

高功率次兆赫茲諧波鎖模摻鎳釷鋁石榴石雷射

High-Power Sub-THz Harmonically Mode-Locked Yb:YAG Laser

莊威哲、梁興馳、黃國維、蘇冠暉、陳永富

Wei-Zhe Zhuang, Hsing-Ch'ih Liang, Guo-Wei Huang, Kuan-Wei Su, Yung-Fu Chen

本文介紹了高功率、高重複率的諧波鎖模 Yb:YAG 雷射。我們分別使用不同長度的 Yb:YAG 晶體作為增益介質以得到不同重複率的鎖模脈衝輸出。實驗結果顯示，使用相同晶體下，改變不同的光學腔長可以得到不同的諧波脈衝重複率。當使用光學厚度為 1.87 毫米的 Yb:YAG 晶體，我們可以在吸收功率為 8.3 W、光學腔長為 6.91 毫米下，得到輸出功率為 4.6 W 而脈衝重複率為 2.4 次兆赫茲 (240 GHz) 的諧波鎖模脈衝輸出，此時脈衝寬度為 0.629 ps；當使用光學厚度為 1.00 毫米的 Yb:YAG 晶體時，我們可以提升輸出重複率至 4.5 次兆赫茲 (450 GHz)，此時輸出功率為 1.75 W，脈衝寬度為 0.653 ps。此外，藉由引進簡併共振腔的概念，我們可以進一步提升脈衝重複率至 6 次兆赫茲 (600 GHz)。

We demonstrated a high-power and high pulse repetition rate harmonic-mode-locked laser with Yb:YAG as the gain medium. Yb:YAG crystals with different crystal lengths were used for mode-locked operations with different repetition rates. The experimental results showed that different mode-locked repetition rate pulses can be attained with various optical cavity lengths using the same Yb:YAG crystal. By employing the Yb:YAG crystal with the optical length of 1.87 mm, we can obtain mode-locked pulses with the repetition rate of 240 GHz and the pulse duration of 0.629 ps. The average output power was 4.6 W under the absorbed pump power of 8.3 W. On the other hand, mode-locked pulses at the repetition rate of 450 GHz and with pulse duration of 0.653 ps can be achieved via using gain crystal with optical thickness of 1.00 mm. Under the pump power of 3.08 W, average output power of 1.75 W was obtained. Besides, we can further scale up the repetition rate to 600 GHz by using the scheme of degenerate cavity.

一、引言

具有超高脈衝重複率 (一般而言重複率大於 10 GHz) 的脈衝雷射由於其在無線通訊 (wireless communication)、遠距通訊 (telecommunication)、

量子傳輸 (quantum communication)、高雜訊比的訊號量測 (high signal-to-noise ratio measurements)、光子開關 (photonic switching) 以及超連續光源的產生 (large-mode-spacing supercontinuum generation) 等應用上有重大的影響而在近年來獲得高度的關注。因

此，許多技術包含諧波鎖模光纖雷射 (harmonically mode-locked fiber lasers)⁽¹⁻²⁾、量子井的費布力—佩若雷射 (quantum-well Fabry-Perot lasers)⁽³⁾、量子點的費布力—佩若鎖模雷射 (quantum-dot-based Fabry-Perot mode-locked lasers)⁽⁴⁾、被動式諧波鎖模垂直外腔面射型雷射 (passively harmonically mode-locked vertical-external-cavity surface-emitting lasers)⁽⁵⁻⁶⁾ 以及被動式鎖模固態雷射 (passively mode-locked solid-state lasers)⁽⁷⁻⁸⁾ 已被開發以產生如此高重複率的脈衝輸出。相較於其他的固態雷射增益介質，以鐿 (ytterbium, Yb) 摻雜的晶體作為增益介質的二極體激發式固態雷射具有較小的量子缺陷與較高的量子效率。因此，作為產生具有高效率的飛秒 (femtosecond) 脈衝雷射的增益介質，鐿摻雜的晶體被視為極佳的選擇。

近年來，利用克爾透鏡效應 (Kerr-lens effect) 以產生鎖模雷射的方式已在不同的鐿摻雜雷射晶體中被驗證，如：摻鐿鎢酸鉀鈣 (Yb:KYW)⁽⁹⁾、摻鐿釩酸鈣 (Yb:YVO₄)⁽¹⁰⁾、摻鐿氧化鈣 (Yb:Y₂O₃)⁽¹¹⁾ 以及摻鐿鈮鋁石榴石 (Yb:YAG)⁽¹²⁾。此外，無論是在端面激發式的固態雷射中抑或是半導體雷射中，都已被證實利用自鎖模現象 (self-mode-locked operation) 並在直線腔的架構下可以產生超快脈衝雷射。而自鎖模現象被推測為是在克爾透鏡效應與熱透鏡效應 (thermal lens effect) 共同作用下的產物。因此，利用摻鐿的雷射晶體作為增益介質，在直線腔架構下的自鎖模雷射提供了絕佳的高效率且超快重複率脈衝之產生方式。然而，到目前為止脈衝重複率超過 1 GHz 的實驗結果仍未被提出。

本文中我們利用直線腔的架構搭配特殊鍍膜的摻鐿鈮鋁石榴石作為增益介質，以實現脈衝重複率為次兆赫茲 (sub-THz)、脈衝寬度為次皮秒 (sub-picosecond) 的高功率諧波鎖模雷射。我們將摻鐿鈮鋁石榴石的前端面直接鍍膜以形成整個雷射共振腔的前鏡，並在此面貼上鑽石散熱片以提升整體的雷射輸出效率。而摻鐿鈮鋁石榴石的另一面則鍍上對激發光高反射的鍍膜，以提升吸收效率並與前鏡形成標準具 (etalon) 以產生諧波鎖模脈衝雷射。我們利用簡單平—平共振腔架構 (flat-flat cavity) 搭配不同的晶體長度而形成不同大小的標準具，以探討

其對輸出脈衝重複率的影響。經由實驗驗證可得脈衝重複率為由晶體的標準具的長度所引起的雷射縱模間隔所決定之重複率的倍數，在本文中我們使用兩種規格的晶體，長度分別為 1.03 毫米以及 0.55 毫米。當使用長度為 1.03 毫米的晶體時，其輸出脈衝重複率可調變為 0.8 次兆赫茲 (80 GHz)、1.6 次兆赫茲、2.4 次兆赫茲。此外，當吸收功率為 8.3 W 時、輸出功率為 4.6 W 時，在 2.4 次兆赫茲的脈衝重複率下可得脈衝寬度為 630 fs，此時對應的光轉換效率為 55.4%。而當使用長度為 0.55 毫米的晶體時，其輸出脈衝重複率可調變為 1.5 次兆赫茲、3.0 次兆赫茲、4.5 次兆赫茲。其在 2.87 W 的吸收功率下可得輸出功率為 1.75 W，所對應的光轉換效率為 61.0%。當脈衝重複率為 4.5 次兆赫茲時，可得脈衝寬度為 677 fs。

二、摻鐿鈮鋁石榴石自鎖模雷射之熱效應探討

1. 鑽石散熱片對 Yb:YAG 雷射效率之改善

圖 1(a) 所示為大部分固態雷射增益介質之四能階系統的能階示意圖。基態電子經由泵浦激發至 E_3 ，位於 E_3 的電子很快的衰減至雷射上能階 (upper laser level) E_2 ，而 E_2 是一個準穩態，因此電子會逐漸累積在此能階上，如果 E_3 至 E_2 和雷射下能階 (low laser level) E_1 至 E_0 的躍遷速度都很快，則 E_2 和 E_1 間產生粒子數反轉亦即產生雷射增益。由波茲曼分布定律 (Boltzmann distribution law) 可得雷射下能階 E_1 之電子數 N_1 為：

$$N_1 = N_0 \exp(-\Delta E/kT) \quad (1)$$

其中 N_0 為基態能階 (ground state) E_0 的電子數， ΔE 為 E_1 與 E_0 間的能階差。四階雷射系統中 $\Delta E \gg kT$ ，因此在室溫下，位於雷射下能階的電子遠少於基態能階的電子數。而在準三階的雷射系統中，如圖 1(b) 所示，其雷射下能階與基態能階很靠近，即 $\Delta E \geq kT$ 。因此當環境溫度上升時，雷射下能階的電子數 N_1 將因此增加，進而導致粒子數反轉亦即雷射增益下降，這使得在準三階的雷射系統中雷

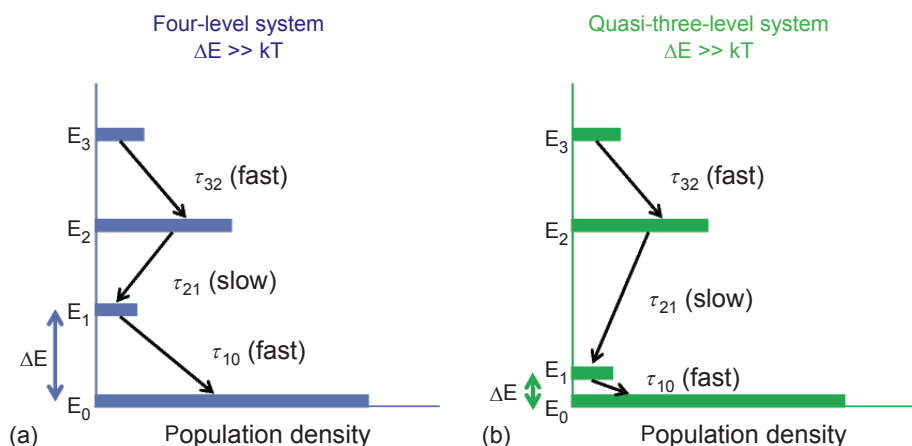


圖 1.
(a) 簡化的四能階雷射能階示意圖，(b) 簡化的準三能階雷射能階示意圖。

射增益介質的熱效應問題是一個重要的課題。圖 2 所示為 Yb:YAG 的能階圖，其雷射下能階與基態能階之能階差 ΔE 大小只有 76 meV，因此 Yb:YAG 為準三能階晶體。而其又存在重複吸收損耗 (re-absorption loss) 的問題，所以對於溫度非常敏感，當激發功率升高或是散熱系統不良時，晶體的溫度將會急遽升高，導致重複吸收損耗更加嚴重，造成雷射效率不佳。因此 Yb:YAG 需要一個有效的散熱方法，以避開高溫所造成的問題。

最近，人造的鑽石散熱片 (diamond heat spreader) 因其傑出的光學性質和高導熱係數的特性，已經被證實可用以改善光激發式的半導體雷射⁽¹³⁾ 以及摻鉕的釩酸鹽類晶體的固態雷射⁽¹⁴⁻¹⁶⁾ 之雷射效率。關於鑽石散熱片和一般散熱座材料與雷射晶體導熱係數的比較表可參見表 1，我們可以發現

鑽石散熱片的導熱係數約為銅的 5 倍。因其良好的導熱性能，故可以有效降低雷射晶體因受熱所產生的晶體變形，以及減緩晶體隨著激發功率增加所造成的溫度上升。更進一步，鑽石散熱片可以幫助改善熱透鏡效應和因溫度梯度所造成的晶體內的應力變化。

實驗架構如圖 3 所示，雷射增益介質為鏡摻雜度為 11% 的 Yb:YAG 晶體，晶體長度為 1.03 毫米，直徑 4.0 毫米。Yb:YAG 的前表面鍍有對激發光波段 970 nm 為高穿透 ($T > 95\%$)、而對雷射波長 1030–1060 nm 具有高反射 ($R > 99.8\%$) 的鍍膜作為前鏡。晶體的後表面則是鍍有對激發光 970 nm 具有高反射 ($R > 95\%$) 的鍍膜，進而導致激發光的二次反射以增加吸收效率以及對雷射波長 1030–1060 nm 有高穿透 ($T \approx 95\%$) 的鍍膜，增益介質的二次吸收經過量測可以達到約 83%。

我們將一正方形、邊長為 4.5 毫米、厚 0.5 毫米的鑽石散熱片貼在增益介質的前表面上，以幫

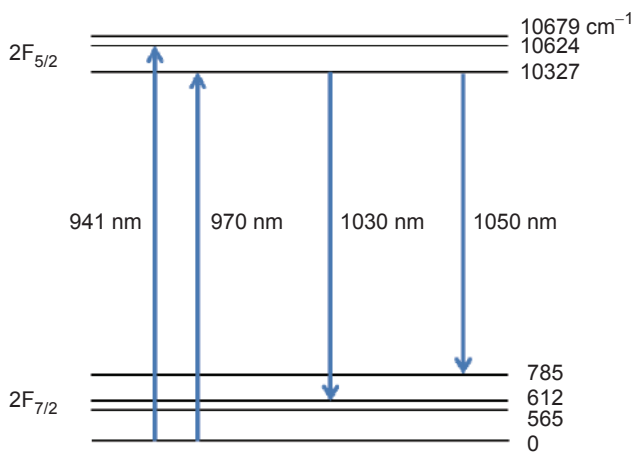
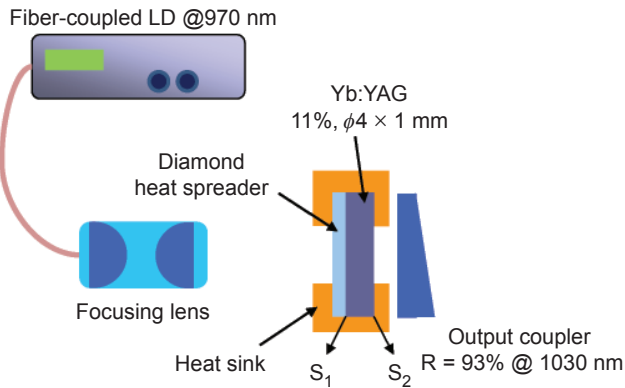


圖 2. Yb:YAG 之能階圖。

表 1. 不同材料之熱導係數表。

Material	Thermal Conductivity ($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)
Diamond	1900–2200 (at 300 K) 1500–1600 (at 425 K)
Sapphire	18.7–20.2 (at 310 K)
Copper	401 (at 310 K)
Nd:YAG	10.5–14 (at 293–373 K)
Nd:YVO ₄	5.1–5.2 (at 300 K)
Yb:YAG	14 (at 293 K)



$S_1 = \text{HR @ 1030 NM (R > 98\%), HT @ 970 NM (T > 95\%)}$
 $S_2 = \text{HR @ 970 NM (R > 95\%), HT @ 1030 NM (T > 95\%)}$

圖 3. Yb:YAG 鎖模雷射實驗架構圖。

助增益介質散熱，鑽石散熱片對於激發光波段 970 nm 的穿透率約為 70%。鑽石散熱片的前端與散熱銅座相貼，銅座使用熱電冷卻器 (thermal-electric cooler, TEC) 控溫，而熱電冷卻器的溫度維持在 15 °C，整體銅座使用水冷式降溫。增益介質的後表面則是在銅座與 Yb:YAG 之間使用中間有直徑 2 毫米的圓孔的鋼片 (indium foil) 作為緩衝層。我們可以藉由干涉條紋來判斷鑽石散熱片與增益介質是否有均勻接觸。在本實驗中，我們使用一個楔形、在 1040 nm 波段穿透率為 7% 之反射鏡作為輸出耦合鏡。我們採用雷射波長為 970 nm 的二極體雷射作為增益介質的激發光源，其最大輸出功率為 16 W，其耦合光纖的芯蕊直徑為 200 μm ，數值孔徑大小為 0.20。激發光再經一聚焦鏡組以 2:1 大小成像重新聚焦在增益介質上，其耦合效率約為 87%，聚焦到增益介質上的光束直徑大約為 130 μm 。在考慮聚焦鏡組的耦合效率、鑽石散熱片的穿透率以及晶體的吸收率後，我們可以得到最大的吸收功率約為 8.3 W。而在沒有鑽石散熱片的狀況下，其最大的吸收功率約為 11 W。

我們首先探討在有鑽石散熱片、最大吸收功率時可穩定的光學腔長大小。我們發現在光學腔長小於 9 毫米時，其輸出功率並不隨腔長而有所變化。但當光學腔長大於 10 毫米時，由於熱透鏡效應的緣故，輸出功率將隨著腔長的增加而顯著地下降。如圖 4 所示為光學腔長在 5 毫米時，輸出功率隨吸

收功率大小的變化圖。在有鑽石散熱片的情況下，輸出功率隨著吸收功率的增加而線性上升，當吸收功率為 8.3 W 時，其輸出功率為 4.6 W，所對應之光轉換效率為 55.4%、斜效率為 69.5%。而在沒有鑽石散熱片的情況下，由於熱效應的原因，輸出功率隨著吸收功率的增加而飽和，當吸收功率為 11 W 時，其輸出功率為 3.1 W，所對應之光轉換效率為 28.2%、線性區的斜效率為 45.3%。此外，由於鑽石散熱片可以大幅改善熱透鏡效應的影響，因此當有鑽石散熱片的情況下，其輸出的光束品質 (beam quality, M^2) 約為 1.3。

2. 鑽石散熱片對 Yb:YAG 自鎖模雷射效能之改善

我們使用一階以及二階自相關分析來探討此脈衝雷射時間上的輸出特性。使用麥克森干涉儀 (Michelson interferometer, Advantest Q8347) 可獲得一階自相關的曲線圖，並經由傅立葉轉換 (Fourier transform) 可得到相對應的光譜圖。而二階自相關曲線圖是由一自相關器 (autocorrelator, APE pulse check) 所獲得。當光學腔長介於 4 毫米到 9 毫米的區間時，我們可以發現輸出的脈衝重複率多為 0.8 次兆赫茲的倍數。這是由於晶體的光學厚度 (約 1.87 毫米) 對應的標準具所造成的自由光譜區間 (free spectral range) 所造成。圖 5 所示為光學腔

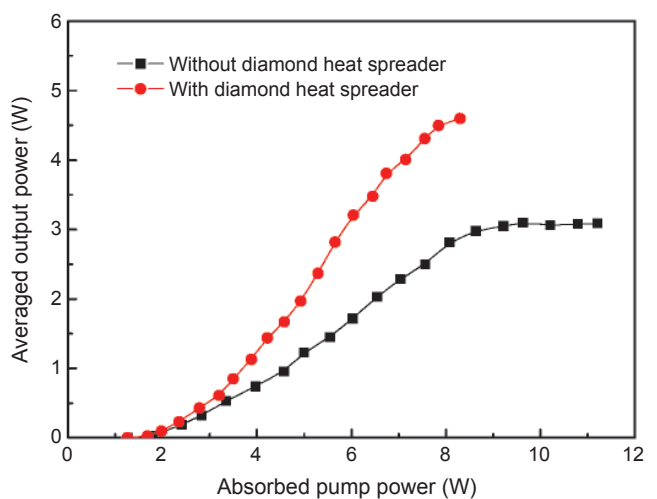


圖 4. Yb:YAG 諧波鎖模脈衝雷射輸出功率對吸收功率圖。

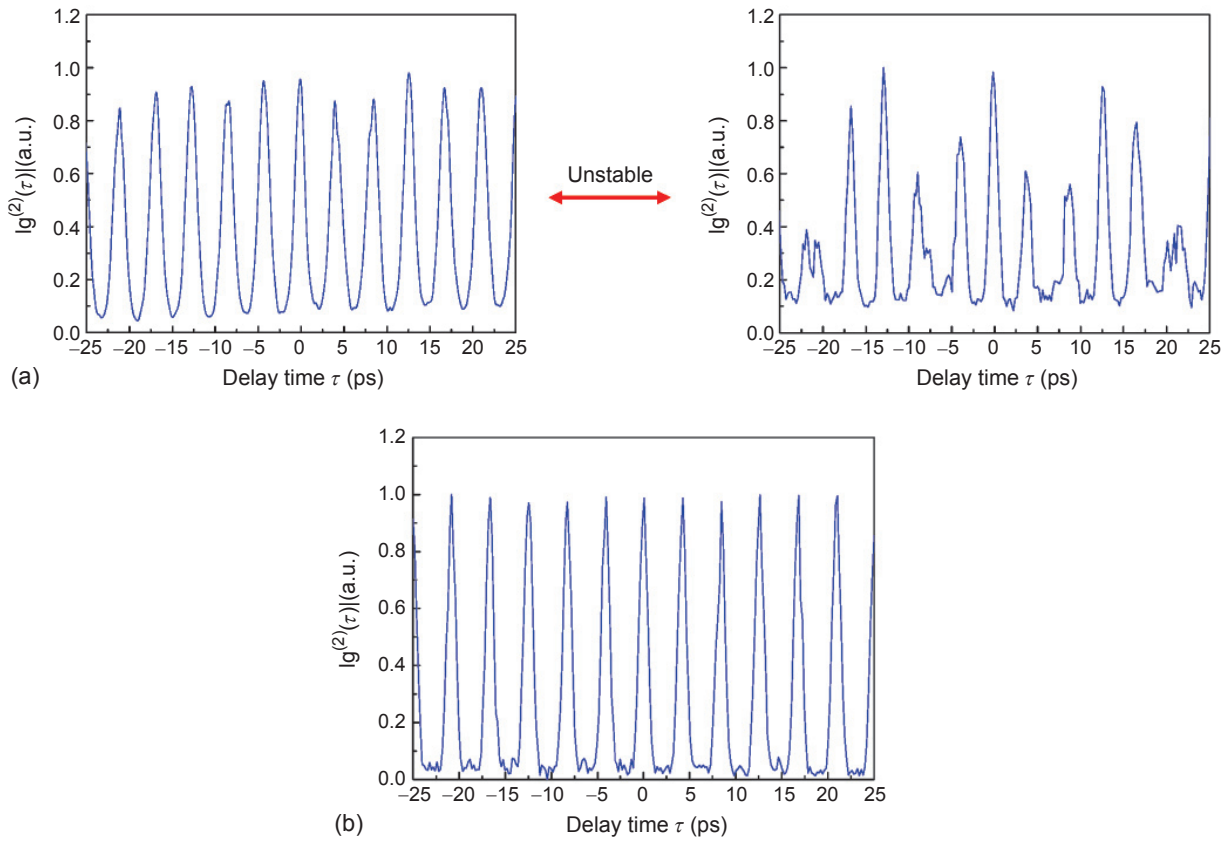


圖 5. (a) 未使用鑽石散熱片時之二階自相關脈衝曲線圖，(b) 使用鑽石散熱片後之二階自相關脈衝曲線圖。

長為 6.91 毫米時，所量得之二階自相關曲線。當沒有使用鑽石散熱片時，其結果如圖 5(a) 所示，其脈衝重複率為 2.4 次兆赫茲，但無法形成穩定的脈衝輸出，其會隨著時間而波動。圖 5(b) 所示為有使用鑽石散熱片之結果，可以發現當使用鑽石散熱片時，可以形成一穩定 2.4 次兆赫茲重複率的脈衝輸出。這是因為此時晶體的熱透鏡效應、克爾效應與標準具效應形成一穩定的平衡狀態。因此接下

來的實驗結果都將使用鑽石散熱片以得到穩定的鎖模脈衝輸出。圖 6 所示是光學腔長為 6.08 毫米時的一階自相關 (a) 與二階自相關 (b) 脈衝輸出曲線圖，此時出現不同於 5(b) 所示之情形，而是出現多脈衝之鎖模 (multi-pulse mode locking) 雷射。此外，可以發現一階自相關與二階自相關的脈衝時間結構極為相似，這顯示此時光譜的相位近乎為一定值⁽¹⁷⁾。

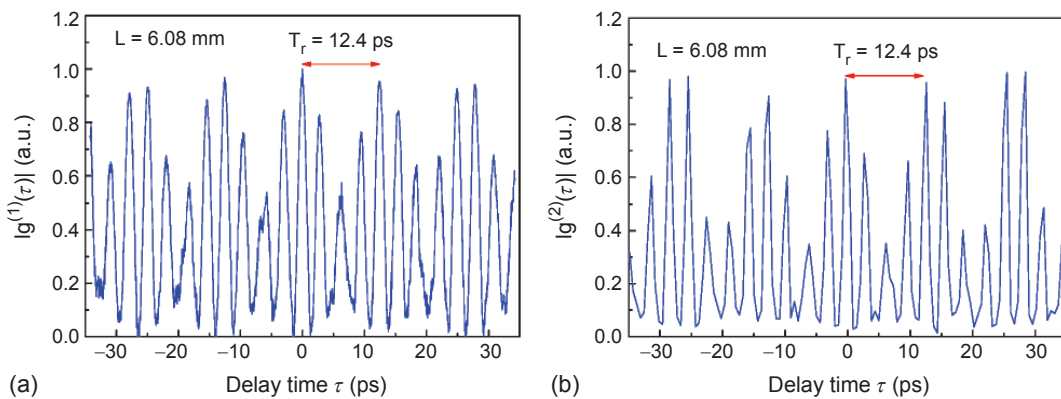


圖 6. 光學腔長為 6.08 毫米時，多發脈衝之二階自相關脈衝曲線圖。

經由比較前述兩個光學腔長時的脈衝輸出時間曲線可以發現，光學腔長會影響鎖模脈衝的輸出特性。因此我們改變不同的光學腔長以探討其對脈衝輸出特性變化的影響。在調整光學腔長時可以發現，當光學腔長與晶體之光學長度成某些簡單整數比時，可以產生穩定單發諧波鎖模脈衝 (single-pulse harmonically mode-locked) 輸出。圖 7(a) 至 (c) 所示為在輸出功率為 4.6 W 且光學腔長分別為 5.47 毫米、6.54 毫米以及 6.91 毫米時的脈衝輸出情形。在前述的光學腔長所對應的自由光譜區間 (共振腔長的基頻重複率) 分別為 27.7 GHz、23.1 GHz、21.9 GHz。而在這些光學腔長下我們實際量測得到的脈衝重複率分別為 0.8 次兆赫茲、1.6 次兆赫茲、2.4 次兆赫茲。因此我們可以推得，當光學腔長分別為 5.47 毫米、6.54 毫米以及 6.91 毫米時，所得到的鎖模脈衝分別為第 3 階、第 7 階與第 11 階的諧波鎖模脈衝。圖 7(a) 至 (c) 所對應的晶體之光學長度與共振腔光學腔長之比值分別為 1/3、2/7、3/11。不同重複率下單發脈衝的半高寬 (full width at half maximum) 如圖 7(a') 至 (c') 所示，在

以雙曲正割平方 (sech^2) 函數近似下，可得當重複率分別為 0.8 次兆赫茲、1.6 次兆赫茲、2.4 次兆赫茲時，脈衝寬度為 2.172 ps、0.571 ps、0.629 ps。圖 8(a) 至 (c) 為利用光譜分析儀所得到的一階自相關函數曲線，我們發現由光譜分析儀所量測的一階自相關函數曲線與利用自相關儀所量到的二階自相關函數曲線有良好的對應，這代表了雷射其光譜相位幾乎是固定的。將圖 8(a) 至 (c) 做傅立葉轉換可得在不同腔長下的光譜曲線，我們發現其輸出的縱模個數皆約 5 至 6 個，而其縱模間隔皆與其所對應之重複率相吻合。

三、晶體厚度對鎖模脈衝雷射之影響

1. 腔外耦合共振腔對脈衝重複率之影響

對於被動式鎖模雷射 (passive mode-locked laser) 而言，利用腔外耦合之方式引進另一個共振腔以達到更高重複率的鎖模脈衝調變已經被證實是有效且簡單的方式。利用脈衝疊加之鎖模雷射 (additive-pulse mode locking) 的方式為其中一

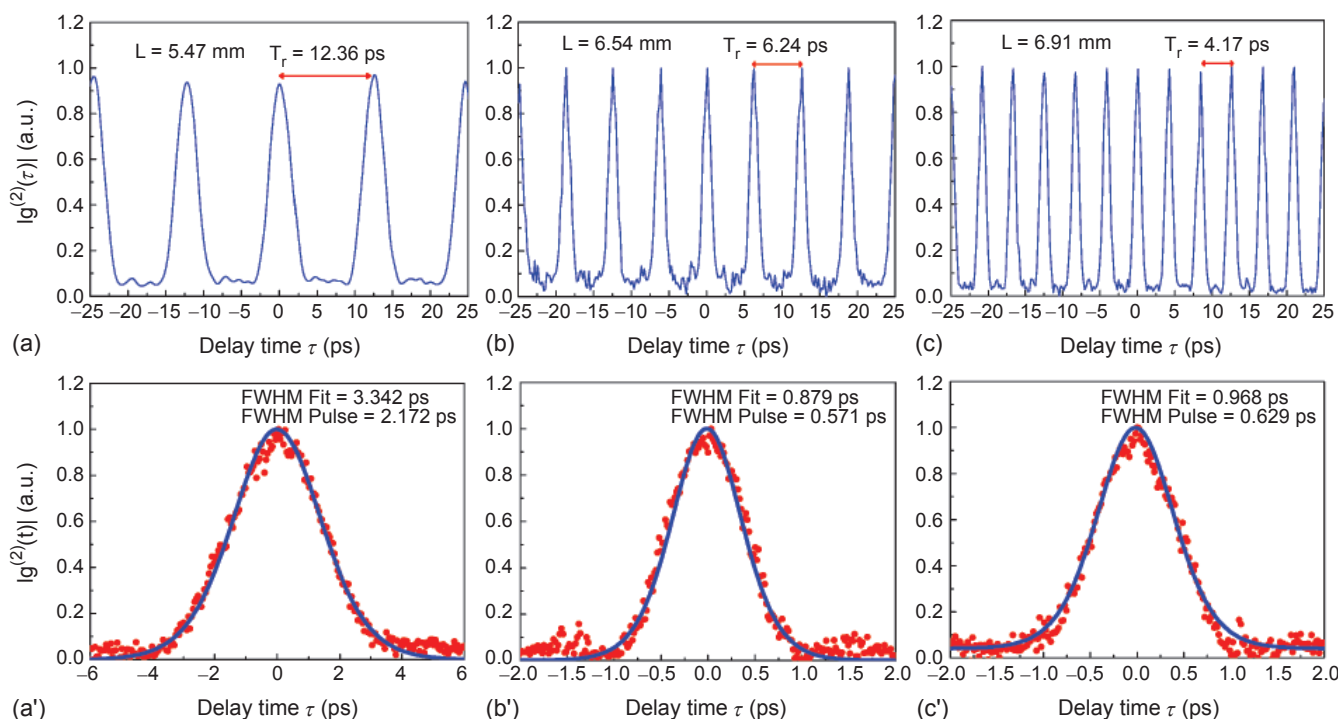


圖 7. 11% Yb:YAG 諧波鎖模脈衝之二階自相關函數曲線，光學腔長分別為 (a) 5.47 毫米、(b) 6.54 毫米、(c) 6.91 毫米；11% Yb:YAG 諧波鎖模脈衝之單發脈衝曲線圖，光學腔長分別為 (a') 5.47 毫米、(b') 6.54 毫米、(c') 6.91 毫米。

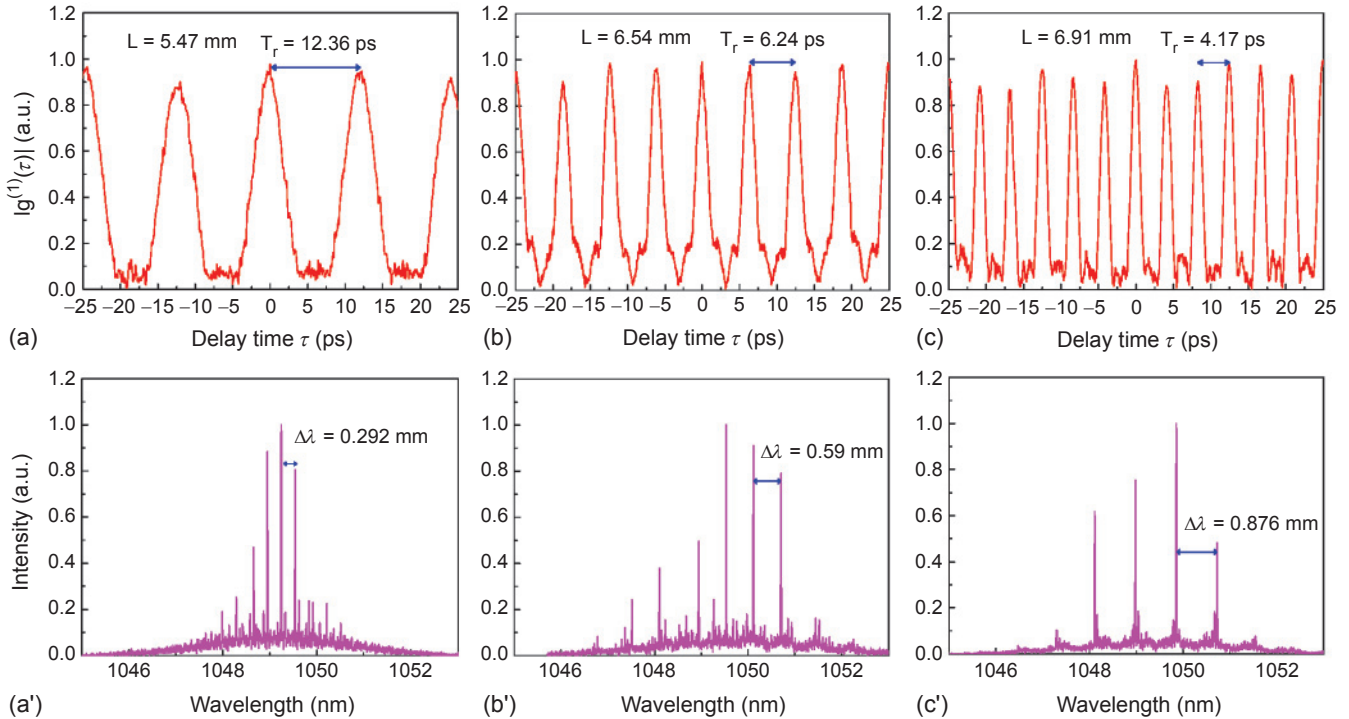


圖 8. 11% Yb:YAG 諧波鎖模脈衝之一階自相關函數曲線，光學腔長分別為 (a) 5.47 毫米、(b) 6.54 毫米、(c) 6.91 毫米；11% Yb:YAG 諧波鎖模脈衝之光譜圖，光學腔長分別為 (a') 5.47 毫米、(b') 6.54 毫米、(c') 6.91 毫米。

種選擇，但其腔外的非線性耦合共振腔 (nonlinear external coupled cavity) 仍需和原本的主共振腔 (main cavity) 有良好的相位匹配，這是因為腔外的非線性耦合共振腔長度必須足以產生足夠的非線性相位漂移 (nonlinear phase shift)，但這也使得其最終產生的重複率仍小於 1 GHz⁽¹⁸⁻¹⁹⁾。為解決上述之缺點，在理論上有人提出利用增益介質本身的非線性現象產生足夠的自我相位調變 (self-phase modulation) 來達到連續波的自鎖模脈衝輸出⁽²⁰⁾。此後，無論是光纖雷射中⁽²¹⁾ 或一般摻雜晶體的固態雷射中⁽²²⁾ 都可以在實驗上驗證其可行性。

在單一共振腔之架構下，光學腔長為 l 時，其產生的鎖模脈衝重複率 R 為 $c/2l$ ，而 c 為光速。當使用腔外之耦合共振腔時，等效是將原本之腔體分割為兩個子共振腔，腔長分別為 l_m (main cavity)、 l_e (external cavity)，而 $l_m + l_e = l$ 。當 l_m 與 l_e 成一特定之比值時，即 $l_m/l_e = N/M$ 為一有理數時 (N 與 M 皆為正整數，且彼此間為互質)，此時在主要共振腔與耦合共振腔的介面上會產生穿透與反射的兩個

脈衝，反射的脈衝在時間上將比穿透的脈衝延遲 $N/[(M+N)R]$ 或 $M/[(M+N)R]$ ，此時將有 N 個脈衝存在於主要共振腔與 M 個脈衝存在於耦合共振腔中，因此將產生共有 $M+N$ 個脈衝，故在使用耦合共振腔的情況下，輸出的脈衝重複率將成為 $(M+N)R$ ，因此可以利用腔外耦合共振腔的方式有效提升鎖模脈衝的輸出重複率，並且可以利用兩個共振腔長的比值調變輸出脈衝重複率的大小。在我們的實驗架構下，主共振腔等效於晶體所產生的標準具大小，而耦合共振腔的大小等效為耦合輸出鏡與晶體間間隔大小，此時腔內的標準具所提供的等效反射率小於輸出耦合鏡之反射率。因此，在這前提下，主共振腔相對於耦合共振腔應視為一個脈衝種子源 (pulse seeder) 而非另一個輸出耦合鏡。在沒有任何外加的機制以同步 (synchronize) 主共振腔與腔外耦合共振腔的輸出脈衝的條件下仍能獲得穩定的自鎖模脈衝雷射之成因推測如下。如同注入鎖定系統 (injection-locked system) 中，主共振腔中的增益介質所導致的非線性現象產生猶如注入的信號

之情形，使得主共振腔中與腔外耦合共振腔中的縱模形成等間距的分布並具有固定的相位關係，進而導致鎖模脈衝的產生。

2. 晶體厚度與鎖模脈衝重複率的關係

在第二節中，我們發現使用 11% 的 Yb:YAG 晶體且晶體長度為 1.03 毫米時，改變腔長可以得到 0.8 次兆赫茲倍數的重複率，如 0.8 次兆赫茲、1.6 次兆赫茲以及 2.4 次兆赫茲等不同的重複率。我們推測其起因為晶體的光學厚度 (約 1.87 毫米) 對應的標準具。而在上述的重複率下，所對應的晶體之光學長度與共振腔光學腔長之比值分別為 1/3、2/7、3/11，我們發現這些分數的分母分別對應到其諧波鎖模之階數 (即輸出重複率相對於光學腔長之基本重複率)，而分子所對應的為脈衝基礎重複率之倍數 (即輸出重複率相對於標準具重複率之倍數)。為了進一步驗證其正確性，我們改變晶體的厚度為 0.55 毫米 (光學厚度為 1.00 毫米)，其所對應的標準具重複率為 1.5 次兆赫茲，我們同樣在不同光學腔長下，探究其對輸出脈衝重複率的影響。

在這裡我們使用摻雜濃度為 24% 的 Yb:YAG 晶體，晶體長度為 0.55 毫米，直徑 4.0 毫米，其餘實驗架構皆與之前相同。因為在 Yb:YAG 晶體中，晶體的熱效應正比於晶體的離子摻雜濃度，故在使用 24% 的 Yb:YAG 晶體時，為了避免晶體因熱效應所造成的應力而爆裂，我們限縮吸收功率的最大值為 3.08 W。圖 9 所示為使用 24% 的 Yb:YAG 晶體時，輸出功率隨吸收功率大小的變化圖。在吸收功率為 3.08 W 下，其輸出功率為 1.75 W，所對應之光轉換效率為 56.8%、斜效率為 75.2%。相較於 11% 的晶體，我們發現無論是光轉換效率或斜效率，24% 之晶體均較佳。我們發現在光學腔長小於 8 毫米時，其輸出功率並不隨腔長而有所變化。但當光學腔長大於 9 毫米時，由於熱透鏡效應的緣故，輸出功率將隨著腔長的增加而顯著地下降。

此時我們使用一階以及二階自相關分析來探討此脈衝雷射時間上的輸出特性。當光學腔長介於 4 毫米到 8 毫米的區間時，我們可以發現輸出的脈衝重複率多為 1.5 次兆赫茲的倍數。在此，我們再

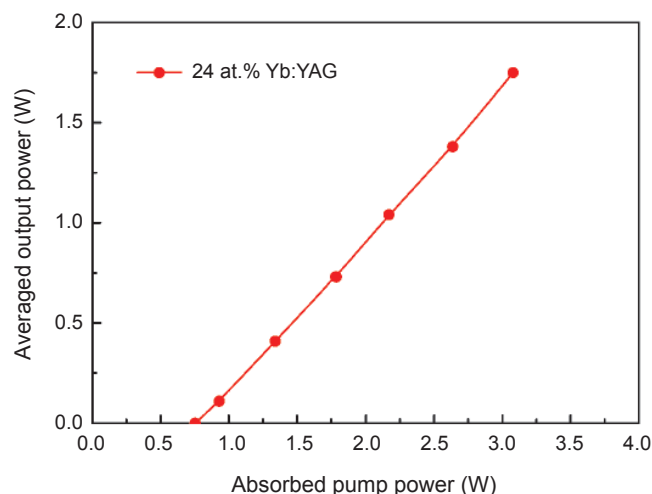


圖 9. 24 % Yb:YAG 諧波鎖模脈衝雷射輸出功率對吸收功率圖。

次證實了在有腔內標準具的情況下，我們可以利用腔外耦合共振腔的方式提升鎖模脈衝的重複率，並且其重複率將為其標準具重複率之倍數。圖 10(a) 至 (c) 所示為在輸出功率為 1.75 W 時，光學腔長分別為 7.10 毫米、6.50 毫米以及 4.35 毫米下的脈衝輸出情形。在前述的光學腔長下所對應的自由光譜區間 (共振腔長的基頻重複率) 分別為 21.1 GHz、23.1 GHz、34.5 GHz。而在這些光學腔長下我們實際量測得到的脈衝重複率分別為 1.48 次兆赫茲、3.0 次兆赫茲、4.48 次兆赫茲。因此我們可以推得，當光學腔長分別為 7.10 毫米、6.50 毫米以及 4.35 毫米時，所得到的鎖模脈衝分別為第 7 階、第 13 階與第 13 階的諧波鎖模脈衝。圖 10(a) 至 (c) 所對應的晶體之光學長度與共振腔光學腔長之比值分別為 1/7、2/13、3/13。與 11% 的晶體之情形相同，在使用 24% 的晶體下，在產生穩定的單發脈衝的特殊腔長時，此時晶體之光學長度與共振腔光學腔長之比值其中分母與分子亦分別對應到個別之倍數。而與第 1 節之結論相比較，當光學腔長分別為 7.10 毫米、6.50 毫米以及 4.35 毫米時，其 M 與 N 分別為 $(M, N) : (1, 6)$ 、 $(2, 11)$ 與 $(3, 10)$ ，在這些腔長時，理論所對應之重複率分別為 $7R$ 、 $13R$ 與 $13R$ (R 為主要共振腔的重複率)，故應為 1.48 次兆赫茲、3.0 次兆赫茲與 4.48 次兆赫茲，皆與實驗所測得之值相符合。

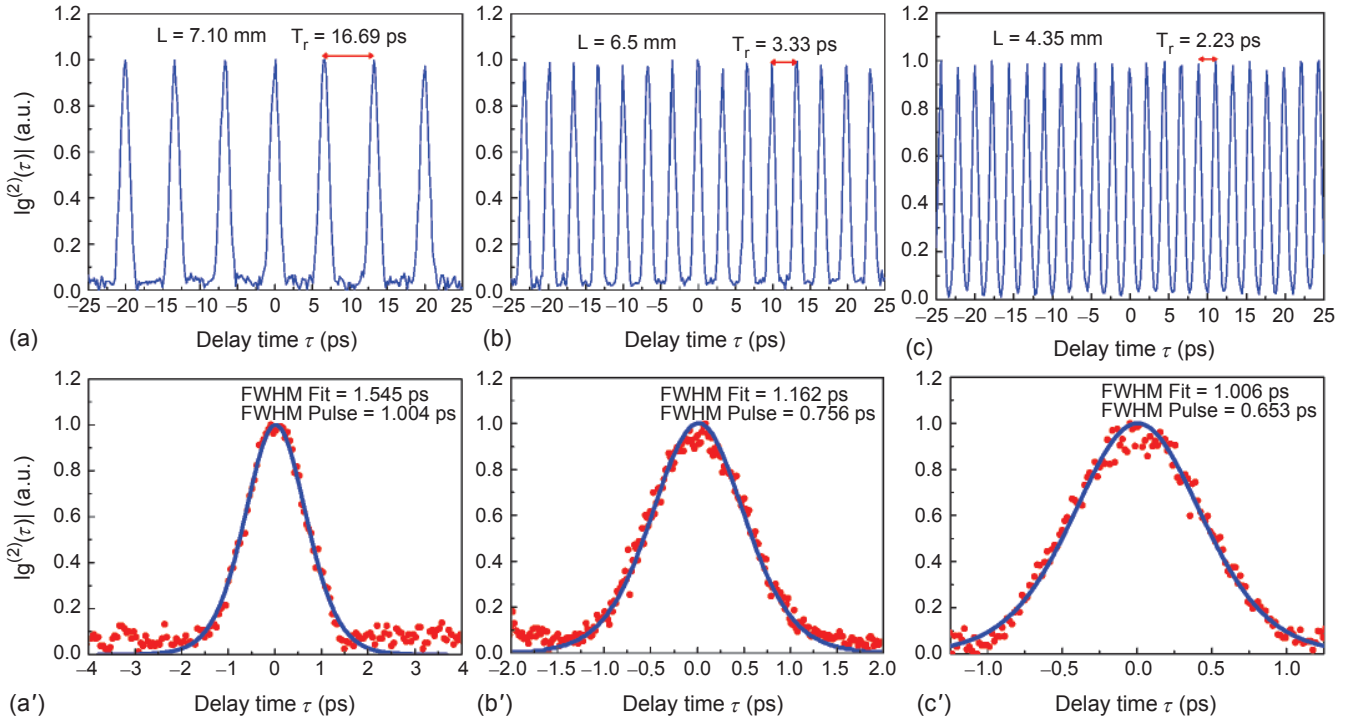


圖 10. 24% Yb:YAG 諧波鎖模脈衝之二階自相關函數曲線，光學腔長分別為 (a) 7.10 毫米、(b) 6.50 毫米、(c) 4.35 毫米；24% Yb:YAG 諧波鎖模脈衝之單發脈衝曲線圖，光學腔長分別為 (a') 7.10 毫米、(b') 6.50 毫米、(c') 4.35 毫米。

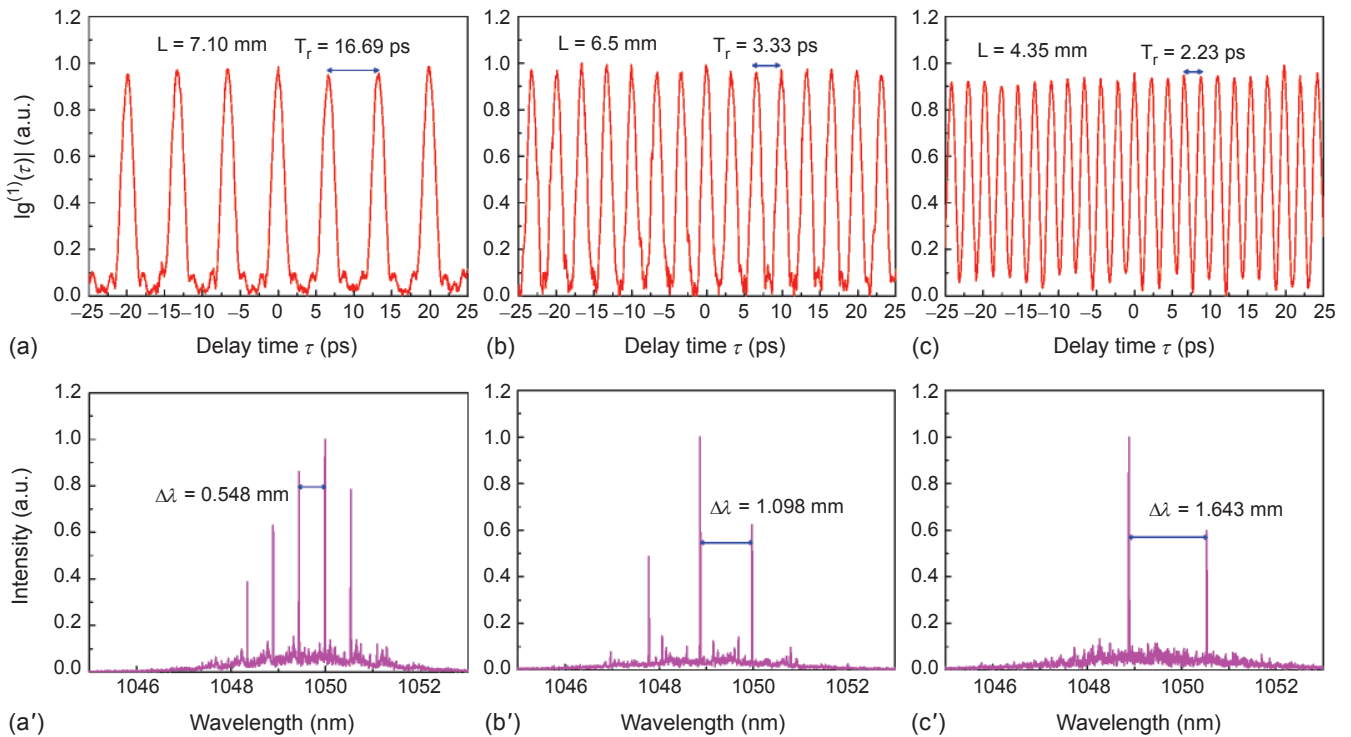


圖 11. 24% Yb:YAG 諧波鎖模脈衝之一階自相關函數曲線，光學腔長分別為 (a) 7.10 毫米、(b) 6.50 毫米、(c) 4.35 毫米；24% Yb:YAG 諧波鎖模脈衝之光譜圖，光學腔長分別為 (a') 7.10 毫米、(b') 6.50 毫米、(c') 4.35 毫米。

不同重複率下單發脈衝的半高寬如圖 10(a') 至 (c') 所示，在以雙曲正割平方 (sech^2) 函數近似下，可得當重複率分別為 1.5 次兆赫茲、3.0 次兆赫茲、4.5 次兆赫茲時，脈衝寬度為 1.004 ps、0.756 ps、0.653 ps。圖 11(a) 至 (c) 為利用光譜分析儀所得到的一階自相關函數曲線，如同前述 11% 晶體的情形，這裡量測的一階自相關函數曲線與利用自相關儀所量到的二階自相關函數曲線亦有良好的對應，這表示在重複率提高下，此脈衝雷射仍然保有良好的穩定性。將圖 11(a) 至 (c) 做傅立葉轉換可得在不同腔長下的光譜曲線，我們發現其輸出的縱模個數在重複率為 1.5 次兆赫茲時為 5 個、在 3.0 次兆赫茲時為 3 個，而在 4.5 次兆赫茲時為 2 個，其縱模間隔皆與其所對應之重複率相吻合。此外，我們發現在脈衝重複率上升時，光學腔長的鎖模穩定長度 (locking range) 有逐漸變小的趨勢，根據參考文獻⁽¹⁸⁾，可知鎖模穩定長度正比於光學腔體長度而反比於脈衝重複率。因此我們可以歸納出如表 2 之結果，在不同光學腔長下所對應的脈衝重複率，可以發現，由於鎖模穩定長度反比於脈衝重複率，故當腔長固定如 1 毫米時，因 1.5 次兆赫茲的重複率具有最大之鎖模穩定長度，故此時雷射將偏好此重複率的脈衝輸出。

綜合上述各點，我們可以得知，若要更進一步提升輸出脈衝之重複率有兩個方向可以進行。(1) 進一步縮短所用增益介質的厚度，藉由縮短標準具的大小提升基頻脈衝重複率的數值，以進一步提升諧波鎖模脈衝的重複率。例如在第一章中我們利用光學厚度為 1.87 毫米的 Yb:YAG 晶體 (基頻重複率為 0.8 次兆赫茲)，我們可以得到分別為 0.8 次兆赫茲、1.6 次兆赫茲、2.4 次兆赫茲的諧波鎖模脈衝。而後我們利用光學厚度為 1.00 毫米的 Yb:YAG 晶體 (基頻重複率為 1.5 次兆赫茲)，我們可以得到分別為 1.5 次兆赫茲、3.0 次兆赫茲、4.5 次兆赫茲的諧波鎖模脈衝。因此，在考慮足夠的激發光吸收強度、晶體的熱效應等前提下，我們可以藉由再進一步縮短晶體的厚度以提升輸出脈衝的重複率。(2) 藉由引進簡併共振腔 (degenerate cavity) 的概念，將目前的平—平共振腔改為平—凹共振腔，以引進高階橫模的條件，在具有高階橫模的腔體中，雷射

表 2. 使用 24% Yb:YAG，光學腔長對可穩定脈衝重複率之理論對照表。

諧波鎖模階數	150 GHz	300 GHz	450 GHz	600 GHz
1 階	1 (mm)	0.5 (mm)	0.333 (mm)	0.25 (mm)
2 階	2	1	0.667	0.5
3 階	3	1.5	1	0.75
4 階	4	2	1.333	1
5 階	5	2.5	1.667	1.25
6 階	6	3	2	1.5
7 階	7	3.5	2.333	1.75
8 階	8	4	2.667	2
9 階	9	4.5	3	2.25
10 階	10	5	3.333	2.5

模態的間距需改寫為：

$$\nu_{m,n,q} = \frac{c}{2L} \left[q + \frac{(1+m+n)}{\pi} \cos^{-1} \sqrt{g_1 g_2} \right], \quad g_i = 1 - \frac{L}{R_i} \quad (2)$$

其中縱模間距為：

$$\Delta \nu_L = \frac{c}{2L} [(q+1) - q] = \frac{c}{2L} \quad (3)$$

橫模間距為：

$$\Delta \nu_T = \frac{c}{2L} \frac{\cos^{-1} \sqrt{g_1 g_2}}{\pi} \quad (4)$$

因此，相較於平—平共振腔，平—凹共振腔將多出一個穩定的腔體條件為：

$$\frac{\Delta \nu_T}{\Delta \nu_L} = \frac{Q}{P} = \frac{1}{\pi} \cos^{-1} \left(\sqrt{1 - \frac{L}{R}} \right) \quad (5)$$

在此情況下會更進一步限縮腔體的鎖模穩定長度大小，如圖 12 所示，原本在平—平共振腔中因穩定腔長重疊而消失的 6.0 次兆赫茲之重複率將因引進平—凹共振腔的穩定條件，而使得可以產

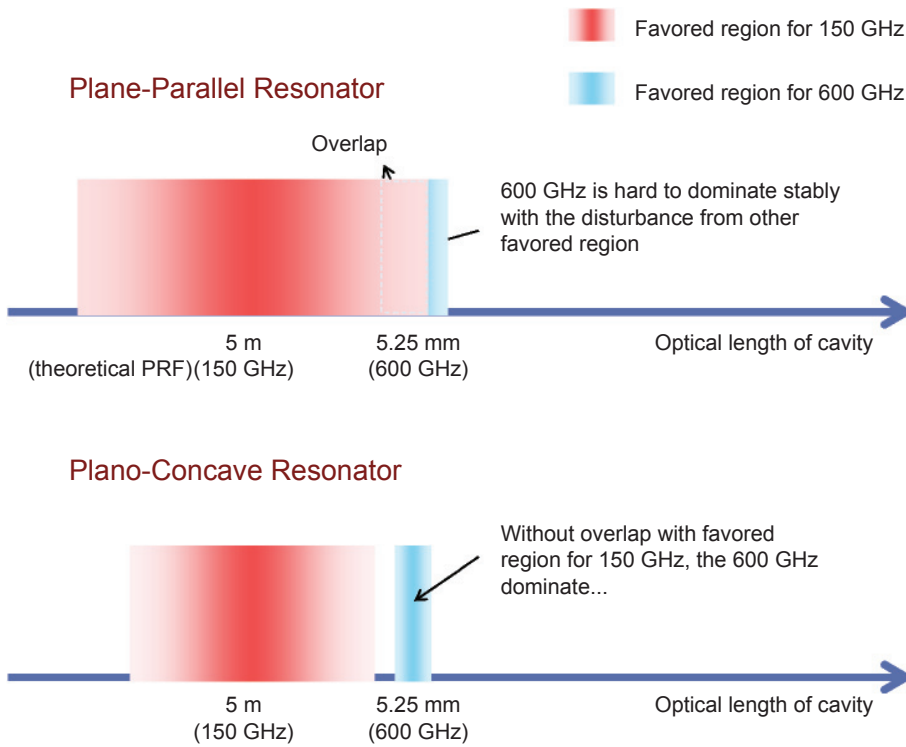


圖 12. 平—平共振腔與平—凹共振腔光學腔長對不同重複率之穩定鎖模區間示意圖。

生 6.0 次兆赫茲之重複率脈衝。我們初步改用曲率半徑為 250 毫米的輸出鏡，在光學腔長為 5.23 毫米下，可得脈衝重複率為 6.0 次兆赫茲的鎖模雷射輸出，圖 13(a) 所示為二階自相關脈衝曲線圖，圖 13(b) 為所對應的輸出光譜圖，在平—凹共振腔下調整腔長的結果尚需進一步詳細的研究。

四、結論

本文介紹了高功率、高重複率的諧波鎖模雷射。我們分別使用不同長度的 Yb:YAG 晶體作為增益介質以得到不同重複率的鎖模脈衝輸出。實驗

結果顯示，使用相同晶體下，改變不同的光學腔長可以得到不同的諧波脈衝重複率。當使用光學厚度為 1.87 毫米的 Yb:YAG 晶體，我們可以在吸收功率為 8.3 W、光學腔長為 6.91 毫米時，得到輸出功率為 4.6 W 而脈衝重複率為 2.4 次兆赫茲的諧波鎖模脈衝輸出，此時脈衝寬度為 0.629 ps；當使用光學厚度為 1.00 毫米的 Yb:YAG 晶體時，我們可以提升輸出重複率至 4.5 次兆赫茲，此時輸出功率為 1.75 W，脈衝寬度為 0.653 ps。此外，藉由引進簡併共振腔的概念，我們可以進一步提升脈衝重複率至 6.0 次兆赫茲。

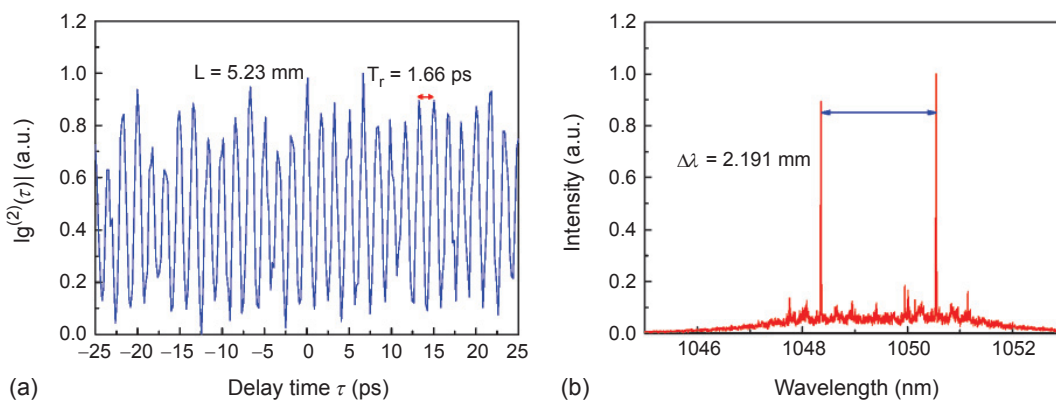


圖 13. (a) 平—凹腔下，光學腔長為 5.23 毫米時之諧波鎖模脈衝二階自相關函數曲線，(b) 輸出之光譜圖。

誌謝

感謝國科會對於此研究所提供的財務支援。

參考文獻

1. E. Yoshida and M. Nakazawa, *Electron. Lett.*, **32**, 1370 (1996).
2. J. Schroder, S. Coen, F. Vanholsbeek, and T. Sylvestre, *Opt. Lett.*, **31**, 3489 (2006).
3. K. Sato, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **9**, 1288 (2003).
4. M. E. Storm, *J. Opt. Soc. Am.*, **B9**, 1299 (1992).
5. A. H. Quarterman, K. G. Wilcox, V. Apostolopoulos, Z. Mihoubi, S. P. Elsmere, I. Farrer, D. A. Ritchie, and A. C. Tropper, *Nature Photonics*, **3**, 729 (2009).
6. P. Klopp, U. Griebner, M. Zorn, and M. Weyers, *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 071103-071103-3 (2011).
7. A. E. H. Oehler, T. Sudmeyer, K. J. Weingarten, and U. Keller, *Opt. Express*, **16**, 21930 (2008).
8. Y. F. Chen, H. C. Liang, J. C. Tung, K. W. Su, Y. Y. Zhang, H. J. Zhang, H. H. Yu, and J. Y. Wang, *Opt. Lett.*, **37**, 461 (2012).
9. H. Liu, J. Nees, and G. Mourou, *Opt. Lett.*, **26**, 1723 (2001).
10. A. A. Lagatsky, A. R. Sarmani, C. T. A. Brown, W. Sibbett, V. E. Kisel, A. G. Selivanov, I. A. Denisov, A. E. Troshin, K. V. Yumashev, N. V. Kuleshov, V. N. Matrosov, T. A. Matrosova, and M. I. Kupchenko, *Opt. Lett.*, **30**, 3234 (2005).
11. G. Q. Xie, D. Y. Tang, L. M. Zhao, L. J. Qian, and K. Ueda, *Opt. Lett.*, **32**, 2741 (2007).
12. S. Uemura and K. Torizuka, *Appl. Phys. Express*, **1**, 012007 (2008).
13. J. M. Hopkins, S. A. Smith, C. W. Jeon, H. D. Sun, D. Burns, S. Calvez, M. D. Dawson, T. Jouhti, and M. Pessa, *Electron. Lett.*, **40**(1), 30 (2004).
14. P. Millar, A. J. Kemp, and D. Burns, *Opt. Lett.*, **34**(6), 782 (2009).
15. P. Millar, R. B. Birch, A. J. Kemp, and D. Burns, *IEEE J. Quantum Electron.*, **44**(8), 709 (2008).
16. Y. Tzuk, A. Tal, S. Goldring, Y. Glick, E. Lebiush, G. Kaufman, and R. Lavi, *IEEE J. Quantum Electron.*, **40**(3), 262 (2004).
17. Weiner Andrew M, *Ultrafast Optics*, 2009 (Hoboken, NJ: Wiley)
18. M. N. Kong, J. K. Chee, and J. M. Liu, *Opt. Lett.*, **16**(2), 73 (1991).
19. G. S. He, Y. Cui, G. C. Xu, and P. N. Prasad, *Opt. Commun.*, **96**(4-6), 321 (1993).
20. V. L. Kalaschnikov, V. P. Kalosha, V. P. Mikhailov, and M. I. Demchuk, *Opt. Commun.*, **96**(4-6), 249 (1993).
21. P. Glas, M. Naumann, I. Reng, A. Schirmacher, L. Dong, and J. Caplen, *Fiber Integr. Opt.*, **17**, 207 (1998).
22. T. M. Liu, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, and C. K. Sun, *Opt. Lett.*, **30**, 439 (2005).



陳永富先生為國立交通大學電子研究所博士，現任國立交通大學電子物理系教授兼系主任。

Yung-Fu Chen received his Ph.D. in electronics from National Chiao Tung University. He is currently a professor and the chairman in the Department of Electrophysics at National Chiao Tung University.



莊威哲先生為國立交通大學電子物理研究所博士。

Wei-Zhe Zhuang received his Ph.D. in electrophysics from National Chiao Tung University.



梁興馳先生為國立交通大學電子物理研究所博士。

Hsing-Ch'ih Liang received his Ph.D. in electrophysics from National Chiao Tung University.



黃國維先生為國立交通大學電子物理研究所碩士。

Guo-Wei Huang received his M.S. in electrophysics from National Chiao Tung University.



蘇冠暉先生為國立交通大學電子物理博士，現任國立交通大學電子物理系助理教授。

Kuan-Wei Su received his Ph.D. in electrophysics from National Chiao Tung University. He is currently an assistant professor in the Department of Electrophysics at National Chiao Tung University.