

行政院國家科學委員會專題研究計畫成果報告

超快光學及超快光電子學之基礎與應用研究

Ultrafast Optics and Photonics: Fundamental Studies and Applications

計畫編號：NSC 88-2215-E-009-019

執行期限：87年8月1日至88年7月31日

主持人：潘犀靈 國立交通大學光電工程研究所

一、中文摘要

本年度計畫成果摘要包括下列幾項：

1. 扭曲式飽和布拉格反射鏡自啟動鎖模鈦藍寶石雷射腔內飽和布拉格反射體在磁場下的 THz 輻射特性之研究

我們報導一個在腔內產生 THz 輻射的新架構。此雷射利用扭曲式飽和布拉格反射體(SSBR)不做任何聚焦即達到自啟動鎖模，而 THz 輻射源是在磁場作用下的飽和布拉格反射體(SBR)。輻射功率約 45 nW，而 THz 頻譜中心位於 0.7 THz。此外，樣品的 THz 輻射功率與磁場的完全平方正比關係也是第一次被觀察到。

2. 利用內腔連續波放大器與扭曲式飽和布拉格反射體之高平均功率飛秒級鎖模鈦藍寶石雷射

我們藉由內腔鈦藍寶石放大器與一低飽和光通量的扭曲式飽和布拉格反射體達到自啟動鎖模。在 68MHz 的脈衝重覆頻率下可得到 1.62 W 的高平均功率、145fs 的脈衝寬度及 160kW 的尖峰功率。400 μ s 的脈衝啟動時間，此啟動時間已經夠短到使雷射可以維持穩定的鎖模。

3. 次皮秒光脈衝在漸寬型半導體雷射光放大器中的光放大行為

利用干涉式自相干儀，我們研究了次皮秒脈衝在漸寬型半導體雷射光放大器中的注入放大行為。入射光脈衝寬度為 90 飛秒且為轉換極限，脈衝致寬和啾頻等行為在光放大後被觀察，我們發現當工作電流從 596mA ($I=0.98I_{th}$) 增加到 662mA ($I=1.1I_{th}$)

時，脈衝寬由 480 飛秒增加到 530 飛秒；啾頻的數量級為 10^{24}sec^{-2} 。我們也首度報導了次皮秒光脈衝在漸寬型半導體雷射光放大器中的群速度色散參數：約為 250fs/nm，這和文獻中所報導單條型半導體雷射光放大器的這兩個參數，在數量級上是相同的。

4. 皮秒級單一與多重砷離子佈值砷化鎵光導元件

我們報導單一佈值與多重砷離子佈值砷化鎵 (50keV, 100keV, 200keV, 10^{16}ions/cm^2)，經過 600°C，30 分鐘的爐管退火製程下在高壓下操作的元件特性。

5. 藉自饋與 Fabry-Perot 半導體雷射的共振驅動以得到高平均功率波長可調的皮秒脈衝

我們利用一個共振驅動 gain-switched FP 半導體雷射產生高尖峰功率(1.4W)且接近轉換極限的 7ps 光脈衝，其波長可從 790nm 調到 810 nm

6. 以可調諧雙波長半導體雷射經光混頻產生連續波次-THz 輻射

我們首度報導利用一未經穩頻之可調諧雙波長外腔半導體雷射為光源—在 LT-GaAs 偶極天線上產生連續波次-THz 輻射—

關鍵詞：扭曲式飽和布拉格反射體 (SSBR)、THz 輻射、磁場、飽和布拉格反射體(SBR)、內腔鈦藍寶石放大器、高平

均功率、漸寬型半導體雷射光放大器、揪頻、群速度色散參數、砷離子佈值砷化鎵、元件特性、resonantly-driven, gain-switched FP laser diode—雙波長外腔半導體雷射、連續波次-THz 輻射、LT-GaAs 偶極天線

Abstract

The abstract of this project report contain those items as following:

1. THz-radiation from intracavity Saturable Bragg Reflector in the magnetic field with self-started mode-locking by Strained Saturable Bragg Reflector

We demonstrate a new configuration for intracavity generation of THz-radiation. A magnetic-field biased saturable Bragg reflector (SBR) inside the femtosecond laser cavity in the magnetic field is the emitter, while a strained saturable Bragg reflector (SSBR) achieves self-started mode-locking without focusing. The calibrated power of the emitted THz-radiation is estimated to be about 45 nW with peak frequency at 0.72 THz and width of about 0.7 THz. The quadratic dependence of THz-radiation power on the magnetic field was also observed.

2. High-Average-Power Mode-locked Ti:Sapphire laser with Intracavity Continuous-Wave Amplifier and Strained Saturable Bragg Reflector

We demonstrate a new scheme for generation of high average power femtosecond pulses by incorporating an intra-cavity amplifier and a strained saturable Bragg reflector with low saturation fluence for self-starting mode-locking. When the the Ti:sapphire oscillator and intra-cavity amplifier were pumped at 10 W and 15 W respectively, the average output power is as

high as 1.62 W. The pulse duration is about 145 fs and the peak power reaches 160 kW at 68 MHz repetition rate. The pulse-formation time of 400 μ s is short enough to sustain stable mode-locking.

3. Sub-picosecond pulse amplification in taper semiconductor optical amplifiers

Using the interferometric autocorrelator, we have characterized subpicosecond pulse injection-amplified in a tapered semiconductor optical amplifiers (SOA's). The optical pulse before amplification is 90fsec. We find the pulsewidth broadened from 480fsec to 530 fsec as the bias current increased from $0.98I_{th}$ to $1.11I_{th}$. The order of magnitude of the chirp parameter was about 10^{24} sec^{-2} . We also reported for the first time that the chirp and GVD aprameter($\sim 250\text{fs/nm}$) of the tapered SOA is of the same order amgnitude as that of single stripe devices.

4. Pico-second response of single and multi-dose arsenic-ion-implanted GaAs photoconductive devices

We reported a single and multi-dose As implanted GaAs (50keV, 100keV, 200keV, 10^{16} ions/cm²), The characteristics of the device after 600 °C, 30min furnace annealed have been demonstrated.

5. High-average-power Tunable Picosecond Pulses by Self-seeding and Resonant Driving of a Fabry-Perot Laser Diode

We have generated high-peak-power (1.4W), nearly transform-limited 7ps optical pulses tunable from 790 to 810 nm by self-seeding of a resonantly-driven gain-switched FP laser diode.

6. Generation of cw sub-terahertz radiation by photomixing of a tunable dual-wavelength external-cavity semiconductor laser

We report generation and characterization of cw sub-terahertz radiation by photomixing output of a free-running tunable dual-wavelength laser diode on a LT-GaAs dipole antenna. Improvement in spectral purity of the THz radiation is expected by frequency stabilization of the laser. Laser output can be increased by techniques such as injection locking.

Keywords: saturable Bragg reflector (SBR), strained saturable Bragg reflector (SSBR), low saturation intensity, THz-radiation, magnetic field, High-average-power, mode lock, Ti:sapphire laser, intracavity continuous wave amplifier, Tapered semiconductor optical amplifier, Chirping, GVD, As-implanted GaAs, resonantly-driven, gain-switched FP laser diode, photomixing, dipole antenna,

二、內容

1. 扭曲式飽和布拉格反射鏡自啟動鎖模鈦藍寶石雷射腔內飽和布拉格反射體在磁場下的 THz 輻射特性之研究

緣由與目的

過去，很多研究者報導以飛秒(femtosecond)脈衝雷射激發材料或元件以產生 THz 輻射。^{1~3)}最近，本文的日本作者曾在鎖模雷射腔內直接產生 THz 輻射。然而，這雷射系統裡利用染料^{4,5)}當飽和吸收體做自啟動鎖模比較笨重。交大發展的新式的飽和吸收體—扭曲式(strained)飽和布拉格反射體(strained saturable Bragg reflector 簡稱 SSBR)具有非常低的飽和強度($\sim 7 \mu\text{J}/\text{cm}^2$)⁶⁾不需要聚焦即可自啟動鎖模。在本篇論文裡我們結合了這兩種概念來發展一種新型腔內 THz 輻射產生系

統。在另一方面，磁場不只可以用來改變 THz 輻射方向⁵⁾也可以被用在內腔⁷⁾或外腔⁸⁾產生更高功率的 THz 輻射。就我們所知，本文也第一次地報導利用飽和布拉格反射體(Saturable Bragg Reflector, 簡稱 SBR)產生腔內 THz 輻射時，THz 功率與磁場強度的函數關係。

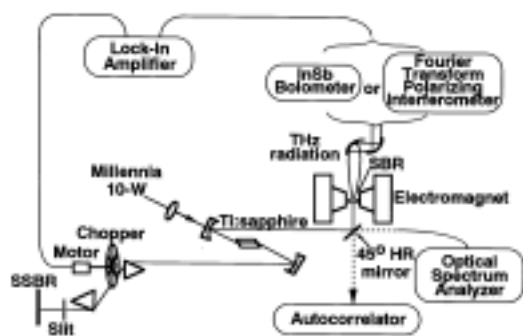
結果與討論

腔內 THz 輻射產生系統如圖一所示。用以啟動鎖模的 SSBR 是在色散補償臂處的端面鏡。作為 THz 輻射源^{4,5)}的 SBR，是在 Z 字型共振腔的另一個臂作為一個端面鏡。它被放在一個可調磁場(從 0T 到 0.88T)的電磁鐵中心。在 10 W 的氫離子雷射幫浦功率下，我們可得到穩定的鎖模雷射約 160-fs、中心波長 800nm、頻寬 4.8nm (如圖二(a)與(b))。在重複頻率為 105 MHz 下腔內平均與尖峰功率分別為 8 W 與 480 kW。放射出來的 THz 輻射則被收集到 InSb 熱偵測器(Bolometer)與傅利葉變換極化干涉儀(Fourier transform polarizing interferometer)以便偵測 THz 輻射的平均功率與頻譜。

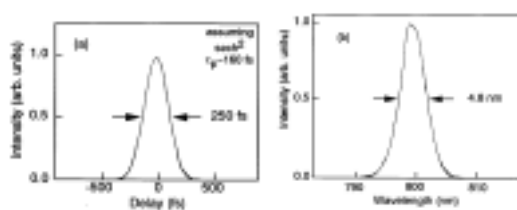
我們觀察到 THz 功率與磁場的平方成正比關係如圖三所示。在 0.88 T 磁場下，THz 輻射平均功率約為 45 nW。這與用染料當吸收體的雷射系統所得到的相當，⁵⁾而比之前沒加磁場的情況($\sim 0.2\text{-}0.3 \text{ nW}$)⁴⁾大了約兩個數量級；這表示磁場可強烈的調制 SBR 內的載子而產生較大的 THz 輻射功率。類似的行為也曾在 InAs⁸⁾與 GaAs⁷⁾等材料作為輻射源時被觀察到。但 InAs 只在較高的磁場下($>1\text{T}$)，磁場的平方關係才吻合。本實驗證明 SBR 產生的 THz 輻射是由光吸收產生載子，藉由磁場產生勞崙茲力(Lorentz force)引發 SBR 的電流遽增效應。在另一組實驗中，我們將 THz 輻射送入極化麥克森干涉儀中，我們在 0.88T 磁場下量到 SBR 產生的輻射場的電磁場自相關訊號，與對應的頻譜如圖四

與圖五所示。與其他內腔 THz 輻射結果比較下^{4,5)}，我們可以歸納得越短的雷射脈衝寬與越高的光強度將會把 THz 頻譜峰值移到較高的頻率。

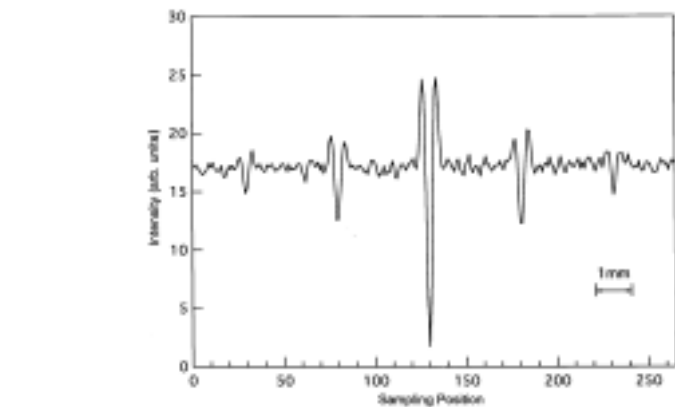
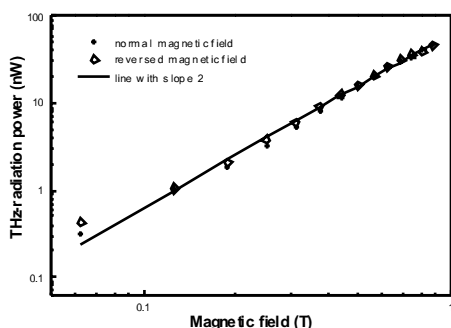
總結實驗結果，我們報導一個在腔內產生 THz 輻射的新架構。此雷射利用 SSBR 在不做任何聚焦的情形下即達到自啟動鎖模；而 THz 輻射源是在磁場作用下的飽和布拉格反射體(SBR)。輻射功率約 45 nW，而 THz 頻譜中心位於 0.7 THz。THz 輻射功率與磁場的平方關係表示 THz 輻射完全從磁場引發的勞倫茲力而加速 SBR 內的載子所產生。利用這個方法以更高的內腔功率與磁場將可能達到更高的 THz 輻射功率。



圖一. 利用不將光聚焦在 SSBR 的鎖模雷射與一個內腔加磁場下的 SBR 作為一個 THz 輻射源的實驗架構圖。



圖二. (a) 有 SSBR 下的鎖模鈦藍寶石雷射在假設脈衝形狀為 sech^2 的情形下得到



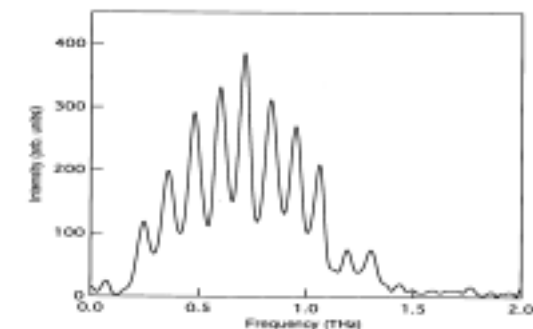
160fs 脈衝的自相關軌跡；(b) 對應的中心波長與頻寬分別約為 800 nm 與 4.8 nm。

圖三. 在對數圖中可看到 THz 功率與磁場成平方關係。十字與鑽石形標誌分別代表磁場極性方向的上與下。實線表示斜率為 2 的線。

圖四. 由極化干涉儀得出從內腔 SBR 在 0.88T 磁場的情況下所得到的 THz 時域形狀的自相關干涉圖。

圖五. 由極化干涉儀得出從內腔 SBR 在 0.88T 磁場的情況下所得到的 THz 自相關經傅利葉轉換後的頻譜圖

2. 利用內腔連續波放大器與扭曲式飽和布拉格反射體之高平均功率飛秒級鎖模鈦藍寶石雷射



緣由與目的

在非線性光學，時間解析光譜學或泰拉赫茲(THz)輻射產生等應用上，高的尖峰或平均功率的飛秒脈衝雷射系統可以有效地改進實驗的結果。最近，藉由鏡面

色散控制⁹⁾與腔傾倒(cavity dumping)¹⁰⁾克爾透鏡鎖模鈦藍寶石雷射而產生高尖峰功率(~MW)與約 10fs 寬度的脈衝已被報導。然而，超快鎖模雷射的功率進一步提高(power scaling)仍是頗具挑戰性的研究課題。最近，Z. Liu 等人¹¹⁾利用一個內腔連續波放大器將飛秒(femtosecond)鈦藍寶石雷射平均功率提升到 3.4W；然而其自啟動鎖模的卻是較笨重的染料系統。在本文裡我們將報導一台緊緻與高輸出功率的飛秒被動鎖模雷射。這將由一個我們之前發展的扭曲式(strained)量子井飽和布拉格反射鏡(飽和強度低到 $7 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ，簡稱 SSBR)與一個內腔連續波放大系統所組成。

結果與討論

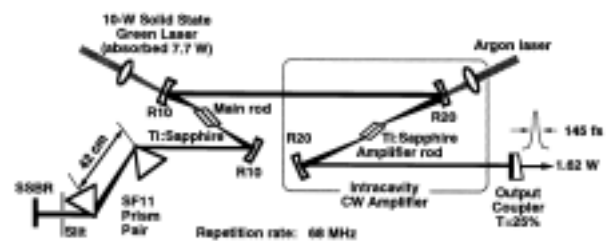
此雷射共振腔內有兩個一公分長度 Brewster 切角的鈦藍寶石(Ti:sapphire)雷射棒如圖一所示。作為被動鎖模的飽和吸收體的 SSBR¹²⁾是放在色散補償臂的端面鏡處。在 SSBR 與稜鏡對之間放了一個可調的狹縫來穩定雷射波長與降低時序紊亂度。由於 SSBR 的低飽和強度，我們可以利用一個相當高穿透率(25%)的輸出鏡且在 SSBR 上不需要作光束的聚焦來維持穩定的脈衝以獲得更高的輸出功率。在不幫浦腔內放大用之鈦藍寶石雷射棒的情形下，此雷射可產生輸出平均功率 1.1W 與接近轉換極限的 130fs 寬的脈衝。雷射中心波長約 787nm 與 5.8nm 的頻寬。

若以氬離子雷射經 20 cm 焦距的透鏡將光聚焦到放大系統處的鈦藍寶石上，此雷射的輸出功率隨著腔內放大系統處的幫浦功率而線性增加(如圖二所示)，此行為與之前用染料當飽和吸收體的系統¹¹⁾一樣。在主與副鈦藍寶石分別被幫浦在 10 W 與 15 W 時，此雷射可產生 1.62W 的平均功率與 145 fs 寬的脈衝。圖三與圖四分別為此轉換極限脈衝的自相關軌跡與頻

譜圖。對應的時間與頻寬乘積為 0.36。在重複率為 68MHz 的情形下雷射的尖峰功率達 160kW。這比我們之前用染料當飽和吸收體¹¹⁾的結果稍小。部分原因是來自於此腔內較高的損耗。

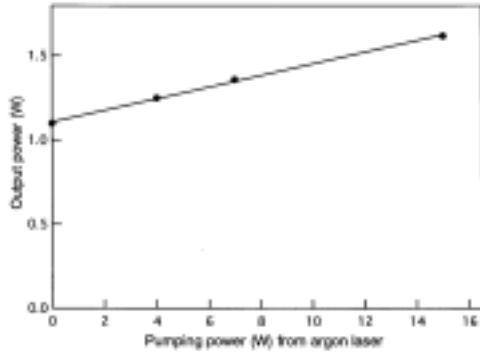
為了查證此雷射的自啟動狀況，我們也量了此脈衝的啟動時間。在此實驗中，我們在雷射腔中放了一個切光器(chopper)，以 87Hz 調變內腔光損耗。用一個 1ns 時間響應的光偵測器與一台 400MHz 的示波器量測雷射輸出的脈衝串。^{13, 14, 15)}如圖五所示。在延遲震盪(relaxation oscillation)後，經過約 400 μs 後雷射輸出可達穩定態。與有 SSBR 但無內腔放大器的自啟動鎖模鈦藍寶石雷射脈衝啟動時間(~5ms)做比較，可看出啟動時間有效的縮短。這是合理的，因為內腔脈衝能量比以前的系統高。

總結，我們報導一個新式更緊緻而穩定的高平均功率飛秒雷射，它是利用一個 SSBR 來自啟動鎖模並以一個內腔連續波放大器系統來增加平均輸出功率。當此內腔放大系統處的鈦藍寶石被 Ar 雷射從 0 W 幫浦到 15W，輸出功率可被線性增加從 1.1W 到 1.62W。就我們所知，這是利用半導體飽和吸收體的鎖模鈦藍寶石雷射可達到的最高平均功率。雷射的尖峰功率可

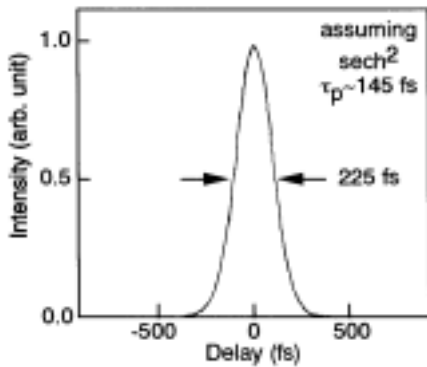


達 160kW，145fs 的脈衝寬度與 68MHz 重覆頻率，脈衝形成時間約為 400 μs 。

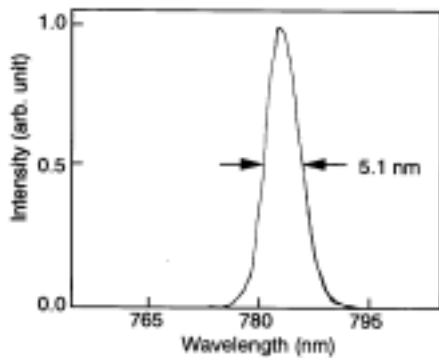
圖一. 緊緻的高平均功率與有內腔連續波放大系統的鎖模飛秒泰藍寶石雷射架構圖。



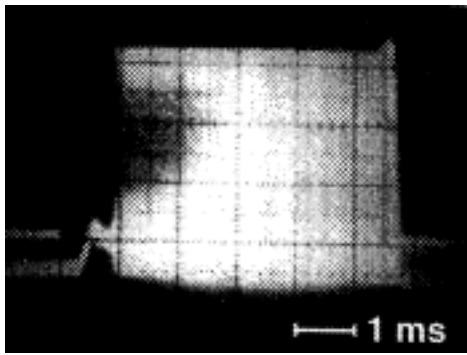
圖二、Ar 雷射的幫浦功率與放大後的輸出功率呈線性關係。



圖三. 在 1.62W 輸出功率下輸出脈衝的自相關軌跡。假設脈衝為 sech^2 的形狀下估算脈衝寬約 145fs。



圖四. 輸出中心波長為 783nm，頻寬約 5.1nm。



圖五. 以快速響應光偵測器量測脈衝啟動時間，並以 400MHz 示波器紀錄其軌跡。鎖模啟動時間經計算約 400 μs 。

3. 次皮秒光脈衝在漸寬型半導體雷射光放大器中的光放大行為

緣由與目的

以鎖模半導體雷射為主雷射 (master laser) 產生皮秒脈衝輸出，並由梯形增益區半導體雷射 (tapered semiconductor optical amplifier, 簡稱 SOA) 將脈衝放大的實驗結果，在過去的研究中已經被實驗與理論證實有良好的增益輸出且脈衝增寬程度不大¹⁶⁻¹⁹。不過光放大過程中，光脈衝相位變化的行為迄今我們對它的瞭解還僅在理論模擬上，次皮秒或更短之飛秒脈衝其本身之寬頻，在注入後因高尖峰功率對揪頻 (Chirp) 上之效應是我們感興趣的。

結果與討論

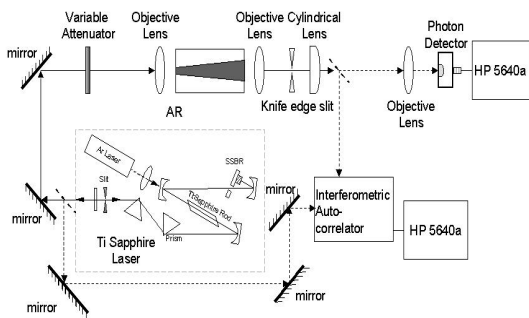
在本工作中，我們採用如圖一的光學架構。光源是以氫離子雷射激發之鈦藍寶石雷射，輸出脈衝寬約在 90 fsec 上下，脈衝重複頻率為 82MHz，中心波長調整到與梯形增益區半導體雷射之自發輻射中心波長相等 (812 nm 附近)。光脈衝入射漸寬形增益區半導體雷射 (SDL, model#8630) 的窄邊端面 ($R \leq 1\%$ 下)。該元件之寬邊輸出面反射率據估計約為 30% 以下。光脈衝特性量測我們是利用干涉式自相干儀，我們分別對 0.51mW 注入功率下，不同操作電流作自相干軌跡的觀察，如圖二所示。我們觀察到脈衝致寬時的自相干曲線膝蓋和下波包的變窄現象，SOA 注入電流由 596mA 加到 662mA 時，輸出脈衝寬度約為 500 飛秒左右，同時當電流，脈衝寬度有由 480 到 530 飛秒逐漸變大的趨勢，其揪頻數量級達到 10^{24}sec^{-2} ，並也有逐漸變大的

傾向。最後我們首度報導了次皮秒脈衝在漸寬型半導體雷射光放大器中的群速度色散參數 (GVD)，約為250fs/nm，GVD與注入電流之關係，如表一所示。此GVD數值與過去文獻中所報導關於單條行半導體雷射光放大器之參數的比較，數量級是相同的。

Current (mA)	Pulsewidth τ (fsec)	a (10^{21}sec^{-2})	β'' (sec^2/m^2)	$\Delta t / \Delta \lambda$ (fs / nm)
596 ($I_{th}=0.98$)	480	8.2	$7.9'10^{-23}$	227
603 ($I_{th}=1$)	530	8	$9.05'10^{-23}$	260
625 ($I_{th}=1.04$)	530	8.5	$8.8'10^{-23}$	253
640 ($I_{th}=1.06$)	530	9.5	$8.29'10^{-23}$	238
662 ($I_{th}=1.1$)	550	9.8	$7.22'10^{-23}$	241

$$E(t) = E_0 \exp(-2\ln 2 t^2 / \tau_w^2) * \exp(i(\omega t + at^2))$$

M. T. Hong, et al : $\Delta t / \Delta \lambda = 150$ (fs / nm) @ 0.8 μm
 Y. H. Kao, et al : $\Delta t / \Delta \lambda = 950$ (fs / nm) @ 1.5 μm
 A. Yariv, et al : $\Delta t / \Delta \lambda = 800$ (fs / nm) @ 0.841 μm
 E. P. Ippen, et al : $\Delta t / \Delta \lambda = 3$ (fs / nm) @ 1.5 μm



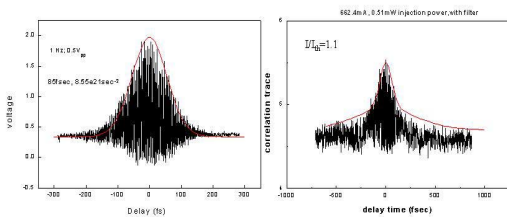
圖一 飛秒脈衝放大系統實驗架構圖

4. 皮秒級單一與多重砷離子佈植砷化鎵光導元件

緣由與目的

具備超短載子生命期，高的崩潰電場 (breakdown field) 以及更高的載子移動率，是超快的光導元件基底材料具備的特性。

本文主要探討半絕緣性砷化鎵晶片，在多重相同濃度的砷離子佈植 (50KeV, 100KeV, 200KeV, 10^{16} ions/cm²) 後，且經過 600°C, 30 分鐘的爐管退火製程，與單一 (200KeV, 10^{16} ions/cm²) 砷離子濃度佈植，經過 600°C, 30 分鐘的爐管退火製程下製成共面微條型結構 (coplanar strip, 簡稱 CPS) 光導開關元件 (長為 10mm, 間距為 20 μm , Au 電極) 上所造成特性的差異。



圖二 Tapered SOA 有無注入放大下之自相干軌跡及回歸曲線

表一 掀頻隨著電流由 0.98I_{th} 增加至 1.1I_{th} 時大小有變大之趨勢，GVD 參數則具有 1024sec⁻² 的數量級。

結果與討論

由 TRIM 模擬的結果可推測多重佈植的砷離子分佈區域集中在表面下 400 埃左右，而單一佈植砷離子集中區域則約在表面 825 埃；與實際用二次質譜儀 (SIMS) 量測的結果相近。

可能由於多次佈植砷離子砷化鎵薄膜的佈植濃度分佈比單次佈植的濃度分佈均勻，所以在加高偏壓的工作環境中，似乎其時域響應回復時間 (falltime) 比單次佈植砷離子砷化鎵薄膜來的快；600°C、30

分鐘的爐管退火製程使得 10^{16} ions/cm² 劑量砷離子佈值砷化鎵製作的 CPS 光導開關，具有約 2.5ps 左右的時域響應，上升時間(risetime)不會因為佈植次數而有顯著的變化。(見圖一)

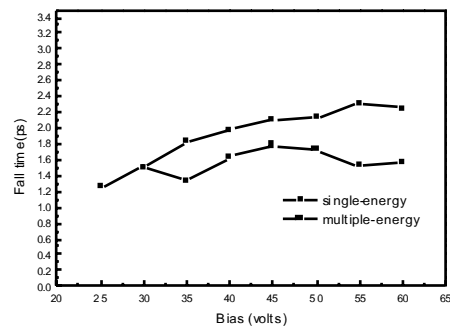
作光電流量測時，我們發現單一佈值砷離子砷化鎵於 50V~80V 高電壓時(電場約 25KV/cm 以上)電訊號上升趨勢減緩，呈現飽和的趨勢，而多重離子佈值砷化鎵，雖然所產生的光電流峰值比單一佈值砷化鎵來的低些，但是偏壓增高到 80V(電場約為 40KV/cm 以上)，才發生類似飽和的現象，可能的解釋是，多重佈值的砷化鎵其漂移速率在相同電場作用下比單一佈值砷化鎵低，所以在更高偏壓才會達到飽和狀態，也因此多重佈值的砷化鎵耐高壓程度比單一佈值化鎵來的好。

另外在抑制光導響應尾部效應方面，單一佈值砷化鎵的尾部效應，有隨著偏壓增高而明顯變大的趨勢，在偏壓 60V 時，其尾部的高度幾乎為光電流峰值的 50% 左右，但同樣在偏壓 60V，多重佈值砷化鎵的尾部高度仍可以維持在光電流峰值的 15% 以內。(見圖三與圖四)

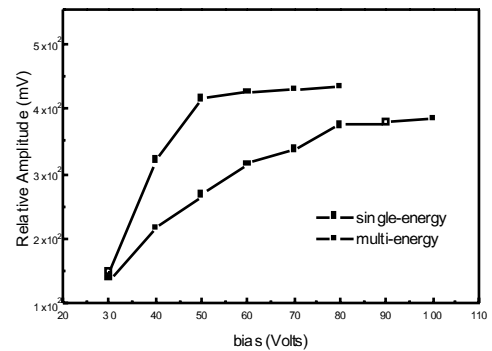
圖五顯示元件暗電流與電壓的關係，單一佈值砷離子砷化鎵和多重佈值砷離子砷化鎵材料，經過 600°C、30min 的退火製程，其暗電流比原先未經過退火製程，驟降四個數量級以上，(在定壓 10V 時，間距 100 μm 的簡單光導量測暗電流，未退火單一佈植砷化鎵暗電流為 3×10^{-4} A，未退火多重佈值砷化鎵暗電流為 4×10^{-4} A；退火後單一佈植砷化鎵暗電流為 3.65×10^{-8} A，退火後的多重佈植砷化鎵暗電流為 2×10^{-8} A)，

總結，我們發現多重佈值砷化鎵的抗高壓性和抑制尾部效應均優於單一佈值砷離子砷化鎵，未來，在元件材料上的改進，我們可以用更高的佈值劑量，將佈值的濃度加深，和更多次的佈植次數，來使佈值區域更均勻且深入，另外也可以將佈值好的基版底部未受佈值部份往上蝕刻

(lift-off)，使受激的載子皆侷限在佈值

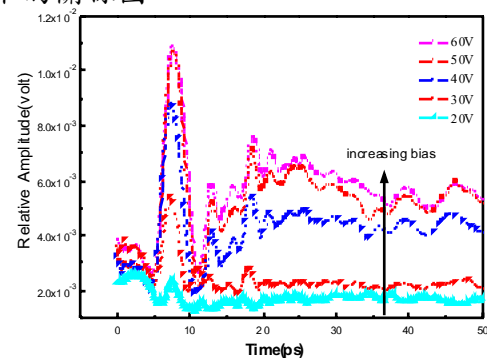


圖一、下降時間與偏壓關係的比較

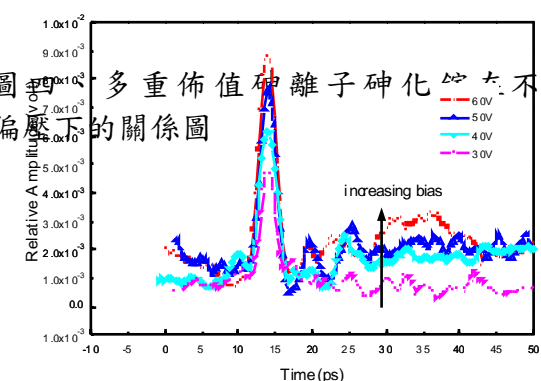


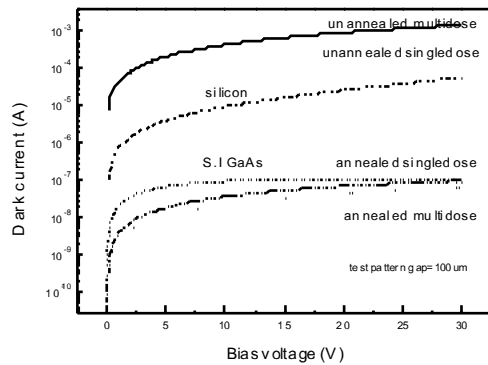
圖二、光電流峰值與偏壓的關係比較

圖三、單一佈值砷離子砷化鎵在不同偏壓下的關係圖



圖四、多重佈值砷離子砷化鎵在不同偏壓下的關係圖





圖五、暗電流與電壓的關係

5. High-average-power Tunable Picosecond Pulses by Self-seeding and Resonant Driving of a Fabry-Perot Laser Diode

緣由與目的

Previously, one of the authors (C. T. Chang) reported high power (4W) short (14.5 ps) pulses from a gain-switched Fabry-Perot (FP) laser diode ($\lambda=0.8 \mu\text{m}$) via resonant driving. These optical pulses are far from transform limited. In this work, we report tunable, high-power, nearly-transform-limited, ultrashort pulse generation by wavelength selective self-seeding of a resonantly-driven gain-switched FP laser diode.

結果與討論

The experimental set-up is shown in Fig.1 which combines resonant driving of a FP laser diode [25] with self-seeding from an external grating [26]. The purpose of LD resonant driving is to provide high driving pulse current (900 mA) needed for generation

of high power, short optical pulses. The external grating is there to select a wavelength among many FP wavelengths within a gain-switched optical pulse to self-seed subsequent pulses for single wavelength operation. With a dc average current (or bias) current of 120 mA (1.5 laser threshold current) and the resonant driving pulse current of 900 mA, The 0.8 μm FP laser diode (SONY LD 202V3) generated high power (4W) short pulse of 14.5 ps (FWHM). The correlation trace shown in Fig. 2.

Self-seeding of the gain-switched pulses as shown on the right hand side of Fig.1 will result in a single wavelength operation of the gain switched FP laser, since the laser pulse was built up from the grating selected single wavelength coherent photons rather from incoherent photons via spontaneous emission. The incident angle set at about 80 degree with respect to the normal to the grating (1800 lines/mm). The mirror reflection of the first order diffraction (about 20%) at an angle of 32.5 degree is used for self-seeding and the zero order reflection (80%) by the grating is the laser output. To minimize pulse width and to maximize the output optical power, the distance from the mirror to the LD is adjusted to be around 30 cm corresponding to a round trip optical delay of 2 ns. It then generated nearly-transform-limited 7-ps pulses at 500 MHz, as shown in Fig.3. The pulse width reduction from 14.5 ps to 7 ps is the consequence of self-seeding, since the laser pulse was built up fast from more coherent optical photons (feedback via the grating) rather than from a small amount of incoherent photons via spontaneous emission. The output wavelength can be tuned from 790nm to 810 nm as shown in Fig. 4 by slightly titling the mirror to reflect different FP wavelengths for self-seeding. The side mode suppression ratio was higher than 20 dB over

the above tuning wavelength range.

In conclusion, we have generated 7 ps optical pulses by self-seeding and resonantly at 500 MHz driving of a FP laser diode. These single wavelength pulses are nearly transform limited with a time-bandwidth product of 0.41. The resonant driving enhances the LD driving current, while the external grating is used to select a wavelength among many FP wavelengths to self-seed the subsequent pulses for single tunable wavelength from 790 nm to 810 nm. We attribute the shortening of optical pulse width to 7 ps (from 14.5 ps gain switched pulses) as a consequence of fast stimulated emission initiated by self-seeding of more coherent optical photons from the wavelength selective grating.

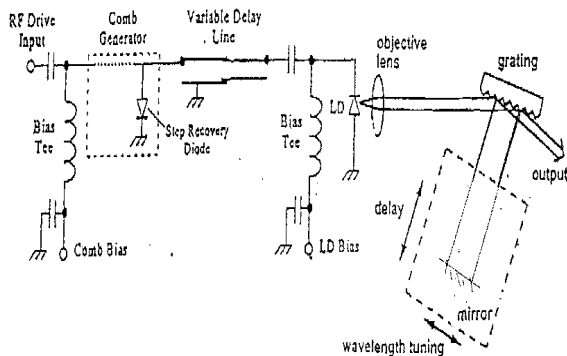


Fig. 1. Experimental arrangement for picosecond pulse generation by self-seeding and resonant driving of a Fabry-Perot laser diode.

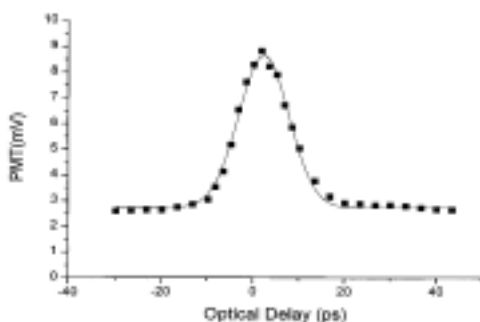


Fig. 2 The autocorrelation trace of the gain-switched optical pulse from a FP laser diode, having a pulse width 14.5 ps(FWHM).

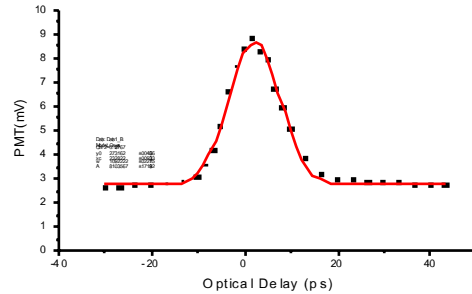


Fig. 3. The autocorrelation trace for optical pulses from self-seeding and resonant driving of a FP laser diode, having a FWHM of 7 ps.

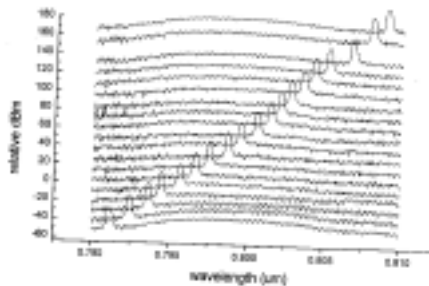


Fig. 4. Tunable optical wavelength from self-seeding and resonant driving of a FP laser diode

6. 以可調諧雙波長半導體雷射經光混頻產生連續波次-THz 輻射

緣由與目的

近年來，許多研究小組致力於連續波雷射來產生 THz 訊號[27][28][29][30]。本篇首度報導本實驗室發展之外腔雷射調變波長的雙波長雷射產生 THz 訊號[31][32]。

結果與討論

圖一是整個實驗系統架構圖，雙波長雷射聚焦後打在 1-mm 大小的光導的電偶極天線(見圖二)，這種天線基底材質為低溫磊晶成長 GaAs(LT-GaAs)產生 THz 的訊號送至一 Martin-Puplett interferometer，其干涉訊號用 InSb hot electron bolometer 量測。圖三是可調雙波長雷射的系統架構圖，我們選用 SDL2360 作為增益介質，這是一個寬面積的半導體雷射，中心波長在 $\lambda_0 = 830 \text{ nm}$ 。雷射光經物鏡藉削角入射光柵(1800 lines/mm)分光，再經由透鏡 ($f = 25 \text{ cm}$)和一個 V 狀條型鏡形成共振腔。圖四是雷射輸出雙波長的可調範圍從 0.14nm 到 6.88nm，輸出功率大約 10mW。當雙波長距離為 $\Delta\lambda=0.88 \text{ nm}$ ，可以很明顯的觀察到干涉訊號，經由 FFT(Fast Fourier Transform)，可以得到所對應的頻率是 0.347THz。如圖五，圖六所示，所示是改變不同的雙波長距離 $\Delta\lambda = 0.6 \text{ nm}$ 。

表一是理論和實驗值所做的比較，雷射線寬在 free running 的情況下約為 200MHz。

$\Delta \lambda$ (nm)	Experiment (THz)	Theory (THz)
0.88	0.347	0.384
0.60	0.250	0.261

雖然本實驗使用未經穩頻的雷射，可以得到窄頻寬的 THz 訊號。我們也深信藉由穩頻雷射，可以得到更好的結果。本實驗是由國科會資助，也謝謝日本郵政省的協助。

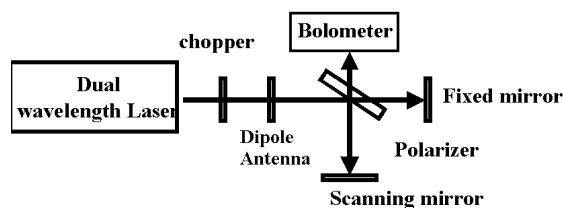


Fig. 1 Experimental Setup.

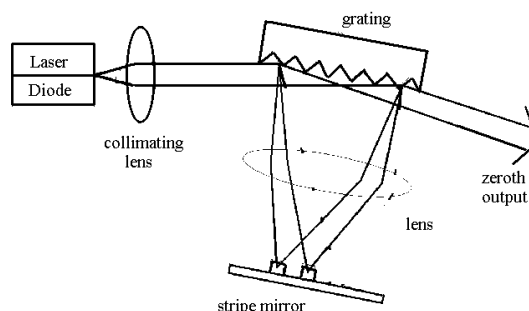


Fig. 2 Configuration of the 2- λ -ECL.

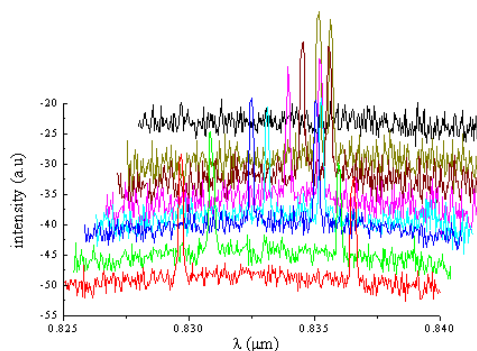


Fig. 3 Spectral separation of the 2- λ -ECL biased at $I=420\text{mA}$ can be tuned from 0.14nm to 6.88nm

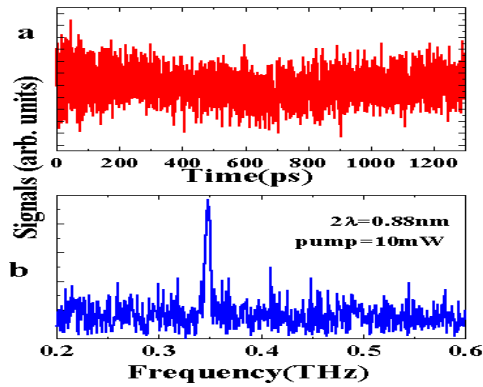


Fig. 4 Interferogram and the corresponding spectra for $\Delta\lambda=0.88$ nm

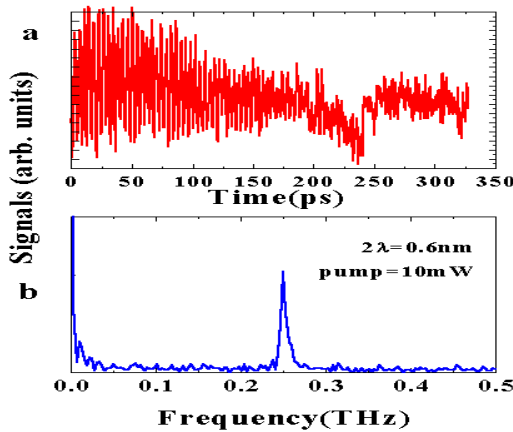


Fig. 5 Interferogram and the corresponding spectra for $\Delta\lambda=0.6$ nm

三、参考文献

References

1. D. H. Auston: Appl. Phys. Lett. **43** (1983) 713.
2. X.-C. Zhang and D. H. Auston: J. Appl. Phys. **71** (1992) 326.
3. P. C. M. Planken, M. C. Nuss, W. H. Knox, D. A. B. Miller and K. W. Goossen: Appl. Phys. Lett. **61** (1992) 2009.
4. N. Sarukura, H. Ohtake, Z. Liu, S. Izumida, T. Itatani, T. Sugaya, T. Nakagawa and Y. Sugiyama: Jpn. J. Appl. Phys. **36** (1997) 560.
5. N. Sarukura, H. Ohtake, Z. Liu, T. Itatani, T. Sugaya, T. Nakagawa and Y. Sugiyama: Jpn. J. Appl. Phys. **37** (1998) 125.

6. Jia-Min Shieh, T. C. Huang, K. F. Huang, Chi-Luen Wang, Ci-Ling Pan: Opt. Communications. **156** (1998) 53.
7. X.-C. Zhang, Y. Jin, T. D. Hewitt, T. Sangsiri, L. E. Kingsley and M. Weiner: Appl. Phys. Lett. **62** (1993) 2003.
8. N. Sarukura, H. Ohtake, S. Izumida and Z. Liu, J. Appl. Phys, **84** (1998) 654.
9. L. Xu, G. Tempea, Ch. Spielmann, F. Krausz, A. Stingl, K. Ferencz, and S. Takano, Opt. Lett. **23**, 789 (1998).
10. A. Baltuska, Z. Wei, M. S. Pshenichnikov, D. A. Wiersma, and R. Szipoc, Appl. Phys. B **65**, 175 (1997)
11. Z. Liu, S. Izumida, S. Ono, H. Ohtake, and N. Sarukura, Appl. Phys. Lett. **74**, 3622 (1999).
12. J. M. Shieh, T. C. Huang, K. F. Huang, C. L. Wang, and C. L. Pan, Opt. Commun. **156**, 53 (1998).
13. N. Sarukura and Y. Ishida, Opt. Lett. **17**, 61 (1992).
14. J. C. Kuo and C. L. Pan, Opt. Lett. **15**, 1297 (1990).
15. J. Goodberlet, J. Wang, J. G. Fujimoto, and P. A. Schulz, Opt. Lett. **15**, 1300 (1990).
16. Alan Mar, Roger Helkey, John Bowers, David Melhuys, and David Welch, "Mode-Locked Operation of Master Oscillator Power Amplifier", IEEE Photonics Tech. Lett., vol.6, #9, pp.1067-1069, 1994
17. Lew goldberg, D. Melhuys, and D. Welch, "High Power Mode-Locked Compound Laser Using a Tapered Semiconductor Amplifier", IEEE Photonics Tech. Lett., vol.6, #9, pp.1070-1072, 1994
18. M.Y. Hong, Y.H. Chang, A. Dienes, J. P. Heritage, P. J. Delfyett, Sol Dijaili, and F. G. Patterson, "Femtosecond Self and Cross-Phase Modulation in Semiconductor Laser Amplifiers", IEEE J. Q. E. vol.2, no.3, Sep., 1996.
19. Y.H. Hong, I.V. Goltser, M. Jiang, M.N. Islam, and G. Raybon, "Gain dispersion induced subpicosecond pulse breakup in a fiber and semiconductor laser amplifier combined system", Appl. Phys. Lett. **69** (27), 30 December 1996.
20. F. Ganikhanov, G.-R. Lin, W.-C. Chen, C.-S. Chang, and C.-L. Pan, "Subpicosecond carrier lifetime in arsenic-ion-implanted GaAs," Appl. Phys. Lett. Vol. **67**, pp. 3465-3467, Dec. 4, 1995.
21. G.-R. Lin, W.-C. Chen, C.-S. Chang, and C.-L. Pan, "Effect of rapid thermal annealing on carrier

- lifetimes of arsenic-ion-implanted GaAs," *ibid.*, **69**, pp. 996-998, August 12, 1996.
- 22.** H. H. Wang, P. Grenier, J. F. Whitaker, H. Fujioka, J. Jasinski, and Z. Lilienthal-Weber, *IEEE J. Sel. Top. Quantum.* **2**, 630 (1996).
 - 23.** Gong-Ru Lin and Ci-Ling Pan, "Picosecond Responses of Low-Dosage Arsenic-Ion-Implanted GaAs Photoconductors," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. **71**, No. 20, pp. 2901-2903, Nov. 17, 1997.
 - 24.** Gong-Ru Lin, Wen-Chung Chen, Shyh-Chin Chao, C.-S. Chang, Kaung-Hsiung Wu, T. M. Hsu, W. C. Lee, and Ci-Ling Pan, "Material and Ultrafast Optoelectronic Properties of Highly Resistive Arsenic-ion-implanted GaAs," *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. **34**, No. 9, pp. 1740 - 1748, September, 1998.
 - 25.** C. T. Chang, C. K. Sun, D. J. Albares, and E. W. Jacob, "High-Energy (59pJ) and Low-Jitter (250 fs) Picosecond Pulses from Gain-Switching of a Tapered Laser Diode via Resonant Driving," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 1157-1159 (1996).
 - 26.** C. L. Pan and C. L. Wang, "A Novel Tunable Dual-Wavelength External-Cavity Laser Diode and Its applications," *Optical and Quantum Electron.* **28**, 1239-1257 (1996).
 - 27.** K. A. McIntosh, E. R. Brown, K. B. Nichols, O. B. McMahon, W. F. DiNatale and T. M. Lyszczarz, *Appl. Phys. Lett.* **67** (1995) 3844.
 - 28.** M. Hyodo, M. Tani, S. Matsuura, N. Onodera and K. Sakai, *Electronics Lett.* **32** (1996) 1589.
 - 29.** T. Hidaka, M. Tani, S. Matsuura and K. Sakai, *IEEE Electron. Dec. Lett.*, **33** (1997) 2039.
 - 30.** P. Gu, M. Tani, M. Hyodo, K. Sakai, and T. Hidaka, *Jpn. J. Appl. Phys.* **37** (1998) L976.
 - 31.** C. L. Wang and C. L. Pan, *Appl. Phys. Lett.* **64** (1994) 3089.
 - 32.** C. L. Wang and C. L. Pan, *Opt. Lett.* **20** (1995) 1292.