子式毫米波源的工作原理，以及此特殊光源在高速毫米波無線通訊上的應用。對於寬頻光子發射器的設計與操作細節，僅在此提供讀者一參考資料⁽¹⁸⁾。

對於這樣的遠距光子式毫米波源所設定的目標為：(1) 能夠產生 300–500 GHz 超高重複率的光學短脈衝序列。(2) 不論中央機房與基地站之間的連結光纖長度為何，每一發光學短脈衝都要能夠不受光纖色散的干擾，而完美地傳遞至基地站。但這兩項目標的最大障礙包括：(1) 高度穩定又具有超高重複率 (> 40 GHz) 的光學短脈衝序列，尚無法輕易地透過傳統的雷射鎖模技術來加以實現。(2) 越短的光脈衝，越容易受到光纖色散而產生變形。因此，一個簡單又能夠直接提供以上兩大訴求的光學架構—任意光波形產生器，對於實現一遠距光子式毫米波源，有著極大的實用價值。

圖 9 為結合一光頻梳與光脈衝逐線塑型器，置放於中央機房中作為遠距光子式毫米波源的架構示意圖。中央機房與基地站經由一單模光纖連接，並且透過一摻鉕光纖放大器 (erbium-

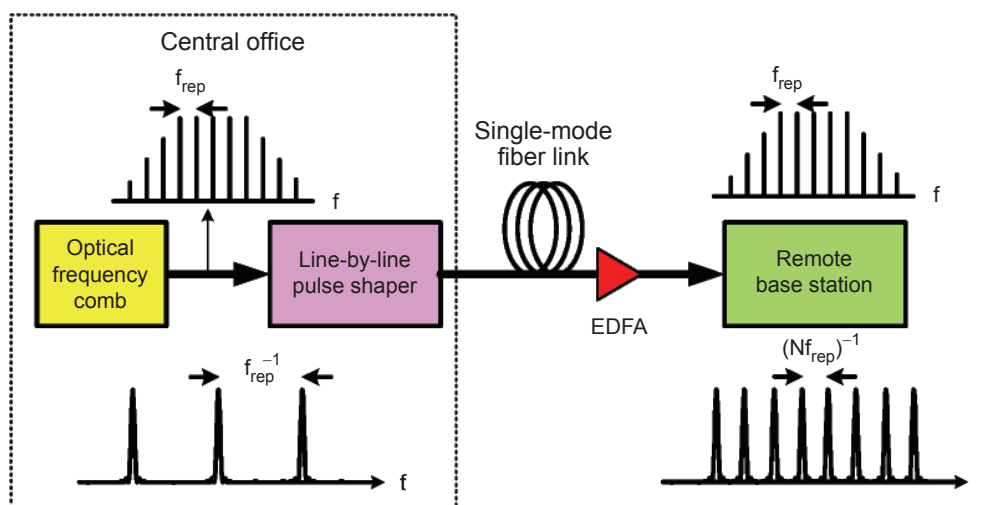


圖 9.
任意光波形產生做為
遠距光子式毫米波源
示意圖。

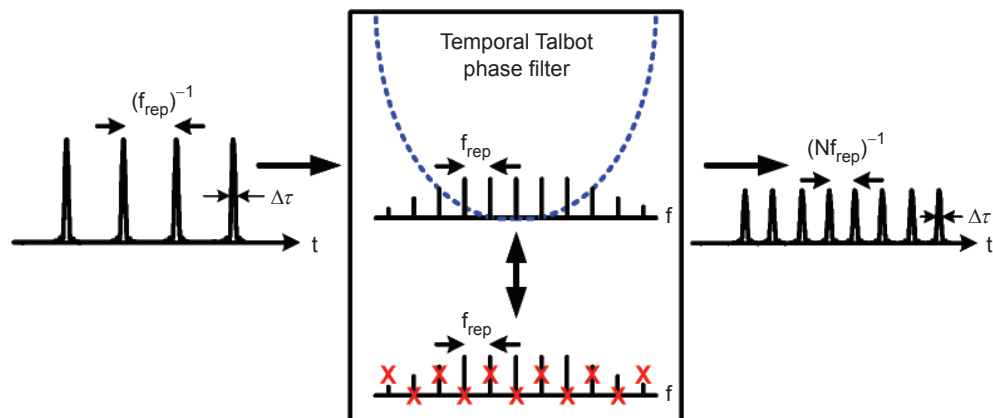


圖 10.
時域陶博效應產生脈衝
重複率倍增的原理示意
圖。

doped fiber amplifier, EDFA) 補償光訊號在長距離光纖傳遞之耗損。在此一架構下，光脈衝逐線塑型器主要提供兩項功能：(1) 將原本低重複率 ($< 40 \text{ GHz}$) 的光頻梳脈衝序列，透過重複率倍增 (repetition-rate multiplication, RRM) 的調製，大幅增加為 $300 - 500 \text{ GHz}$ 之重複率。(2) 提供重複率倍增光脈衝序列所需的光譜相位預補償 (phase pre-compensation)，使每一發短脈衝，不論光纖距離，都得以完美地傳遞至基地站做毫米波訊號激發之用。

我們先討論重複率倍增的方法。重複率倍增可以由兩種手段來加以達成，第一種為透過振幅濾波；第二種是透過相位濾波，也稱之為時域陶博效應 (temporal Talbot effect)^(19, 20)。振幅濾波是比較容易理解的：最簡單的例子，是將原本的頻梳線中，每隔一根就濾掉，此時新的光頻梳的重複率就倍增為兩倍了。但是振幅濾波的最大缺點就在於能量的耗損。當欲達成的重複率倍增係數越高，耗損就越大，因此並不是最實際的一個方法。反之，相位濾波因為在理想狀態下是完全無光學損失的，所以是比較普遍被採用的方法。如圖 10 所示，陶博效應的原理是當光頻譜得到一個純粹二階的相位時，在此條件下，第 k 根梳線的相位可表示為

$$\varphi(f_k) = \frac{s}{N} \pi k^2 \quad (7)$$

而其中 s 和 N 是互為質數的整數，並且光脈衝序列的重複率倍增係數即為 N 。由於相位可以表示為 2π 的模數 (modulo)，所以此時的頻譜相位是呈現

每 N 根梳線就一個週期性的排列。透過傅立葉變換可以發現，光能量在原時間週期之內會多出 $(N-1)$ 發光脈衝，並且每一發脈衝的時間寬度皆會相等，從而達成光強度上的重複率倍增。但在此必須提醒讀者：由於能量守恆的關係，重複率倍增之後的每一發脈衝強度也會降為 $1/N$ 。時域陶博效應對於頻率相位的總累積量是相當敏感的，因此，若要使用單模光纖作為相位濾波元件，我們需要非常精確的光纖色散參數與連結距離，並且可能遭受到熱擾動的嚴重影響。

接下來將討論短脈衝色散補償的技術。最廣泛採用的色散補償技術是在一已知連結距離的單模光纖之後，透過溶焊的方式接上一色散補償光纖。但是此種作法僅能夠補償第一階的色散。殘存的高階色散所造成的脈衝變形，仍然無法有效地補償。而皮秒以下的短脈衝，由於其極大的頻寬，高階色散的補償更為必要，一直到今天，仍然是一個具有挑戰性的任務。而利用一個傳統的光脈衝塑型器，來補償一個單模光纖—色散補償光纖模組的殘存高階色散，即是一個非常有效的解決方案⁽²¹⁾。

所以現在的問題，是當我們擁有逐線塑型的能力之後，究竟還需不需要色散補償光纖？直覺的想法是，僅有毫米厚度的液晶調制器是永遠無法預補償幾十、甚至幾百公里的光纖色散的。但是，遠距光子式毫米波產生中，我們唯一的目標僅是提供轉換極限的光脈衝到基地站的位置。一個非常簡單又直接的解決手段就是善加利用整數時域陶博效應 (integer Talbot effect)。如圖 11(a) 所示，透過逐線脈衝塑型器，提供光纖連結的高階相位預補償，

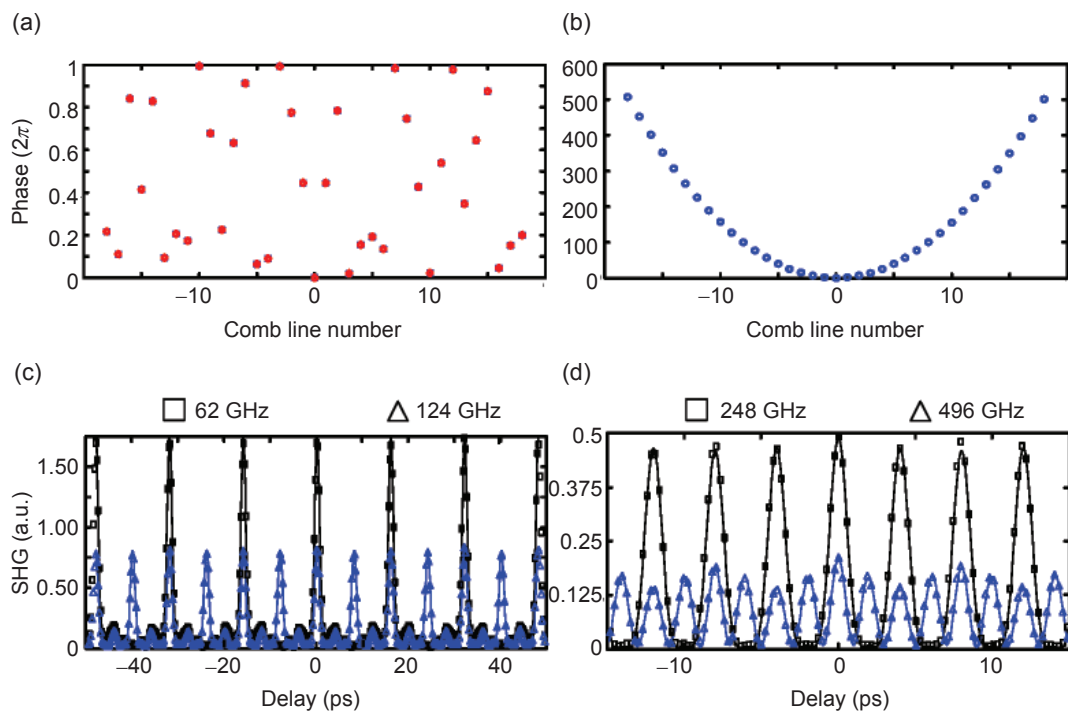


圖 11.
脈衝逐線塑型器同時達成重複率倍增以及遠距光纖傳遞示意圖。

使得每一發脈衝到達基地站的時候，其色散所造成的相位是如圖 11(b) 所示，呈現一個完美的二階函數。這也是說，每一根頻梳線的相位都是 2π 的整數倍⁽¹⁶⁾。整數時域陶博效應的產生過程裡，脈衝序列中的每一發脈衝，其實都因為色散而嚴重的變寬。但是每一發脈衝，因為變寬而與相鄰的幾十發甚至幾千發脈衝一起做同調性的干涉之後，重現了當初最開始的形狀，這也就是時域陶博效應被稱為時域自我顯像 (temporal self-imaging) 的原因。圖 11(c) 與 11(d) 為原圖 8(c) 的 31 GHz 光脈衝序列，透過逐線脈衝塑型器，同時提供重複率倍增以及光纖連結的高階相位預補償，在 25 km 的單模光纖之後，成功地產生了 62–496 GHz 的超高重複率光學短脈衝序列。這些超高重複率脈衝序列能夠有效地激發出相對應的毫米波載波訊號，在不久的將來，實現無線通信前所未有的 100 Gb/s 可傳輸容量。

五、結論

透過逐線脈衝塑型器以及一個光頻梳光源的搭配使用，任意光波形產生允許塑型後的光脈衝寬度佔滿整個週期。此時塑型後的脈衝時間複雜度會全然

正比於所使用的光頻寬，從而能夠將光脈衝的可塑性、鑑別度以及時間同調性皆大幅提升。毫米波因為其高中心頻率，因而能夠提供更大頻寬的關係，已成為全球開發的重點。本文探討了利用任意光波形產生的能力，作為遠距光子式毫米波源的工作原理，以及此特殊光源在高速毫米波無線通訊上的實際應用。

參考文獻

1. A.M. Weiner, *Rev. Sci. Instr.*, **71**, 1929 (2000).
2. A. M. Weiner, D. E. Leaird, G. P. Wiederrecht, and K. A. Nelson, *Science*, **247**, 1317 (1990).
3. W. S. Warren, H. Rabitz, and M. Dahleh, *Science*, **259**, 1581 (1993).
4. T. C. Weinacht, J. Ahn, and P. H. Bucksbaum, *Nature*, **397**, 233 (1999).
5. T. Brixner, N. H. Damrauer, P. Niklaus, and G. Gerber, *Nature* **414**, 57 (2001).
6. A. Assion, T. Baumert, M. Bergt, T. Brixner, B. Kiefer, V. Seyfried, M. Strehle, and G. Gerber, *Science*, **282**, 919 (1998).
7. N. Dudovich, D. Oron, and Y. Silberberg, *Nature*, **418**, 512 (2002).
8. P. Tian, D. Keusters, Y. Suzuki, and W. S. Warren, *Science*, **300**, 1553 (2003).
9. R. Bartels, S. Backus, E. Zeek, L. Misoguti, G. Vdovin, I. P. Christov, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, *Nature*, **406**, 164 (2000).

10. Z. Jiang, D. S. Seo, D. E. Leaird, and A. M. Weiner, *Opt. Lett.*, **30**, 1557 (2005).
11. J. Ye and S. T. Cundiff, eds., *Femtosecond Frequency Combs: principle, operation and applications*, (Springer, USA) 2005.
12. Z. Jiang, C.-B. Huang, D. E. Leaird, and A. M. Weiner, *Nat. Photon.*, **1**, 463 (2007).
13. C.-B. Huang, Z. Jiang, D. E. Leaird, and A. M. Weiner, *Opt. Express*, **14**, 13164 (2006).
14. V. R. Supradeepa, E. Hamidi, D. E. Leaird, and A. M. Weiner, *J. Opt. Soc. Am. B*, **27**, 1833 (2010).
15. H. Murata, A. Morimoto, T. Kobayashi, and S. Yamamoto, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **6**, 1325 (2000).
16. H.-P. Chuang and C.-B. Huang, *Opt. Express*, **18**, 24003 (2010).
17. J. Wells, *IEEE Microw. Magazine*, **10**, 104 (2009).
18. J.-W. Shi, C.-B. Huang, and C.-L. Pan, *NPG Asia Materials*, **3**, 41 (2011).
19. J. Azana and M. A. Muriel, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **7**, 728 (2001).
20. C.-B. Huang and Y. C. Lai, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, 167 (2000).
21. Z. Jiang, S.-D. Yang, D. E. Leaird, and A. M. Weiner, *Opt. Lett.*, **30**, 1445 (2005).



University.

陳奕勳先生現為國立清華大學光電工程研究所碩士班學生。

Yi-Shiun Chen is currently a M.S. student in the Institute of Photonics Technologies at National Tsing Hua



science from Purdue University, USA. He is currently an associate professor in the Institute of Photonics Technologies at National Tsing Hua University.

黃承彬先生為美國普度大學電機工程與電腦科學博士，現任國立清華大學光電工程研究所副教授。

Chen-Bin Huang received his Ph.D. in electrical engineering and computer