

國立交通大學
光電工程研究所

博士論文

半導體雷射干涉儀之光源穩頻與追溯

Wavelength stabilization and tracibility of laser
diode for interferometer

研究生：黃卯生

指導教授：陸懋宏 教授

施宙聰 教授

中華民國九十三年七月

半導體雷射干涉儀之光源穩頻與追溯

Wavelength stabilization and tracibility of laser diode for
interferometer

研究生：黃卯生

Student : Mao-Sheng Huang

指導教授：陸懋宏
施宙聰

Advisor : Mao-Hong Lu
Jow-Tsong Shy

國立交通大學
光電工程研究所
博士論文

A Thesis

Submitted to Institute of Electro-Optical Engineering
College of Electrical Engineering and Computer Science
National Chiao Tung University

in partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of

Doctor

in

Electo-Optical Engineering

July 2004

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十三年七月

半導體雷射干涉儀之光源穩頻與追溯

學生：黃卯生

指導教授：陸懋宏教授

施宙聰教授

國立交通大學光電工程研究所

摘要

由於半導體雷射發展日新月異，在干涉量測用途上已有取代氦氖雷射的潛力。但使用半導體雷射在干涉量測用途上有幾個問題需要考量，包括光回饋、頻率線寬太寬、缺少簡單可靠的穩頻方法、及適當的波長追溯管道等問題。本研究提出一個使用半導體雷射在干涉量測的方案，在方案中使用線寬約 2 MHz 的微透鏡半導體雷射建構干涉量測系統，在 500 mm 光程差以下不需要使用光隔離器。為了提供半導體雷射一個簡易的穩頻方法選用 Fabry-Perot 光學標準具來穩頻。為提供穩頻雷射波長追溯，建立了一個鈣蒸汽室，供發展 657 nm 的波長標準。

在簡易半導體雷射穩頻方法的工作中本研究提出，雷射鎖頻在 Fabry-Perot 共振腔或光學標準具的共振峰側邊時，最好的鎖頻位置與共振腔反射鏡反射率相關。當反射鏡反射率高於 85 %，這時短期頻率穩頻定度最好的位置大約落在共振峰頂位階的 75 % 左右，而非我們一般常用的 50 % 處。本研究並提出一種兩共振峰相減訊號的雷射穩頻技術，這種技術對於雷射光束角度偏移或者 Fabry-Perot 共振腔角度飄移都有比較好的抵抗力，預期其長期穩定度可以優於傳統單光束穩頻，使用為干涉儀光源是一種有潛力的技術。

為解決半導體雷射波長追溯問題，本研究提出了一種簡易的鈣蒸汽室，用這個鈣蒸汽室實現 657 nm 的波長標準比用雷射致冷方法簡單。而這與美國國家標準與技術研究院類似訴求的原子束腔法比較起來，我們的方法，光譜訊號與光功率比高於平行系列熱原子束法，蒸汽室連續運轉的時間可以達 10 天以上不用破真空補充鈣，遠比原子束腔法的 13 個小時長。

Wavelength stabilization and tracibility of laser diode for interferometer

Student: Mao-Sheng Huang

Advisor: Prof. Mao-Hong Lu

&Prof. Jow-Tsong Shy

ABSTRACT

Laser diodes have the potential to replace Helium-Neon lasers in interferometry because of their rapid quality improvements. However, certain problems remain when using laser diode in interferometry, including optical feedback, wide frequency line-width, lack of a convenient and robust frequency stabilizer and an effective method for laser wavelength calibration. To solve these problems, in this work we propose a method for the application of laser diodes in interferometer. Herein, a 2 MHz line-width micro-lens laser is used as light source of an interferometer. The interferometer requires no optical isolator until its optical path difference exceeds 500 mm. We also use a Fabry-Perot etalon as a frequency stabilizer for the light source of a laser interferometer and use a Calcium vapor cell for developing a 657 nm wavelength standard.

To develop a simple and robust method for diode laser frequency stabilization, we find that locking a diode laser wavelength to one side of a resonance of a Fabry-Perot cavity or etalon, the optimal wavelength stability point is at about 75% of the resonance's top level instead of 50 % of the level where we generally lock a laser if the reflectivity of the etalon's mirror is beyond 85 %. We also present a two-resonance-

differential technique for stabilizing a laser to a Fabry-Perot etalon's resonance, by which the error signal becomes insensitive to the angle drift of the etalon.

To solve the wavelength tracibility problem of a laser diode, we show a novel calcium vapor cell for laser spectroscopy. This cell enables the quicker development of 657 nm wavelength standard when compared with cooling atoms. Accordingly, based on the cell, we obtain better saturation peak signal to optical power ratio than that by the thermal beam cell technique developed by NIST. In addition, our cell can continuously work for up to 10 days, which also outlives that of the thermal beam cell technique.



致謝

首先要感謝陸懋宏老師與施宙聰老師兩位指導教授，如果沒有陸老師的督促與指導，此一論文將無法順利完成，如果沒有施老師在雷射穩頻知識與技術的啟蒙與指導此一論文也無由產生。

此外也感謝量測中心徐章主任、段家瑞副主任及林組長提供此一進修機會及在工作上的支持，並感謝長度室及電磁量室同仁在工作上的配合使本人能有足夠的時間完成學業，特別感謝彭國勝、劉惠中、盧聖華、藍玉屏、彭錦龍、徐仁輝等幾位同仁及吳見明與梁文烈顧問在研究工作上的討論與協助。

最後要感謝家人與愛妻來金的包容與扶持。



目錄	
摘要	i
ABSTRACT.....	ii
致謝	iv
目錄	v
圖目錄	vii
一 緒論	1
二 研究方法	6
2.1 實用型半導體穩頻雷射的穩頻研究	6
2.1.1 Fabry-Perot 共振腔穩頻基礎	6
2.1.2 Fabry-Perot 共振腔共振訊號側邊穩頻	9
2.1.3 Fabry-Perot 標準具穩頻之最大斜率點	10
2.1.4 利用兩共振峰相減訊號進行雷射穩頻	12
2.2 以鈣蒸汽室來產生穩頻參考訊號研究方法	21
2.2.1 鈣原子能階	21
2.2.2 鈣原子飽和吸收光譜基礎	23
2.2.3 鈣反射鏡為基礎的蒸汽室	26
三 實驗裝置	28
3.1 Fabry-Perot 共振腔共振訊號側邊穩頻穩定度最佳化實驗	28
3.2 利用兩共振峰相減訊號進行雷射穩頻實驗	30
3.3 鈣原子飽和吸收光譜實驗	35
四 結果	38
4.1 Fabry-Perot 共振腔共振訊號側邊穩頻結果	38
4.2 利用兩共振峰相減訊號進行雷射穩頻結果	41
4.3 鈣原子飽和吸收光譜實驗結果	44

4.4 雷射穩頻在鈣原子光譜	50
五 討論	54
六 相關應用研究	56
6.1 Fabry-Perot 共振腔穩頻技術在高壓電場感測器的應用	56
6.2 以對雙共振峰差雷射穩頻方法使用於輪廓量測儀	59
6.3 鈣穩頻雷射延伸至光通訊波長標準之可行性研究	66
七 結論	69
7.1 本研究之主要成果	69
7.2 本研究可以再延伸的研究方向	70
參考資料	71
著作目錄	75



圖目錄

圖 1	Fabry-Perot 共振腔示意圖	6
圖 2	共振訊號	7
圖 3	穩頻用之過零點誤差訊號	8
圖 4	雷射波長鎖在光學標準具共振峰之一側	10
圖 5	最大斜率點	11
圖 6	訊號 A 、訊號 B 與它們的差訊號 $A-B$	12
圖 7	三種雷射入射光束與光學標準具法線之間的關係	13
圖 8	兩雷射光束在標準具法線同一側入射時，共振峰移動情況	14
圖 9	兩雷射光束由標準具法線相反兩邊入射，共振峰的移動情形	15
圖 10	單一光束入射 Fabry-Perot 光學標準具	16
圖 11	雙光束入射 Fabry-Perot 光學標準具	17
圖 12	$T'_D(f_i)$ 和頻率飄移率 $\Delta f_A/\Delta f_i$ 隨 $\Delta\theta$ 的變化	20
圖 13	鈣原子能階	21
圖 14	飽和吸收光譜的基本做法	24
圖 15	飽和吸收光譜的原子速度選擇示意圖	25
圖 16	銻原子飽和吸收光譜	25
圖 17	各種溫度下的鈣蒸汽壓	26
圖 18	以鈣反射鏡為基礎之蒸汽室	27
圖 19	用來驗證理論結果之實驗裝置	28

圖 20	以雙共振峰差過零點穩頻之裝置圖	30
圖 21	以自動視準儀量測 Fabry-Perot 光學標準具的角度	32
圖 22	系統照片	34
圖 23	鈣蒸汽室裝置圖	35
圖 24	用來產生飽和吸收光譜的光學系統圖	36
圖 25	鈣蒸汽室照片	37
圖 26	最佳頻率穩定點對光學標準具反射鏡反射率的關係	38
圖 27	最佳頻率穩定點上與半高點上穿透強度係數斜率比較	39
圖 28	反射鏡反射率分別為 90 %，50 % 及 10 % 時的共振訊號	39
圖 29	示波器上顯示的共振峰	41
圖 30	當標準具轉動時，共振訊號波長移動量	42
圖 31	雷射穩頻結果	43
圖 32	鍍鈣過程中，通過鈣蒸汽室之雷射探測光束功率變化	44
圖 33	鈣原子吸收光譜。	45
圖 34	鈣吸收光譜吸收深度與蒸汽室溫度的關係	46
圖 35	以我們的鈣蒸汽室所觀察到的鈣飽和吸收光譜	47
圖 36	$\Delta m_j = +1$ 峰與 $\Delta m_j = 0$ 峰偏離程度與電流的關係	48
圖 37	飽和吸收峰高度變化隨鈣蒸汽室溫度的變化	49
圖 38	頻率調制 (FM) 光譜穩頻系統圖	50
圖 39	鈣的頻頻率調制 (FM) 光譜	51
圖 40	雷射頻率擾動裝置	52

圖 41	雷射頻率雜訊	52
圖 42	執行穩頻後的誤差訊號與飽和吸收光譜訊號	53
圖 43	以光相位調制器為基礎的電場感測器實驗系統圖	57
圖 44	加共振腔的塊材狀調制器的頻率響應	58
圖 45	微透鏡雷射波長對雷射電流的關係	60
圖 46	干涉儀系統	62
圖 47	干涉儀訊號	63
圖 48	干涉訊號相位圖	64
圖 49	光反饋進雷射造成穩頻訊號擾動	65
圖 50	PPLN 與溫控爐，爐的上蓋已掀開	67
圖 51	倍頻實驗裝置圖	67
圖 52	PPLN 倍頻功率隨溫度變化	68



一 緒論

在長度或尺寸的量測中，雷射干涉技術一直扮演一個很重要的角色，與其它量測儀器比較起來，能夠同時量很長的距離又能保持高準確度的就只有雷射干涉儀。雷射干涉儀量測長度最重要的基本要素就是雷射的波長，知道雷射波長才能夠進而以它為計量單位來量測長度。本研究設定以半導體雷射所需的波長標準建立及傳遞為主要研究領域，技術上則循雷射穩頻相關研究為主軸。

長度計量的工作就是在實現公尺的定義，再將其擴散至產業、民生、與科學等。早期長度標準是定義在光譜燈的波長，例如 1960 年國際度量衡大會定義 ^{86}Kr 原子能階躍遷 ($^5d_5 \rightarrow ^2P_{10}$) 時，所放出的輻射在真空中波長的 1,650,763.73 倍長度為 1 公尺，換句話說，這個輻射光的真空波長就是 0.60578 μm 。之後因為雷射發明及雷射穩頻技術的發展，許多科學家就希望以穩頻雷射取代光譜燈成為公尺的新定義，但最後並沒有這樣做，而是以電磁波速來定義公尺。在 1983 年第 17 屆國際度量衡大會給公尺一個新定義 [1]，一公尺等於平面電磁波在真空中於 1/299,792,458 秒時間內所行經的距離，也就是說真空平面電磁波的速度是 299,792,458 m/s。在大會中同時建議三種實現公尺定義的方法：

1. 量測平面電磁波在真空中行走的時間，時間乘上前述之真空平面電磁波速度就是長度。
2. 量測平面電磁波的頻率，平面電磁波真空速度除以頻率就是真空波長，再用真空波長來量長度。
3. 利用表列的建議輻射，實現這些建議輻射，就可以直接使用表列 [1] 的頻率及真空波長值及其不確定度。

第 3 種方法提到的建議輻射包括光譜燈及各種原子分子穩頻雷射，其產生的波長與頻率值由許多實驗室測量過，經過篩選後以其平均值配合統計的標準差做為其相對不確定度。

前述之第 1 種方法大多使用於大地量測，第 2 種方法由於測量頻率所

需的技術與資源耗費均較龐大，即使近年發展出利用飛秒光梳 [2-3]來測量頻率提供較簡易的實現方法，但技術困難度與價格關係使其仍無法在近期內成為實驗室普遍的實現方法。因此利用第 3 種實現方式，也就是使用建議輻射在目前仍是較為實際的方法。尤其以紅光（633 nm）碘穩頻氦氖雷射使用最為廣泛，甚至可以買到商品。這種雷射也在各國家實驗室間進行過無數次的比對，可靠度極高。其發展得好最主要的原因是氦氖雷射發展時間久，技術成熟，價格低廉，因此干涉儀幾乎都是使用紅光氦氖雷射做光源，相對應波長的建議輻射自然也特別受重視。

近年來由於半導體雷射異軍突起，光儲存及雷射指示筆的大量應用使其價格及品質都可比美紅光氦氖雷射，而且其雷射頭遠比氦氖雷射小，所以許多嘗試以半導體雷射取代氦氖雷射的研究陸續展開 [4,5]。與氦氖雷射比較起來，利用半導體雷射來做長度量測還是有些限制，尤其是使用到雷射的波長來量測，因為半導體雷射沒有發展出像氦氖雷射那種簡單的穩頻方法供雷射干涉儀使用，而且每顆半導體雷射波長變異性很大，不像氦氖雷射幾乎每支雷射的波長都很接近，這使得半導體雷射波長追溯較困難。另外一個問題是可見光雷射用在測長比較方便，但在可見光區，半導體雷射波長涵蓋範圍的建議輻射只有 633 nm, 640 nm, 657 nm, 674 nm 及 778 nm 等 5 條輻射，其中前兩條是以氦氖雷射鎖頻在碘分子的飽和吸收光譜上，第三條的 657 nm 是將雷射鎖頻在鈣冷原子的 $^1S_0-^3P_1; \Delta m_j=0$ 躍遷上，674 nm 則是將雷射鎖頻在 $^{88}\text{Sr}^+$ ，鋇冷離子 $5^2S_{1/2}-4^2D_{5/2}$ 躍遷上，778 nm 則是將雷射鎖頻在 ^{85}Rb 原子的 $5S_{1/2}(F=3)-5D_{5/2}(F=5)$ 雙光子吸收上。其中 633 nm 的半導體雷射是最方便的選擇，因為這個波長的建議輻射大部份國家都有，640 nm 的建議輻射一直少有人用，657 nm 及 674 nm 兩條建議輻射因技術及資源要求龐大，只有少數先進國家擁有，而其最終目的可能是要做為光頻標準或光鐘，而 778 nm 則已接近紅外光，使用較不便利。因此使用 633 nm 的半導體雷射來做干涉量測一直是較好的答案。但是在這裡有一個因素沒有考量進來就是雷射價格與品質。一般 650-660 nm 波長間的雷射品質/價格比遠勝於 633 nm 半導體雷射，因此只要解決波長追溯問題，使用 650-660 nm 波長的半導體雷射在干涉量測上比 633 nm 雷射更具吸引力。

基於上述理由，我們希望使用 657 nm 雷射來取代 633 nm 雷射。要完成這樣的取代有兩件重要的事要做，一是研究一套較容易實現的 657 nm 鈣穩頻雷射做為次級標準，使這個波長能與鈣冷原子的建議輻射串聯。二是建立起簡易可靠的實用型半導體雷射穩頻技術，可以用來製做干涉儀光源。未來 657 nm 的穩頻光源可以直接以前述的次級標準校正，要求較低的干涉系統光源也可以用波長儀校正，波長儀再以上述次級標準校正。

在實用型半導體雷射穩頻技術方面，使用半導體雷射來當干涉儀光源，必須先建立一個簡單可靠的實用型半導體雷射穩頻技術。雷射穩頻是將雷射頻率鎖在穩定的頻率參考點上，頻率參考點有許多種產生方式，其中原子、分子光譜最常使用在作為波長標準的建立上，它所提供的參考點譜線夠細而且重複性也高，因此雷射波長鎖到這些參考光譜線上可以獲得很高的波長或頻率的穩定度 [6-9]。但在一般的干涉儀用途並不需要這麼高的波長穩定度，而是訴求製作容易，對環境變化有較好的抵抗能力。對於這樣的訴求，將雷射穩頻在 Fabry-Perot 光學標準具(etalon)的共振模上是一個不錯的選擇。雷射穩頻在 Fabry-Perot 標準具的共振模上還有一個好處，就是共振模是一系列等間距頻率，而且這些共振模的波長或者頻率可以靠變化雷射在標準具中經過的光學長度而改變 [10]，而如果使用原子分子光譜則只有少數幾個固定頻率。Fabry-Perot 標準具可因用途不同而有不同型式，例如以兩個高反射率反射鏡之間使用低熱膨脹係數材料作支撐，這種結構可以獲得較高的頻率穩定度，常使用作為雷射線寬壓縮或建立波長標準之預穩頻 [11-12]。另外的方法是使用光學標準具兩面鍍上反射面，這是容易製作且堅固的方法。利用光學標準具穩頻有一個需考量的問題就是如何取得有過零點的誤差訊號供穩頻控制使用，因光學標準具共振訊號隨波長變化呈現山峰形狀，並沒有過零點供穩頻回饋控制用。常見的解決方法之一是在掃描共振訊號時也同時對雷射波長作調制再進行解調獲得一次或三次微分訊號，這種訊號就有過零點可以穩頻，但壞處是雷射被調制後，在某些應用場合會有問題，例如進行干涉量測時，調制訊號會混在干涉訊號中而影響量測結果。也可以使用外調制裝置來調制雷射波長 [13]避免輸出波長調制的影響，但價格較高。也有人使用一個大小介於共振峰頂與峰谷之參考位準，將共振峰減去參考位準來獲得過零點，這個參考位準可以直接使用一電壓源或將雷射光源在進標準具前先分出部分光再將光強度訊

號轉成電訊號來當參考位準以減少雷射光強變化所引起的鎖頻點變化 [14]。另一種選擇是使用雷射光未準直前的發散光束，由光束中兩不同位置取樣透過標準具的光，由於兩取樣光束在標準具中光程不同，因此共振波長也會不同，選取兩個位置使其中兩共振峰有部分重疊，將兩個訊號相減則可得到一個類似微分的訊號作為穩頻誤差訊號 [15-16]。

本文提出兩個用 Fabry-Perot 光學標準具進行半導體雷射穩頻的方法。

(1)利用前述之傳統共振峰減去參考位準來獲得過零點，並研究其最大斜率點發生的位置。這個點用來進行雷射穩頻預期可以獲得最佳的短期頻率穩定度。

(2)提出新的雙共振峰差穩頻方法。這個新方法是將雷射入射光束分成兩等光功率光束，將這兩束光以大小約略相同但符號相反之入射角入射光學標準具，微調入射角使兩光束之共振訊號部分重疊，則兩訊號之差是一個近乎完美的穩頻誤差訊號，以本文所述方法穩頻與前述各方法比較起來，本文所述方法不需要對波長做調制，且對於雷射與光學標準具間相對角度飄移所產生的穩頻波長變化有較強的抵抗力。

前面提到需要一套 657 nm 的鈣穩頻雷射做為次級標準，供波長儀或干涉儀穩頻光源校正用。再把這個次級標準追溯到建議輻射，也就是波長 657.46 nm [1] 這一條譜線，這一條建議輻射要求把雷射波長鎖在經雷射致冷後的鈣冷原子 $^1S_0 - ^3P_1; \Delta m_J = 0$ 躍遷上 [17-18]，這樣雷射的波長相對不確定度可以高達 6×10^{-13} 。雖然這樣的系統達到很好的不確定度但實施起來卻顯得非常複雜而體積龐大，對於國際比對及日常使用很不方便。由這個觀點，發展一套體積小，犧牲部分精度的小型鈣穩頻雷射作為上述建議輻射的次級標準以增進這條譜線的實用性是一個重要的訴求。

要建立鈣原子次級標準，飽和吸收光譜穩頻技術是直接會想到的實施方法。飽和吸收光譜技術 [19]利用一個蒸汽室來穩頻，一般使用這種技術來建立一套小型的波長穩定雷射是不難的，比如說在以碘、鉍等原子分子光譜穩頻時就常使用這種方法。但是在鈣原子時卻有困難，困難點在於必需把蒸汽室加溫到約 400-600 °C 來產生飽和吸收光譜所需鈣蒸汽壓約 10^{-2}

Pa，在這種情況下鈣原子會鍍在蒸汽室的通光窗口上，使用一小段時間雷射光就會被阻斷，無法再探測光譜訊號。要解決這個問題可以使用一種熱管的技術，這個技術在抽真空的腔體中使用加熱皿把固態的鈣原子加熱使鈣蒸汽蒸發出來，並在真空腔中加入緩衝氣體以避免鈣原子與真空腔壁或通光窗的作用，但這種方法所付出的代價是緩衝氣體會對光譜線寬造成顯著的壓力加寬(pressure broadening) [20]。另外一個可能的選擇是使用熱鈣原子束 [21]，這種方式因為雷射入射方向可以與熱原子束行進方向垂直，鈣原子不會直接鍍到通光窗口上，因此可以不需要使用緩衝氣體。但這種方法缺點是參與產生光譜的原子數量少，因此訊噪比也比較差。針對這樣的問題，一個美國國家標準與技術研究院(National Institute of Standards and Technology, NIST)的研究群提出使用原子束腔的方法可以產生高流量的熱原子束 [22]，這個方法在真空腔中使用一排平行熱鈣原子束，雷射光束則從與這些原子束垂直方向入射，由於光束同時與多束平行原子束作用，因此大幅提升了光譜的訊噪比，但這種方法消耗大量的原子，填充一次鈣原子只能連續使用 15 小時就必須破真空重新充填鈣原子。因此在製作小型的 657 nm 鈣穩頻雷射當二級波長標準時，設計一個新的鈣蒸汽室能同時兼具好的光譜訊噪比與較長的連續運轉時間是一個重要的考量。

在本研究中製作鈣蒸氣室主要克服的困難是鈣鍍在蒸汽室的通光窗口上，及鈣原子損耗太快的問題。為了減少鈣損耗太快的問題，我們在蒸汽室中裝鈣的容器部分兩端各開一小出口供雷射光通過，但又不致於使鈣原子損耗過速。但這樣的裝置仍會有鈣從上述通光小出口溢出並鍍在蒸汽室通光窗口上，因此我們另外在光束離開兩個通光小出口後各以一個與光束呈 45° 的反射鏡將光束行進方向轉 90° 再經通光窗口出來。這樣的方式，在鈣原子被加熱產生蒸汽後，由小孔溢出的部份都鍍在反射鏡上，而不會鍍到通光窗口上。鈣鍍在反射鏡後雖然會影響反射鏡的反射率，但只要鍍得夠厚，原來的反射鏡將成為鈣反射鏡，雷射光仍可繼續經由鈣反射鏡反射，經通光窗口進出蒸氣室的真空環境。類似的方法也曾被使用在雷射致冷的裝置上 [18]。上述的裝置使用起來與傳統進行飽和吸收光譜實驗用的蒸汽室一樣方便，這種腔內的鈣原子密度與原子束腔方法類似甚至更好，所獲得光譜的訊噪比也差不多或更好，但其連續工作時間遠比原子束腔方法長。

二 研究方法

2.1 實用型半導體穩頻雷射的穩頻研究

2.1.1 Fabry-Perot 共振腔穩頻基礎

Fabry-Perot 共振腔 [23]的基本結構是兩個高反射率的反射面，反射面可以是平面也可以是曲面，如圖 1。

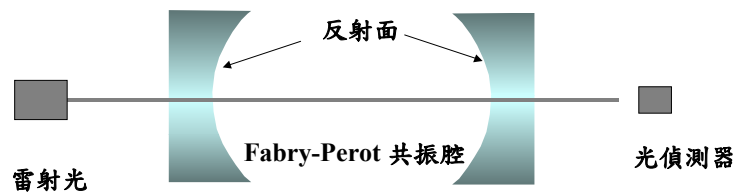


圖 1 Fabry-Perot 共振腔示意圖

如果用來支撐共振腔兩反射鏡間隔的部份是固定不動的，一般稱之 Fabry-Perot 光學標準具(etalon)或簡稱標準具，如果距離是可變動的稱之為 Fabry-Perot 干涉儀。一般共振腔可以用雷射光來探測它的共振訊號並在出光的一端以光偵測器量測其共振訊號。如果共振腔長保持固定長度，並掃描雷射波長，則偵測器可以偵測到如以下圖 2 訊號。

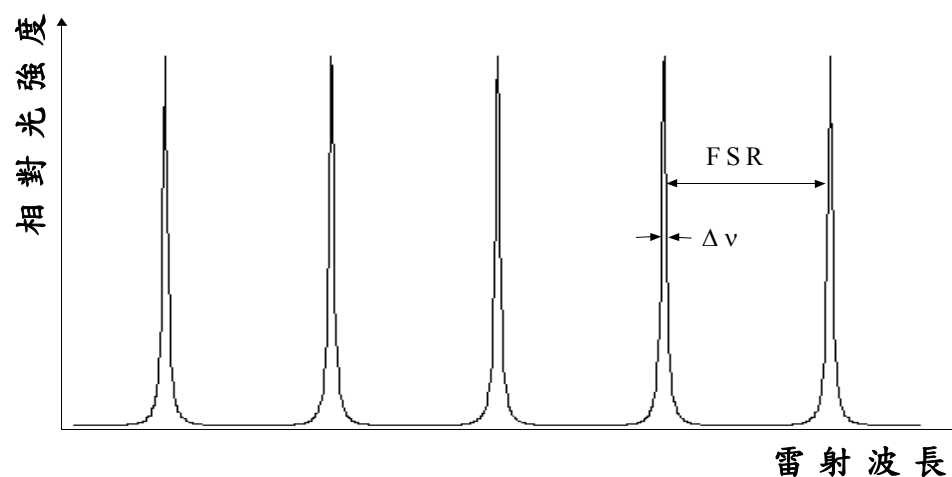


圖 2 共振訊號

圖 2 中各個峰的形狀可以依 Airy's formula 來決定，各峰尖銳程度與共振腔的反射面反射率有關。一般用來衡量共振峰尖銳的程度是使用精細度 (Finesse), F

$$F = \frac{\pi(R_1 R_2)^{1/4}}{1 - (R_1 R_2)^{1/2}} \quad (1)$$



其中 R_1 、 R_2 是共振腔反射面反射率。

共振峰之間的頻率差稱做 FSR (Free Spectral Range)

$$FSR = c/2nd \quad (2)$$

其中 c 是光速，

n 是共振面間介質的折射率，

d 是共振面間距。

共振峰半高寬為 $\Delta\nu$

$$\Delta\nu = \frac{FSR}{F} \quad (3)$$

因此對於一個 Fabry-Perot 共振腔，如果反射面反射率及共振面間距固定了，則共振峰訊號強度與雷射光頻率(或波長)的關係就已經固定下來，因此可以做為頻率鑑別器或穩頻參考點。用做穩頻參考點時一般都會選用共振峰頂或峰的一邊。當使用峰頂做參考點時需對雷射波長或共振腔長做調制以獲得過零點訊號做為將雷射鎖頻在參考點上的誤差訊號。如果使用共振峰的一邊做鎖頻參考點，則須將共振訊號扣除一參考位準以產生誤差訊號，如圖 3 所示。

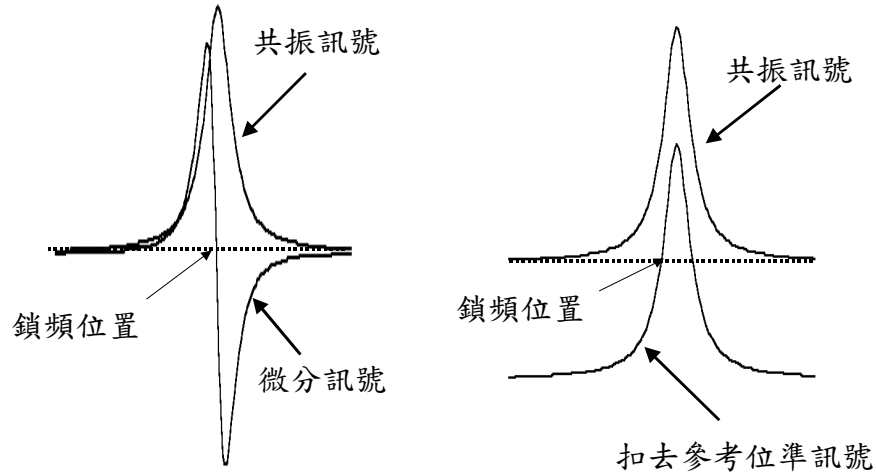


圖 3 穩頻用之過零點誤差訊號

2.1.2 Fabry-Perot 共振腔共振訊號側邊穩頻

在緒論中已說明了半導體雷射用在干涉量測上的潛力，接下來重要的工作就是要研究簡單的穩頻方法供半導體雷射用，及建立其追溯標準。本節內容將分析現有方法中，將雷射穩頻在 Fabry-Perot 光學標準具共振峰上的穩定度最佳化。將雷射穩頻在 Fabry-Perot 光學標準具共振峰側邊已是一種廣泛使用的技術 [24-25]。最近這種穩頻方法又變得重要，因為它可以用來建立雷射干涉儀的穩頻光源，也可以用在多波長通訊光源的穩頻上 [26]。在這些應用中光學標準具共振峰訊號減去一參考位準，來產生過零訊號當作穩頻誤差訊號是一種簡便的方法，而參考位準則決定了將雷射波長鎖在共振訊號的那個位置。一般大家常常很自然的把位準定在共振峰的半高位準上 [14]，但是當我們需要較高的雷射波長短期穩定度時，參考位準就應該詳細加以考量。在本文中，我們以 Airy's formula [27] 為基礎，去估計在甚麼參考位準下，鎖頻的誤差訊號斜率最大，在該點進行穩頻所得到雷射穩定度應該最高，並以一些不同反射率的 Fabry-Perot 光學標準具進行實驗驗證。這個最大斜率點的研究也可以延伸到感測器的應用上，在 6.1 節中也舉出一個利用塊材光調制器做高壓環境電場量測。為提高其量測靈敏度，使用了 Fabry-Perot 共振腔，並將雷射波長鎖在前述的最大斜率點上，可以達到與 Mach-Zender 干涉儀型的光調制器作成的感測器有相同的靈敏度。

2.1.3 Fabry-Perot 標準具穩頻之最大斜率點

Fabry-Perot 光學標準具的歸一化的穿透強度係數 $T(\theta)$ 可以用 Airy 公式表達如下式：

$$T(\theta) = \frac{I_t}{I_i} = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(\delta/2)} = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(\theta)} \quad (4)$$

其中

I_i 和 I_t 分別是入射波和穿透波的強度

R 是 Fabry-Perot 光學標準具的反射鏡反射率

θ 是第一反射面反射光和第二面反射光相位差的一半

這個公式不考慮材料吸收，在實用上 θ 的掃描可以用波長掃描來實現。

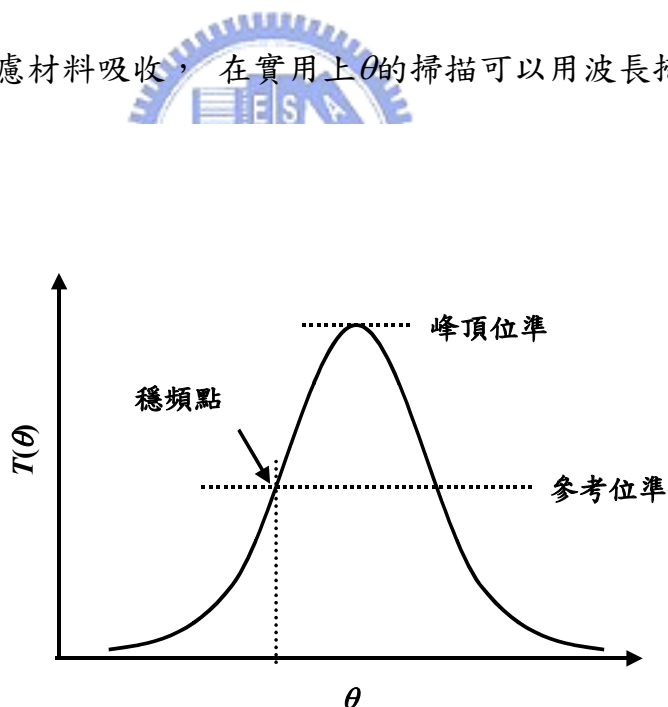


圖 4 雷射波長鎖在光學標準具共振峰之一側

圖 4 說明的是參考位準選定後雷射鎖頻的點就在共振峰邊緣與參考位準的交點上。穿透強度係數 $T(\theta)$ 在這個交點上的斜率 $T'(\theta)$ 決定了波長穩定雷射的短期穩定度，最佳短期穩定度發生點在斜率 $T'(\theta)$ 最大的地方，這個

地方 $T(\theta)$ 的 2 次微分 $T''(\theta)$ 為零。由公式(4)，

$$T''(\theta) = 2(1-R)^2[(1-R)^2 + 4R\sin^2(\theta)]^{-3}(8R\sin\theta\cos\theta)^2 - (1-R)^2[(1-R)^2 + 4R\sin^2\theta]^{-2} \times 8R(\cos^2\theta - \sin^2\theta) = 0 \quad (5)$$

由公式(5)可以得到 θ 和反射率 R 的關係如下，

$$\sin^2\theta = \frac{(1-R)^2 + 6R - \sqrt{[(1-R)^2 + 6R]^2 - 8R(1-R)}}{8R} \quad (6)$$

由公式(6)， $T(\theta)$ 上最佳短期穩定度的鎖頻點位置完全由 Fabry-Perot 光學標準具的反射鏡反射率決定。

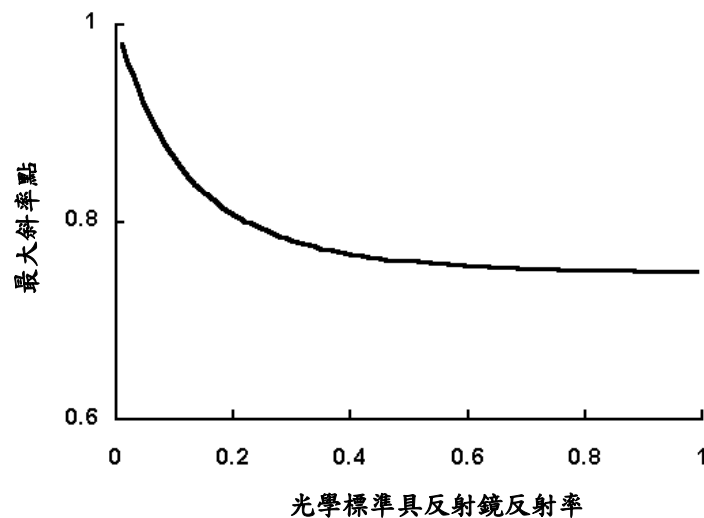


圖 5 最大斜率點

從圖 5 可以看出可以獲得最好的頻率穩定度的鎖頻點，不管反射面反射率多少都不會在一概常用來穩頻的共振峰的半高處，而是在半高點的上方。

2.1.4 利用兩共振峰相減訊號進行雷射穩頻

Fabry-Perot 光學標準具的共振波長決定於雷射光在標準具中行走的光程，有一系列等波長間距的共振峰可供選擇來做雷射穩頻的參考點，這些共振峰共振波長可以由改變雷射入射角而改變。當一束雷射光被分成等光強的兩束光，在這裡我們分別稱呼這兩束光為光束 *A* 與光束 *B*，這兩束光以少許光程差進入光學標準具，則兩光束所產生的共振峰訊號 *A*、訊號 *B* 波長將十分相近，如圖 6。

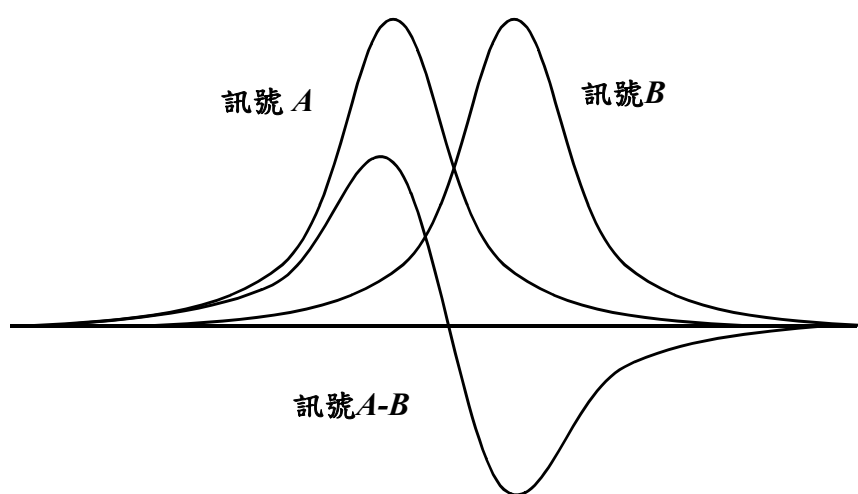


圖 6 訊號 *A*、訊號 *B* 與它們的差訊號 *A-B*。

圖 6 所示之訊號 *A* 是由光束 *A* 所產生；訊號 *B* 則是由光束 *B* 所產生；訊號 *A-B* 則是將訊號 *A* 減去訊號 *B*。當光學標準具傾角改變時，雷射光束的入射角也會改變並造成共振波長移動。

共振峰隨標準具傾角移動方式與兩入射光束入射方向關係密切，兩光束入射標準具有三種可能方式，如圖 7 所示。在圖 7 (a)和圖 7 (b)的狀況，兩雷射光束都在法線同一側，當標準具相對於雷射光束變化角度時，訊號 *A*、*B* 與 *A-B* 都一起朝同一方向移動，如圖 8 所示。

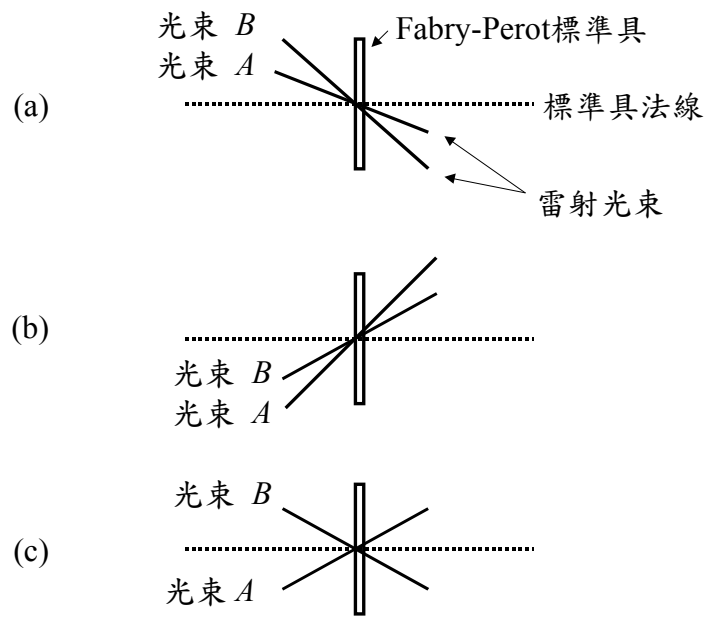


圖 7 三種雷射入射光束與光學標準具法線之間的關係
 在(a)和(b)中，雷射光束在法線的同側，在
 (c)中則兩光束分別在法線的不同側。

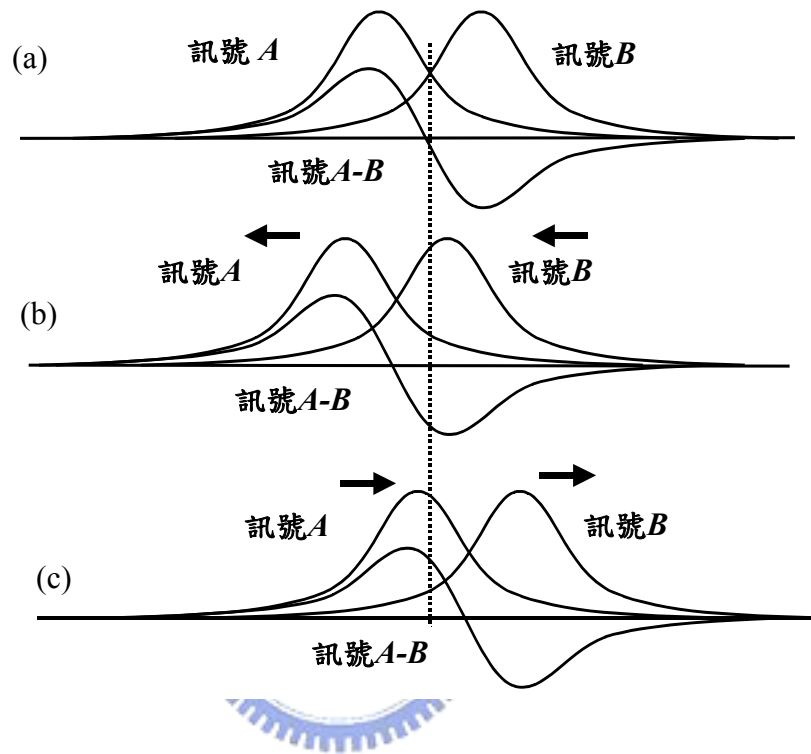


圖 8 兩雷射光束在標準具法線同一側入射時，共振峰移動情況
 (a)是當標準具法線未變化前的共振峰。
 (b)是當標準具方向變動時之共振峰移動情形。
 (c)是當標準具往另一方向變動時之共振峰移動情形。

在這種情況下變動光學標準具法線方向，兩入射光束在光學標準具中的光路光程不是同時增加就是同時減少。但在狀況如圖 7 (c) 時，光束由 Fabry-Perot 光學標準具法線的相反兩側入射，當標準具法線轉動時，訊號 *A* 和訊號 *B* 的共振峰不是互相移近就是互相遠離，而其相減訊號 *A-B* 則只是寬度及形狀變化，過零點位置並不移動，如圖 9 所示。將雷射波長鎖在這樣的過零點上，因過零點不隨 Fabry-Perot 標準具法線角度而變，因此這種方法穩頻的雷射波長值不致因雷射光束入射角或標準具角度飄移而變化。

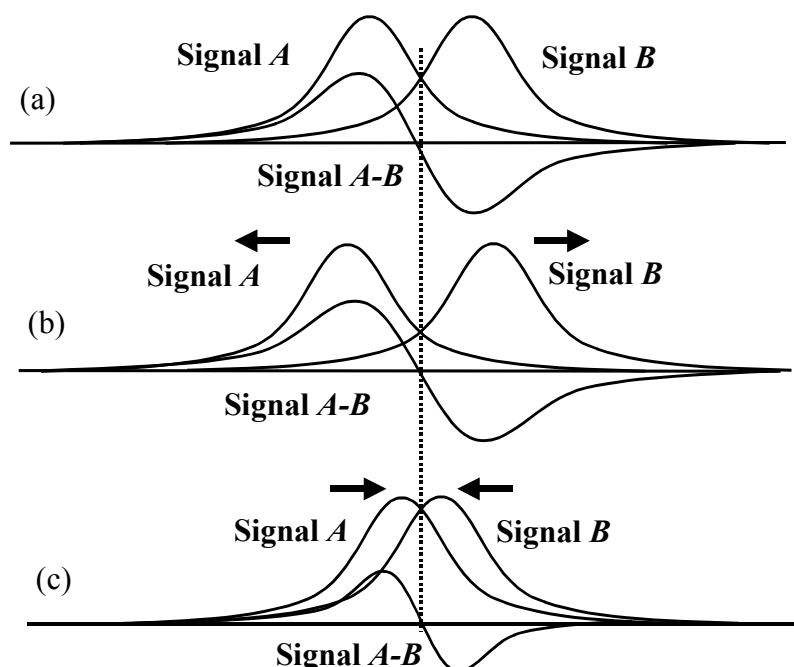


圖 9 兩雷射光束由標準具法線相反兩邊入射，共振峰的移動情形

我們發展一套簡化模型來描述這些狀況。當兩光束入射方向如圖 7 (c) 的狀況時，用這個模型可以用來預測與比較圖 9 中訊號 *A*、*B* 的峰與訊號 *A-B* 的過零點波長移動的情形。假設一雷射光束 *A* 以入射角 θ_A 進入光學標準具，如圖 10 所示。

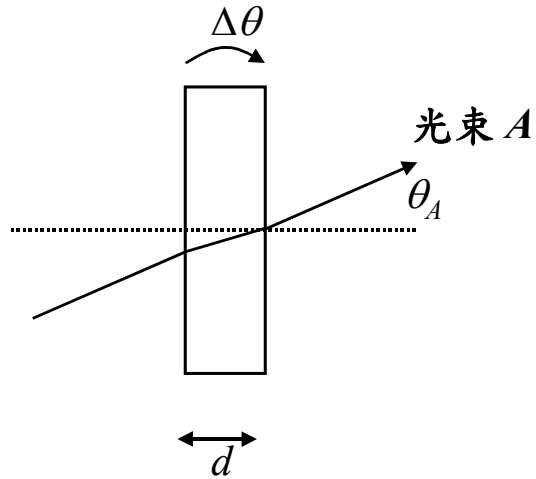


圖 10 單一光束入射 Fabry-Perot 光學標準具

在這裏標準具的共振頻率 f_A 可以表示為：

$$f_A = \frac{mc}{2d\sqrt{n^2 - \sin^2\theta_A}} \quad (7)$$

其中 m 是整數，

c 是真空中光速，

n 是光學標準具材料折射率，

d 是標準具厚度。

若光學標準具的法線轉動 $\Delta\theta$ ，則將導致共振頻率偏移 Δf_A ，

$$\Delta f_A = \frac{mc}{2d} \left(\frac{1}{\sqrt{n^2 - \sin^2(\theta_A + \Delta\theta)}} - \frac{1}{\sqrt{n^2 - \sin^2\theta_A}} \right) \quad (8)$$

當 θ_A 很小而且 $\Delta\theta \ll \theta_A$ 時，

$$\Delta f_A \approx \frac{mc\theta_A}{2n^3d} \Delta\theta \quad (9)$$

由公式 (9)， $\Delta f_A/\Delta\theta$ 與 θ_A 大約成正比。

在使用雙共振峰差的情況，雷射光源分為約等光強的兩光束，即光束 A 和光束 B 分別入射。光束 A 以入射角 θ_A 入射標準具，光束 B 則以 $-\theta_B$ 入射，如圖 11 所示。

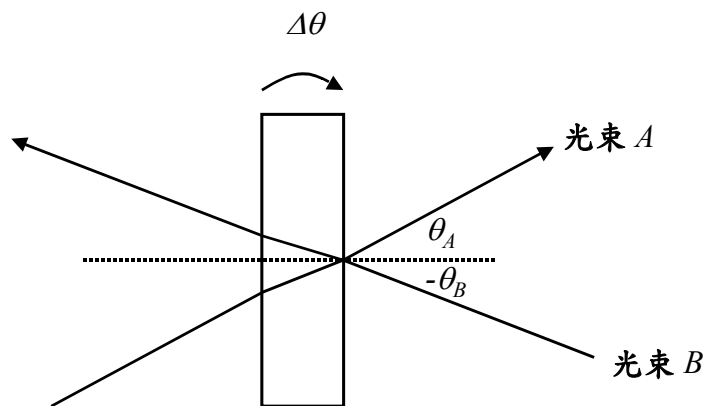


圖 11 雙光束入射 Fabry-Perot 光學標準具

我們在這裡使 θ_B 與 θ_A 約略相等。光束 B 產生的共振頻率 f_B 可以表

示如以下公式(10)。

$$f_B = \frac{mc}{2d\sqrt{n^2 - \text{Sin}^2(-\theta_B)}} \quad (10)$$

將光學標準具轉動一個小角度，共振峰 A 和 B 就會稍微分開，這時兩峰的差也就是峰 $A-B$ ，會有一過零點供雷射鎖頻用。若兩共振峰 A 和 B 高度約略相等，則峰 $A-B$ 的過零點頻率 f_l 會約略在峰 A 和 B 共振頻率 f_A 、 f_B 的中間值。也就是過零點頻率 f_l 可以表示成以下之(11)式。

$$f_l = \frac{1}{2} \left(\frac{mc}{2d\sqrt{n^2 - \text{Sin}^2\theta_A}} + \frac{mc}{2d\sqrt{n^2 - \text{Sin}^2(-\theta_B)}} \right) \quad (11)$$

當 θ_A 等於 θ_B 時共振頻率 f_B 會等於 f_A ，這時共振峰 A 和 B 會重疊。若這時如前述單光束一般，將標準具法線方向轉動 $\Delta\theta$ ，這時過零點頻率飄移量 Δf_l 可以表達成

$$\Delta f_l = \left(\frac{1}{2} \right) \left(\frac{mc}{2d} \right) \left(\frac{1}{\sqrt{n^2 - \text{Sin}^2(\theta_A + \Delta\theta)}} + \frac{1}{\sqrt{n^2 - \text{Sin}^2(-\theta_B + \Delta\theta)}} - \frac{1}{\sqrt{n^2 - \text{Sin}^2\theta_A}} - \frac{1}{\sqrt{n^2 - \text{Sin}^2(-\theta_B)}} \right) \quad (12)$$

當 θ_A 和 θ_B 很小，且 $\Delta\theta \ll \theta_A$ 、 θ_B 時，公式(12)可以表示如下；

$$\Delta f_l \approx \frac{mc}{2n^3d} \times \frac{(\theta_A - \theta_B)}{2} \Delta\theta \quad (13)$$

由公式 (9) 和 (13)，當兩入射光束入射角 θ_A 、 θ_B 很接近，也就是共振峰 A 、 B 部分重疊時，頻率偏移相對於標準具角度變化率 $\Delta f_l / \Delta\theta$ 遠小於單一光束情

況之 $\Delta f_A/\Delta\theta$ 。也就是說當 Fabry-Perot 光學標準具相對於雷射角度發生飄移時，雷射頻率鎖在雙共振峰差的過零點上頻率飄移量會比鎖在單峰上小得多。

使用這種雙共振峰差穩頻並非毫無限制，當兩共振峰太靠近則相減的訊號接近零，用來穩頻訊號太小，穩頻後雷射頻率穩定度不高，但離太遠則過零點遠離共振峰，斜率已變小，同樣穩定度也不高。如果考慮 $\Delta f_A/\Delta f$ 這個因素，也就是當 Fabry-Perot 標準具角度轉動時單峰頻率移動量與雙峰差過零點移動量的比率，這個比率越大表示標準具轉動對雙共振峰差過零點頻率影響越小於單共振峰。因此我們也須要估計 $\Delta\theta$ 的較佳值落在何處？在這裡兩共振峰穿透係數相減值 $T_D(f)$ 的方程式可以寫成下式。

$$T_D(f) = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R\text{Sin}^2\left(\frac{2\pi d\sqrt{n^2 - \text{Sin}^2\theta_A}}{c} f\right)} - \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R\text{Sin}^2\left(\frac{2\pi d\sqrt{n^2 - \text{Sin}^2(-\theta_B)}}{c} f\right)} \quad (14)$$

其中 R 是光學標準具兩反射面反射率。

$T_D(f)$ 的斜率 $T'_D(f)$ 或是 $dT_D(f)/df$ 的大小可以決定穩頻後雷射頻率的穩定度。在這裡鎖頻點是 f_l ，我們可以利用 $T'_D(f_l)$ 來估計 $\Delta\theta$ 的適當範圍。舉例來說我們若使用中空的 Fabry-Perot 光學標準具，兩反射面反射率 R 為 60%，可以換算成精細係數(Finesse)為 6.08，兩反射面間距 d 為 22 mm，空氣折射率 n 以 1 計算，其相鄰共振頻率間距約為 6.8 GHz，共振峰半高寬約為 1.1 GHz，兩雷射光束入射角設為 $\theta_A = \theta_B = 0.0029$ rad。當 θ_A 和 θ_B 變化 $\pm\Delta\theta$ 時， $\Delta f_A/\Delta f_l$ 與 $T'_D(f_l)$ 可以計算並畫成如圖 12。

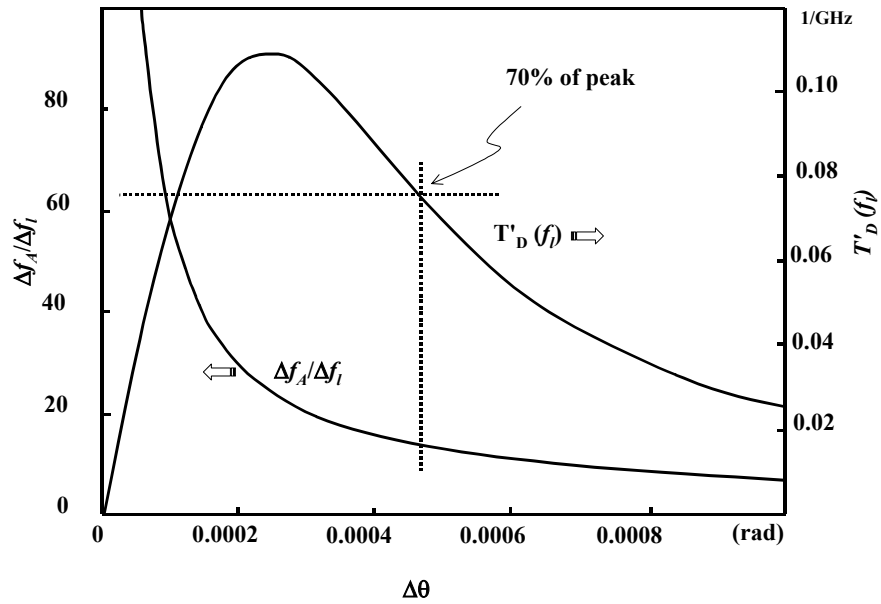


圖 12 $T'_D(f_I)$ 和頻率飄移率 $\Delta f_A/\Delta f_I$ 隨 $\Delta\theta$ 的變化

最佳斜率點落在 $T'_D(f_I)$ 最大處，這個點發生在 $\Delta\theta$ 大約等於 0.00024 rad，或 f_A-f_B 等於 0.63 GHz 處，在這個點上 $\Delta f_A/\Delta f_I$ 約等於 25。假如 $T'_D(f_I)$ 在最佳鎖頻點處的 70%是我們可以接受的範圍，則 $\Delta\theta$ 可以從 0.00011 rad 到 0.00046 rad，或者 f_A-f_B 從 0.29 GHz 到 1.2 GHz。在這個範圍內 $\Delta f_A/\Delta f_I$ 約介於 11 到 52 之間。

2.2 以鈣蒸汽室來產生穩頻參考訊號研究方法

2.2.1 鈣原子能階

在本工作中主要是利用鈣原子 1S_0 到 3P_1 的躍遷，鈣原子在本工作的相關能階如以下圖 13。

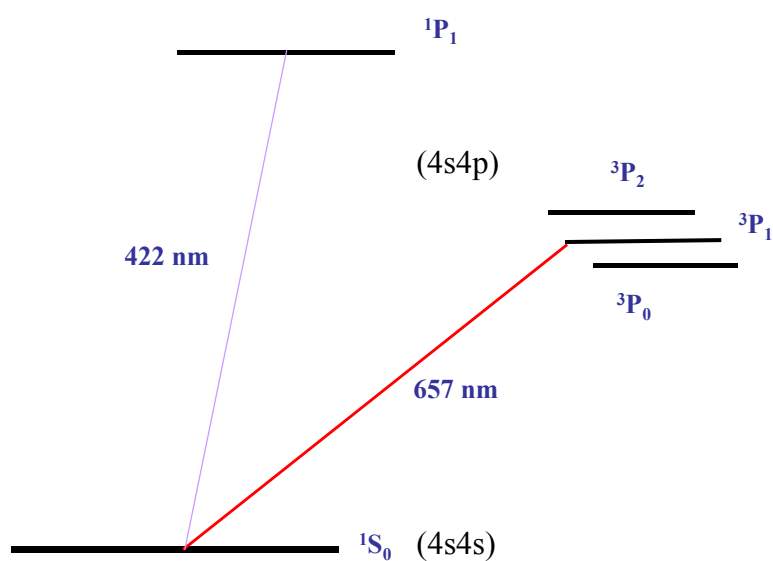


圖 13 鈣原子能階

在圖 13 中顯示的是鈣原子 4s4s 到 4s4p 之間的躍遷，其能階分別如下：

Singlet 單重態 $S=0$ $J=1$

Triplet 多重態 $S=1$ $J=0,1,2$

Selection Rule 躍遷選擇律

$\Delta J = 0, \pm 1$ (0-0 除外)

所以在這一組躍遷中只有 1S_0 到 1P_1 (422 nm) 及 1S_0 到 3P_1 (657 nm) 的躍遷是容許的。其中 422 nm 的躍遷常使用於鈣冷原子的準備，657 nm 的躍遷則常使用為波長或頻率標準。對於 3P_1 ，它的 m_j 可以有 -1, 0, 1 三個值，

1S_0 的 m_j 為 0，所以這個躍遷在磁場作用下會分為三個分量，分別為 $\Delta m_j = 0$ ， $+1$ ， -1 。其中因 $\Delta m_j = +1$ 及 -1 都對磁場敏感，因此用這個躍遷作為波長或頻率標準時都會加磁場把這兩個分量先移開，只留下不太受磁場影響的 $\Delta m_j = 0$ 分量做穩頻的參考點。



2.2.2 鈣原子飽和吸收光譜基礎

由於原子或分子在空間中運動，不同的原子會有不同的運動速度，在熱平衡狀態時會遵從馬克思威爾速度分布。當雷射光通過原子分子時，不同速度的原子看到的雷射頻率會不一樣，這主要是因為都普勒偏移造成的影響。因此當以雷射光頻率掃描來探測原子分子某一能階躍遷時，其躍遷的光譜線寬會遠大於原子分子靜止時的自然線寬，這主要是因為當探測雷射光頻率低於躍遷頻率時，與光行進方向相反的原子卻因為都普勒頻率偏移的關係而使其看到的光頻率較高而已經可以產生躍遷，相反的與光行進方向相同的原子分子則會在雷射光頻率比原來躍遷頻率高時才發生躍遷。因此雷射頻率掃描過原子分子躍遷頻率時，從掃到遠低於躍遷頻率開始每個雷射頻率都有不同速度的原子產生躍遷，直到雷射頻率遠高於躍遷頻率。因此一般原子分子的吸收光譜都遠大於自然線寬，看到的光譜主要是都普勒效應所擴展成的光譜，這個寬度一般就叫做都普勒寬度。都普勒寬度 Δf_D 可以下式求得。


$$\Delta f_D = \sqrt{\frac{8kT \ln 2}{Mc^2}} f_0 \quad (15)$$

其中 M 是原子分子質量

k 是波茲曼常數 (1.38×10^{-23} J/K)

T 是絕對溫度

c 是光速

以鈣原子蒸汽來說當溫度為 460°C ， $^1\text{S}_0$ 到 $^3\text{P}_1$ 躍遷的都普勒寬度為 1.37 GHz，但其自然線寬卻只有 400 Hz。

由於都普勒寬度遠大於自然線寬，所以觀察到的光譜只能看到都普勒光譜，為解決這個問題，除了用雷射致冷方法把原子速度降到近乎零速度，以消除都普勒效應所造成影響外，最方便的方法是使用飽和吸收光譜 [28]。

飽和吸收光譜主要做法是將雷射光源分成兩束並以相向通過原子分子蒸汽，其中一束光較強叫做飽和光束（泵浦光束）另一束較弱叫做探測光束，如下圖：

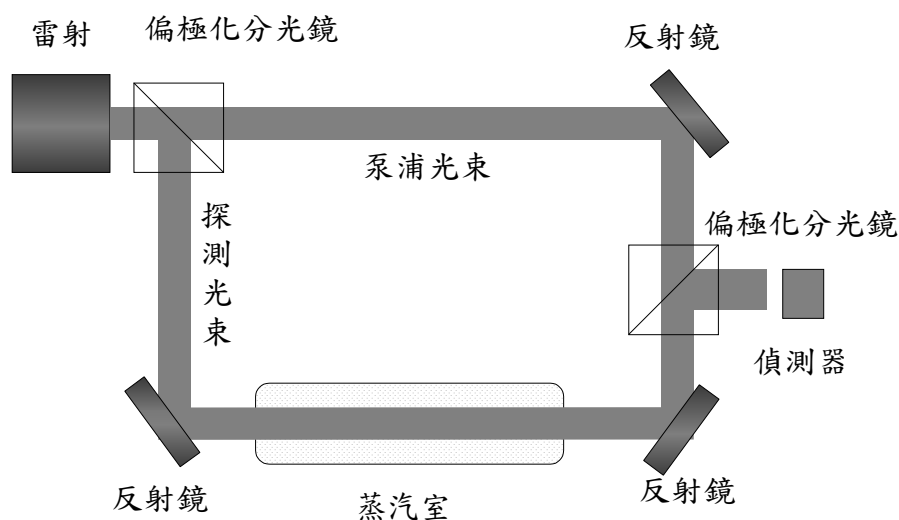


圖 14 飽和吸收光譜的基本做法

利用圖 14 中之泵浦光束與探測光束相向進入蒸汽室，兩束光各自將一組原子分子由基態激發到激發態，因而部份光功率被原子分子吸收，被激發的兩組原子分子在光束方向上的速度分量大小相同方向相反。如下圖圖 15 中所示，都普勒光譜範圍內的可躍遷原子數隨頻率變化的分布圖會被泵浦光與探測光各用掉對稱的一塊。但當雷射頻率接近靜止原子的躍遷頻率也就是圖中的中間部份，兩光束會用到同一組原子，因此當泵浦光把中間部份的原子激發到高能階，則探測光束可以用的原子就變少了，因此光功率就會被吸收的比較少，因此當雷射頻率掃描到這個位置就會突起，因為貢獻到這個位置的原子基本上是光束方向速度分量為零的原子，因此基本上這個位置的頻率為靜止原子的躍遷頻率。如果雷射光的強度及蒸汽室的壓力夠低，譜線加寬效應可以忽略，則這個突起的峰的寬度可以與躍遷的自然線寬類似。

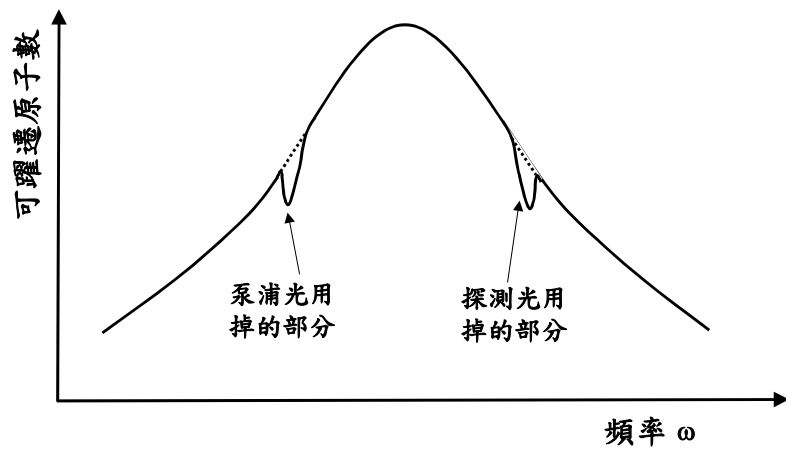


圖 15 飽和吸收光譜的原子速度選擇示意圖

以下圖 16 顯示的是鉀原子 D2 線 ($6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$) 的飽和吸收光譜的例子，在常溫下鉀原子的都普勒寬度約為 380 MHz，但飽和吸收光譜線寬則只有約 5-10 MHz。

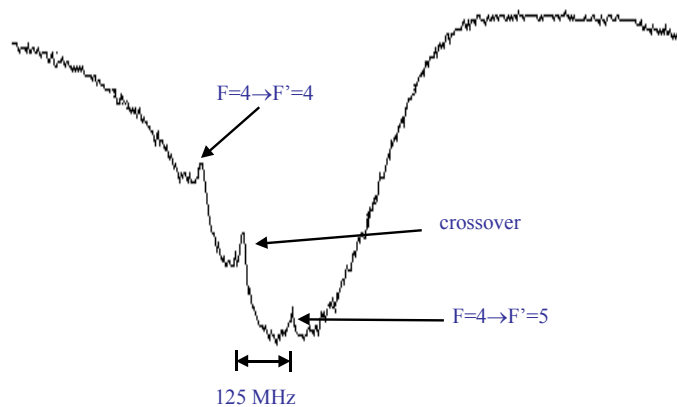


圖 16 鉀原子飽和吸收光譜

2.2.3 鈣反射鏡為基礎的蒸汽室

在前述之原子分子飽和吸收光譜實驗中所使用的蒸汽室大多是以石英管或玻璃管兩端加上通光窗口，如碘分子、銫原子、銣原子等。但在鈣原子則有困難，因在常壓下鈣原子蒸氣壓太低，必須加熱至 4-500 °C 以上才有足夠蒸氣壓供光譜實驗，鈣原子蒸氣壓與溫度關係如圖 17 所示。

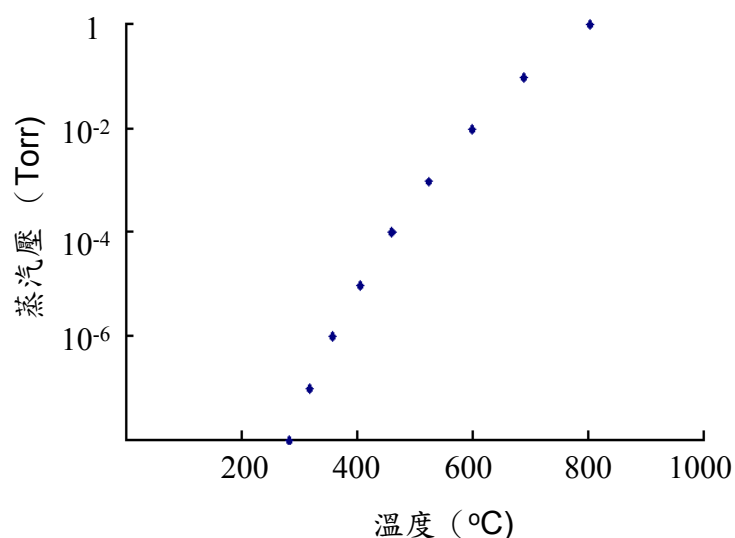


圖 17 各種溫度下的鈣蒸氣壓

鈣原子加熱後會鍍到管壁甚至於通光窗口，使得光無法通過。本研究解決方案是利用一個蒸汽室內的反射鏡可以將光束轉 90° 到通光窗口，但鈣原子則鍍到反射鏡上，不會跑到通光窗口而妨礙通光。鍍到反射鏡上的鈣原子初期也會使反射鏡反射率降低，但只要鍍得夠厚就會形成鈣反射鏡而使光又可順利反射，而不再受到鍍鈣的影響。如圖 18 所示。

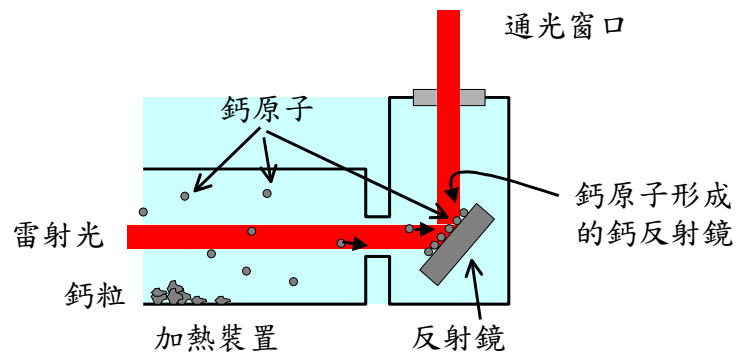


圖 18 以鈣反射鏡為基礎之蒸汽室



三 實驗裝置

3.1 Fabry-Perot 共振腔共振訊號側邊穩頻穩定度最佳化實驗

用來驗證第 2.1.3 節描述的實驗裝置如圖 19 所示。

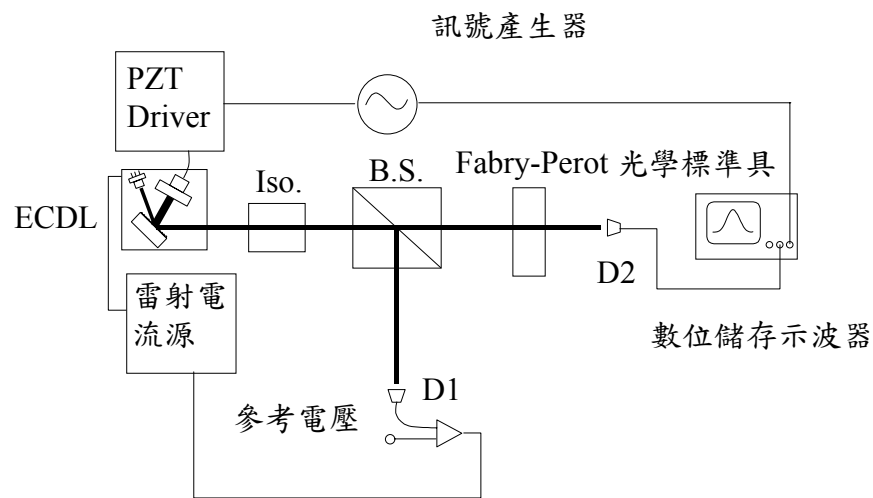


圖 19 用來驗證理論結果之實驗裝置

ECDL: Extended Cavity Diode Laser (外延共振腔 半導體雷射)；Iso: Isolator (光隔離器)；BS: Beamsplitter (分光鏡)

在實驗中共使用了三個 Fabry-Perot 光學標準具，三個標準具的反射鏡反射率在波長 657 nm 時分別為 4%、50%、和 87%，每一標準具兩個反射鏡反射率約略相同，各標準具兩反射鏡間距分別為 11 mm、3 mm、和 22 mm，其中前兩個是實心 BK7 材質，最後一個是空心空氣間隔，以低熱膨脹係數材質支撐。實驗用的雷射是中心波長 657 nm 的外延共振腔半導體雷射，雷射波長可以壓電致動裝置(PZT)控制，頻率連續可調範圍超過 120 GHz。由外延共振腔半導體雷射輸出的光束以分光鏡分成兩束，其

中一束由偵測器 D1 偵測，D1 偵測到的訊號減去一個參考位準後，作為雷射功率控制的誤差訊號，當掃描雷射波長時可回饋到半導體雷射的電流控制器，以保持雷射功率不變。另一束光則穿過 Fabry-Perot 光學標準具以產生共振訊號，並由偵測器 D2 偵測。當掃描雷射波長時 D2 訊號則掃描出共振波形並以數位儲存示波器存下波形，這個訊號的大小原則是與前段之歸一化的穿透強度係數 $T(\theta)$ 成正比的，因此只要把儲存波形的頂點定為 1，並計算波形斜率及斜率的最大值，就可以用來驗證前段的計算。



3.2 利用兩共振峰相減訊號進行雷射穩頻實驗

實現雙共振峰差雷射穩頻的方式可以有幾種，最主要關鍵在於能容易產生兩束穩定的小夾角，圖 20 是一個實施例的裝置圖。

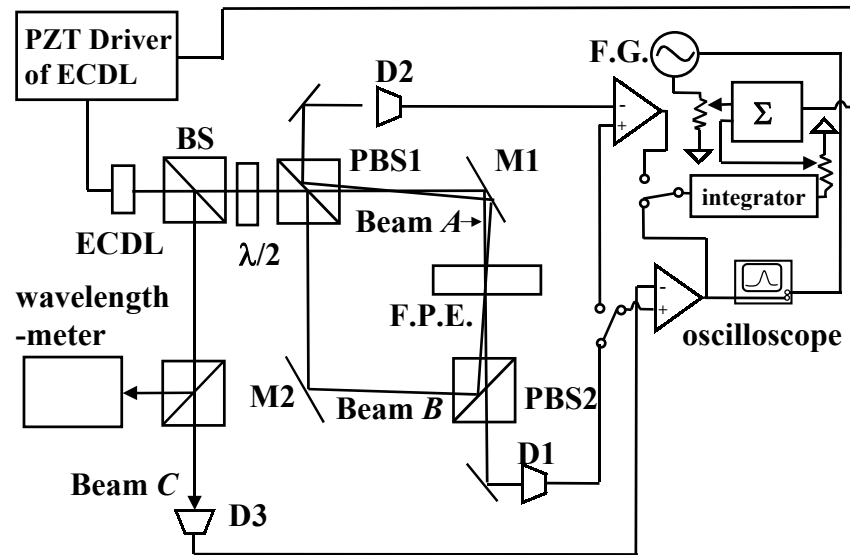


圖 20 以雙共振峰差過零點穩頻之裝置圖

BS : beam splitter (分光鏡) ; PBS1, PBS2: polarizing beam splitter (偏極化分光鏡) ; D1, D2, D3: detector (光偵測器) ; F.P.E.: Fabry-Perot etalon (Fabry-Perot 光學標準具) ; F.G. : function generator (訊號產生器)

在圖 20 的裝置中同樣使用前節實驗之外延共振腔半導體雷射做為光源，中心波長為 657 nm，雷射的最大輸出功率為 6 mW，單縱模。使用這樣雷射主要目的在簡化實驗，但在實用上可能以其它半導體雷射取代。雷射光束被偏極化分光鏡 PBS1 分成兩束，一束是穿透光光束 A，另一束是反射光光束 B。在進入偏極化分光鏡 PBS1 前有一個半波片($\lambda/2$ plate)，調整半波片光軸方向可以使光束 A 和 B 光強約略相當。穿透光束 A 經反射鏡 M1 反射後穿過 Fabry-Perot 光學標準具，再經另一偏極化分光鏡 PBS2，進入光偵測器 D1，由偵測器 D1 偵測到的電子訊號稱為訊號 A。光束 B 由 PBS1 反射後經反射鏡 M2、偏極化分光鏡 PBS2 再穿過 Fabry-Perot 光學標準具。

穿過標準具的光束由反射鏡M1與偏極化分光鏡PBS1後由偵測器D2偵測，這個偵測到的訊號稱它為訊號B。以減法器將訊號A與訊號B相減就可以得到可以用來穩頻的訊號，訊號A-B。這個訊號經積分器積分後反饋到控制雷射波長的PZT驅動器上，積分器的時間常數設定在1.2 ms。在這裏將一鋸齒波訊號輸入PZT驅動器上來掃描雷射波長，以便觀察共振訊號。共振訊號的共振峰則使用示波器來加以紀錄。

實驗裝置架設好後調整波長掃描範圍及反射鏡M1和M2的角度，並在示波器上觀察共振峰使每一個雷射光束在示波器上只出現一個共振峰，之後固定M1與M2。實驗中為避免光學標準具熱膨脹增加實驗變因，在這裏使用前段舉例之中空的Fabry-Perot光學標準具，其兩反射鏡之間的支撐材料是低熱膨脹係數的Zerodure，同樣的反射鏡間隔寬度為22 mm，反射鏡外面鍍抗反射膜，內面則鍍上反射率60%的反射膜。兩反射鏡之間的空氣抽出使真空度達0.4 Pa以減少空氣折射率變化對實驗的影響。為觀察Fabry-Perot光學標準具角度變化，我們在支撐標準具的光學鏡座(Adjustable mirror mount)上裝上一與光學標準具平行之反射鏡，並使用一個自動視準儀(Autocollimator)觀察反射鏡角度變化，這個反射鏡角度變化應與光學標準具相同。裝置如圖21所示。

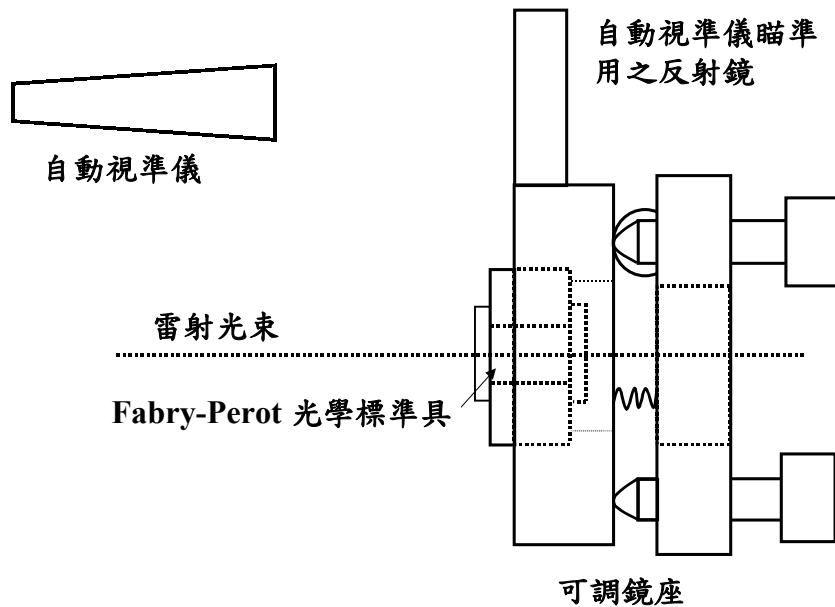


圖 21 以自動視準儀量測 Fabry-Perot 光學標準具的角度

調整反射鏡 M1 與 M2 使示波器上各共振峰的移動方式與圖 9 相同，並使共振峰 A 與共振峰 B 的寬度約略相等，這可以確保光束 A 與光束 B 由 Fabry-Perot 標準具法線的不同邊入射，並且入射角大小相近。

要調整反射鏡 M1 及 M2 使光束從 Fabry-Perot 標準具的法線兩側近對稱入射有個訣竅，一開始先觀察光束 A 與光束 B 所形成的共振訊號何者寬何者窄，轉動 M1 或 M2 的角度如果寬的訊號變的更寬表示該光束入射角越轉越大，這時將此一反射鏡往回轉，共振峰在示波器上移動方向就會倒過來，而且峰越來越窄，這表示光束入射角在變小。直到這個峰與另一光束的共振峰一樣寬時，這時表示光束入射角一樣大。這時轉動 Fabry-Perot 光學標準具的角度，若兩共振峰朝同一邊移動，則表示兩光束從標準具法線同一側進入。這時把當初調的反射鏡繼續往前調，這時共振峰繼續往同方向移動，且峰越來越窄，直到轉反射鏡時共振峰也不太移動表示接近垂直入射了，這時再往前調則共振峰開始往反方向移回且逐漸變寬，直到與另一峰重疊且等寬時，這時轉動 Fabry-Perot 標準具，兩共振峰訊號應會朝相反方向移動，這表示兩光束入射角相等而正負相反。

實驗開始時，先將兩共振峰調到重疊，兩光束入射角此時應該大小相等正負號相反。這時入射角 θ_A 和 θ_B 都是 0.0029 弧度 (rad)，把自動視準儀歸零。當 Fabry-Perot 光學標準具被轉動，記下自動視準儀的讀數，這個讀數就是標準具轉動的角度 $\Delta\theta$ ，同時也記下共振訊號 A、B 的峰頂及相減訊號 A-B 的過零點頻率飄移量。示波器上的刻度則使用 Fabry-Perot 光學標準具的共振模間距校正過。

為了實際比較雷射穩頻在雙共振峰差過零點與傳統單共振峰側邊的穩定度，我們由光源先分出另一道雷射光束 C，光束 C 不經過光學標準具，由偵測器 D3 偵測後當參考位準。單共振峰 A 減去此一位準後產生一過零點當穩頻的誤差訊號。我們可以根據需求估計一下所需的電子電路要求規格，由於用來量測雷射穩定度的波長儀解析度為 0.0001 nm，不確定度為 $\pm 2 \times 10^{-7}$ ，我們希望穩頻雷射穩頻的短期穩定度可以優於 1.5×10^{-7} ，這樣以波長儀量測雷射波長的長期穩定度時幾乎可以看不到波長擾動。這樣的短期穩定度下雷射頻率擾動量約為 0.0694 GHz，若轉換為穿透係數 T_D 的擾動量 ΔT_D ，由圖 12，在最佳鎖頻區內 ΔT_D 必須小於 0.53%，也就是說電子造成的擾動要小於 ΔT_D 之 0.53%，這個擾動才不會在波長儀上被觀察到。以下圖 22 是實際的系統照片。

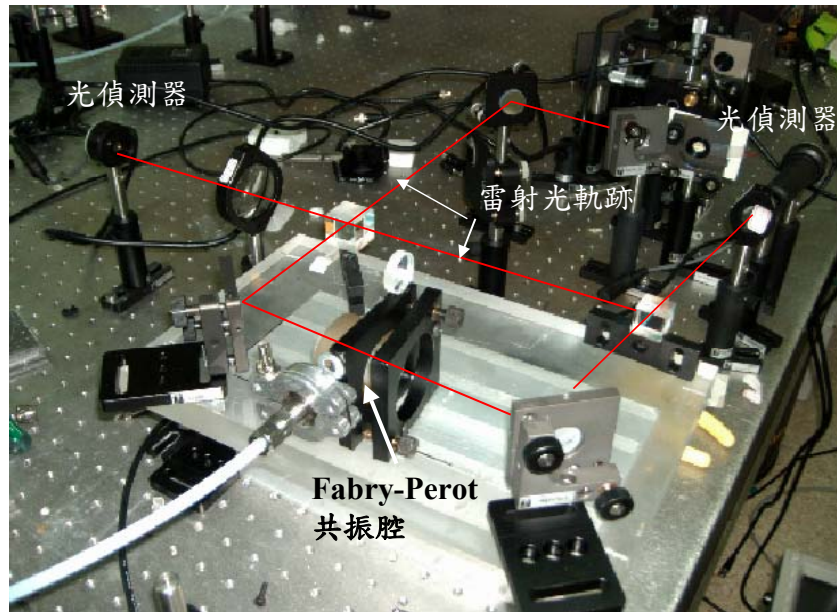


圖 22 系統照片



3.3 鈣原子飽和吸收光譜實驗

本研究所使用之鈣蒸汽室裝置如以下之圖 23 所示。

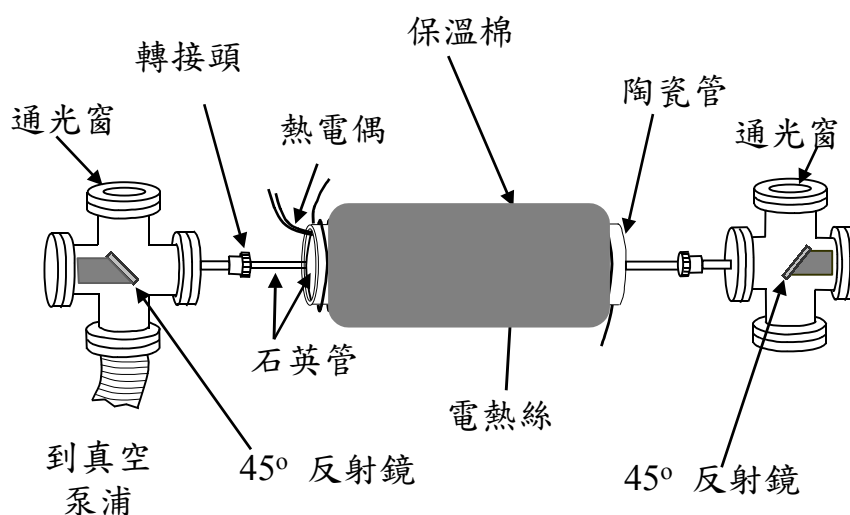


圖 23 鈣蒸汽室裝置圖

蒸汽室的主體是一長 300 mm、直徑 20 mm、管壁厚 1.5 mm 的石英管。在主體兩端則各連接一長 60 mm、直徑 7 mm 的細管，細管與主體連成同軸，它的作用是減少主體內的鈣蒸汽逸出，並提供光進出主體的通道。蒸汽室主體裝在一陶瓷管內加熱，陶瓷管以電熱絲加熱器纏繞，並在外層以保溫棉覆蓋。為了量測石英管主體的溫度，在石英管與陶瓷管之間插入一根熱電偶。以這樣的裝置，當電源供應器供應 150 W 功率到加熱器上，熱電偶量到的石英管溫度可達 460 °C。在主體石英管內加入鈣金屬後，石英管兩出口以轉接頭各與一金屬四通相連，在兩個四通中各置放一橢圓鋁反射鏡，反射鏡以一支撐棒固定在四通上的一個盲板上。四通的其中一個出口是一個觀景窗，供雷射光進出。其中橢圓反射鏡也可以使用磨平的金屬板，鍍鈣以後就會成為鈣反射鏡，但為了方便做光學對準還是使用鍍鋁反射鏡，使用鍍鋁反射鏡一方面也方便比較原本的鋁反射鏡在鍍鈣後反射率的改變。橢圓反射鏡在支撐棒上擺成與鈣蒸汽室軸向成 45° 角，以便將光

束行進方向轉 90° 。

蒸汽室以一具渦輪幫浦抽真空，真空度至少達 5×10^{-2} Pa，這個值主要是本實驗所使用真空計的顯示極限，實際真空度可能高於這個值。蒸汽室加熱後即可連續使用數小時，但之後反射鏡就會開始有許多鈣原子沉積在上面，使反射鏡反射率降低，但在鍍上足夠厚的鈣原子後，反射鏡就如同一個鈣反射鏡一般，可以反射雷射光。為了觀測反射鏡的鍍鈣過程，我們在加熱鈣蒸汽室時也同時監測雷射光在通過鈣蒸汽室後的光功率變化，在蒸汽室溫度保持 460°C 時，有數個小時經過蒸汽室的雷射光功率都不會變化，直到鈣原子開始鍍到反射鏡上。這時為了方便觀察鍍鈣時的變化，我們將蒸汽室溫度由 460°C 升到 600°C 。當發現經過蒸汽室的雷射功率因鍍鈣效果而由 5 mW 掉到 4 mW 時即開始每 15 秒記錄一次光功率，直到光功率回升至穩定值。利用這個鍍鈣完成後的蒸汽室可以觀察鈣原子在波長 657 nm 附近的飽和吸收光譜。用來產生飽和吸收光譜的光學系統架構如圖 24 所示。

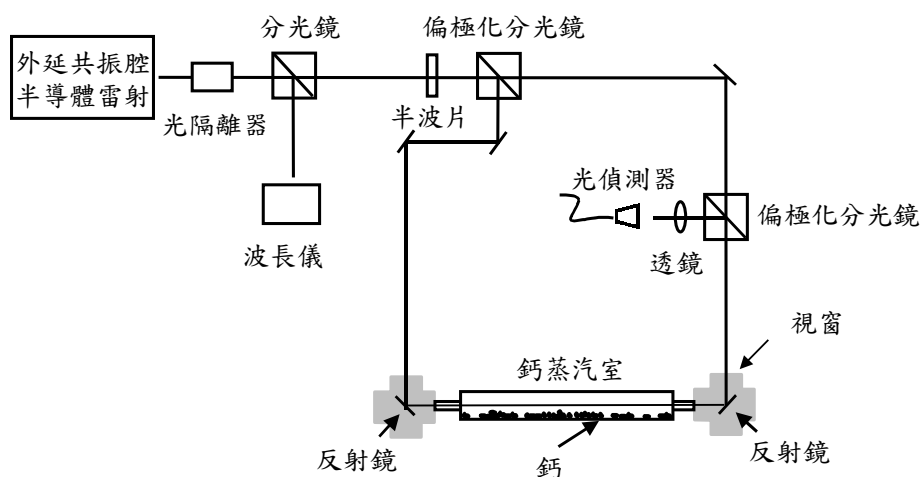


圖 24 用來產生飽和吸收光譜的光學系統圖

鈣反射鏡在使用完拆下後會氧化，因此重新裝回系統前要先用熱水清除積在鏡面上的鈣。系統使用的光源一樣是外延共振腔半導體雷射，雷射輸出頻率可以藉由一個以壓電致動裝置移動的反射鏡作微調，根據製造商提供的規格，雷射的頻率線寬在 50 ms 頻寬下是 100 kHz。在系統中，雷射由光源出來經光隔離器之後以一分光鏡將部分雷射光分至波長儀或作其他量測用途，另一部分光再以偏極分光鏡分成兩束，一束做為泵浦光，另一束作為探測光。在偏極分光鏡之前有一個半波片，旋轉半波片光軸方向可以調整兩束光的光功率比率。在這裡泵浦光的功率為 0.9 mW，探測光的功率為 0.1 mW。泵浦光與探測光在鈣蒸汽室中光路重疊但行進方向相反，雷射光束在蒸汽室中心的大小約為 2.5 mm × 0.7 mm。探測光束最後由另一偏極分光鏡反射並以透鏡集光進入光偵測器。當掃描雷射波長時，飽和吸收的譜線就由示波器顯示出來。鈣蒸汽室實際照片如圖 25 所示。



圖 25 鈣蒸汽室照片

四 結果

4.1 Fabry-Perot 共振腔共振訊號側邊穩頻結果

在以下之圖 26 中是最大斜率點對不同 Fabry-Perot 光學標準具反射鏡反射率之間的關係。

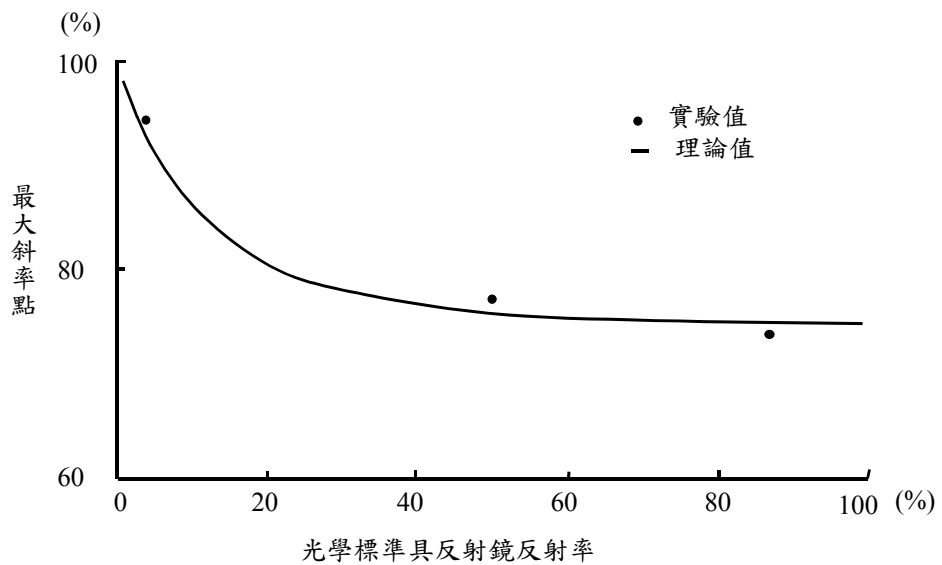


圖 26 最大斜率點對光學標準具反射鏡反射率的關係

圖中的垂直軸是最大斜率點位準與共振峰頂位準的比率，可以看出當標準具反射鏡反射率高於 85 % 時，最大斜率點大約落在共振峰頂的 75 % 左右，而非一般直覺的 50 % 處。圖 27 比較了最大斜率點上與半高點上穿透強度係數斜率 (T'_{opt})、($T'_{1/2}$)。這兩個值分別代表當把雷射頻率鎖在這些點上所能達到的穩定度，其斜率越大所能達到的短期頻率穩定度越高。

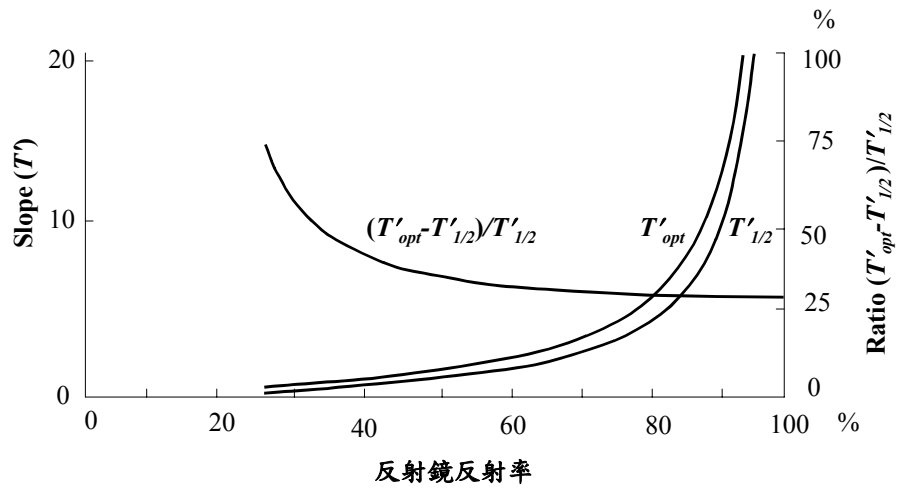


圖 27 最佳頻率穩定點上與半高點上穿透強度係數斜率比較

在上圖中反射率低於 25 % 部分沒有畫出來是因為在這些地方共振峰基部已合在一起，半高位準已在基部以下不可能實際使用於穩頻，示意圖如下圖。

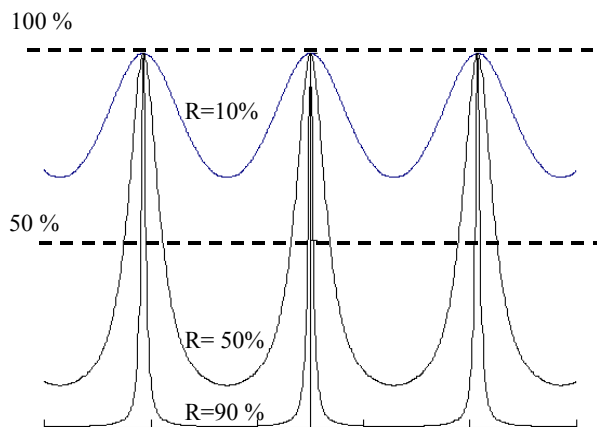


圖 28 反射鏡反射率分別為 90 %，50 % 及 10 % 時的共振訊號

從圖 28 中當共振腔反射鏡反射率為 50 %時已可看到共振峰基部相連，在反射率為 10 %的情況，其相連的基部甚至遠高於 50 %的參考位準，這時半高位置已不能用來穩頻，但最大斜率點還可以。



4.2 利用兩共振峰相減訊號進行雷射穩頻結果

圖 29 是示波器上觀察到穿過光學標準具的兩光束共振峰訊號及兩共振峰差的訊號：

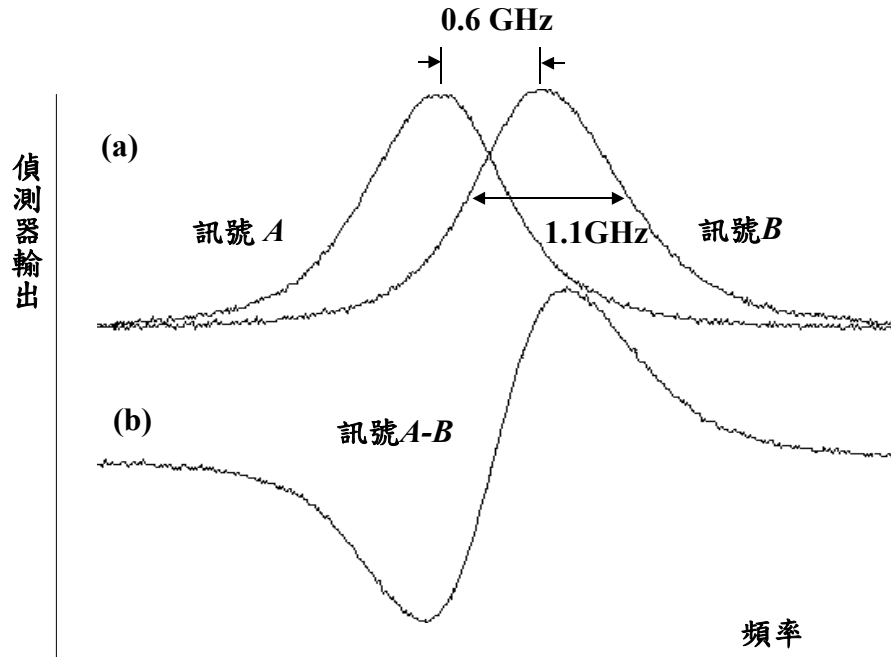


圖 29 示波器上顯示的共振峰

(a) 訊號 A 和訊號 B

(b) 訊號 A 和訊號 B 之差

圖中共振峰 A 和 B 的半高寬約 1.1 GHz，兩峰頻率差約 0.6 GHz，這時的訊號 A-B 的過零點也就是約在最佳鎖頻點附近。在實驗中並沒有發現光反饋到雷射的現象，最主要可能是雷射光都是以一角度入射光學標準具，不容易反射進雷射的關係。在圖 29 中由於共振峰 A 和 B 並不重疊，光束 A、B 入射角 θ_A 、 θ_B 大小不可能完全相同，兩光束有不同的偏離損失(walk-off loss)，所以共振峰寬度一寬一窄，但這並不會對以雙共振峰差穩頻造成影響，只會使訊號 A-B 對過零點有些微不對稱，這是可以接受的，而且這種偏離損失造成的共振峰加寬有助於協助確認兩共振峰是否為同一縱模。轉動光學標準具，訊號 A 和 B 朝不同方向移動，造成訊號 A-B 變寬或變窄，但過零點位置約略保持在原來的位置。轉動標準具時訊號 A、B 的峰頂與

$A-B$ 的過零點移動量如圖 30 所示。

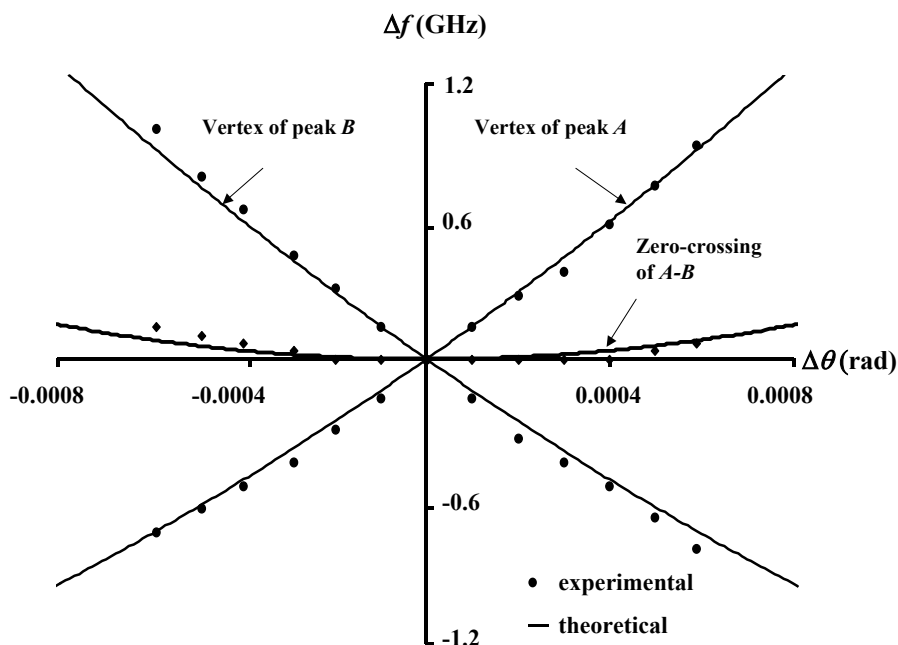


圖 30 當標準具轉動時，共振訊號波長移動量

這個實驗的起點是把訊號 A 、 B 重疊，這時 $\theta_A = \theta_B = 0.0029$ rad，這個角度下偏離損失造成的共振峰加寬效應還不大，且入射角又大到足以避免雷射光反饋進入雷射。在這個起點上訊號 $A-B$ 還是零，觀察不到，但當 $\Delta\theta$ 增加時訊號 $A-B$ 就出現了。如 2.1.4 所述，當兩共振峰頻率差為 0.6 GHz， $\Delta\theta = 0.00024$ rad 時， $T'_D(f)$ 有最大值，在這個位置雷射頻率鎖在過零點有最高的穩定度。實際穩頻的結果如圖 31 (a) 所示。同樣的將單共振峰訊號 A 減去參考訊號 C 後的穩頻結果則列在圖 31 (b)。圖 31 (a)、(b) 的穩頻結果都是在剛把光學標準具調整好就開始穩頻。圖 31 (b) 中單共振峰穩頻的最初三小時內有大約 0.0004 nm (0.28 GHz) 的波長飄移，而圖 31 (a) 之雙共振峰差穩頻則無明顯飄移。圖 31 (a) 在 72 小時內波長穩定度約為 3×10^{-7} 。

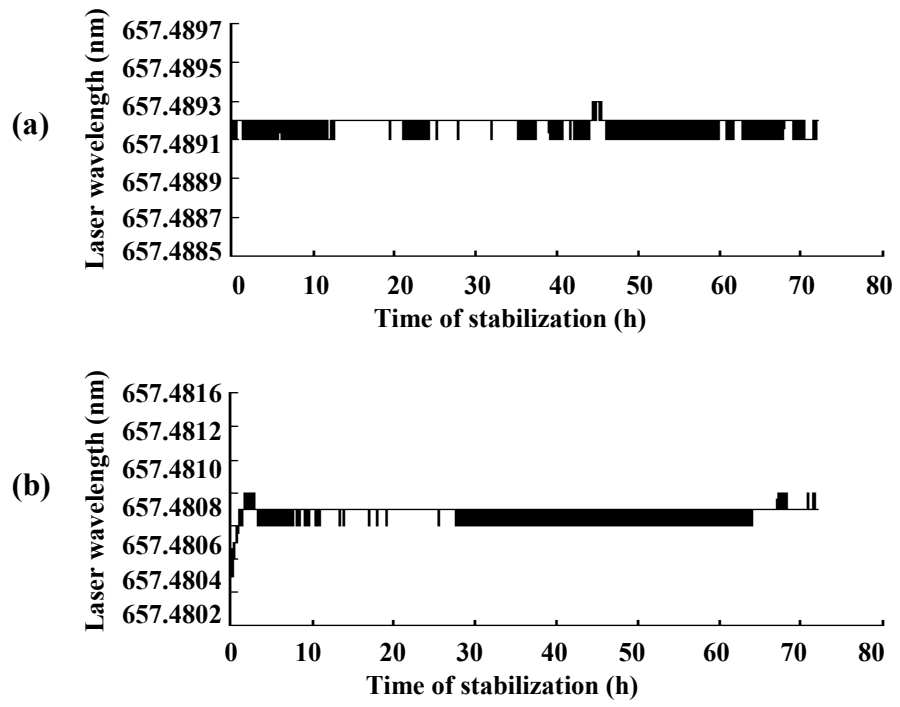


圖 31 雷射穩頻結果
 (a)使用雙共振峰差過零點
 (b)使用單共振峰



4.3 鈣原子飽和吸收光譜實驗結果

下圖是經過鈣蒸汽室雷射光功率值的變化情形。

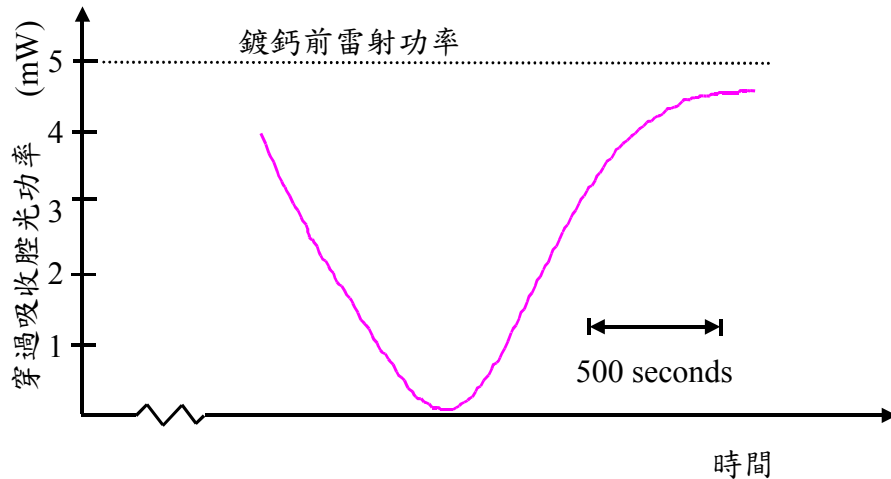


圖 32 鍍鈣過程中，通過鈣蒸汽室之雷射探測光束功率變化

在鈣尚未鍍到反射鏡前，量到的雷射功率值約 5 mW，當鈣開始鍍到反射鏡後約 10 分鐘內，功率逐漸下降到零附近(0.17 mW)，之後又逐步回升至 4.38 mW，也就是鍍鈣前經過蒸汽室之雷射光功率的 87 %。

鋁反射鏡原來反射率約 90 %，因為雷射光在腔內通過兩個反射鏡，由此鍍鈣後鈣反射鏡的反射率約為 84 %。應用這樣的蒸汽室來進行鈣蒸汽飽和吸收光譜的實驗，所獲得光譜如圖 33 所示。這是在蒸汽室溫度約 460 °C 時所測得，這時吸收深度約為 55 %，吸收線寬約為 1.5 GHz，比都譜勒寬度理論值 1.4 GHz 略大，可能的原因是用來監測蒸汽室溫度的熱電偶量測點比較靠近蒸汽室的一端，但整個蒸汽室溫度分布並不均勻，中心部份溫度可以比兩端高，後來的一次量測中發現中心溫度與兩端差 70 °C。

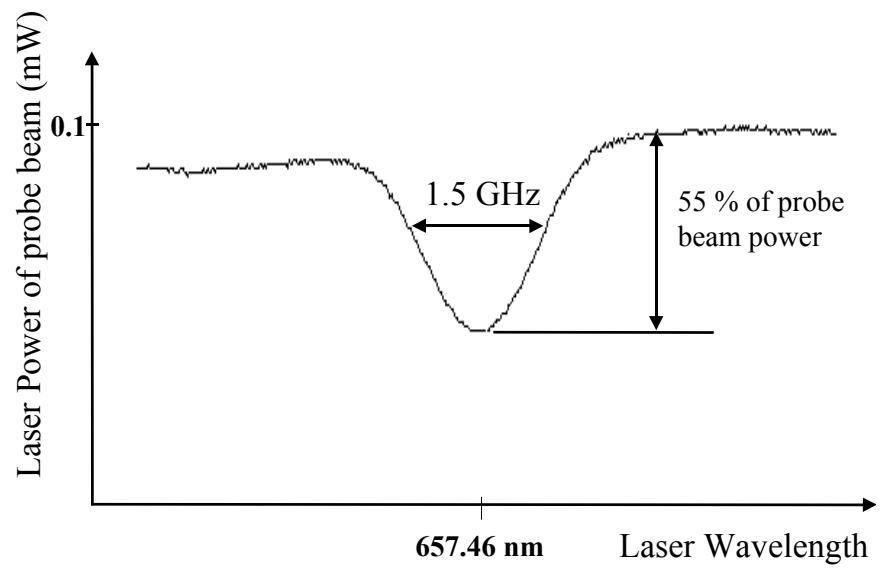


圖 33 鈣原子吸收光譜。

下圖是鈣原子吸收光譜吸收深度與蒸汽室溫度的關係：

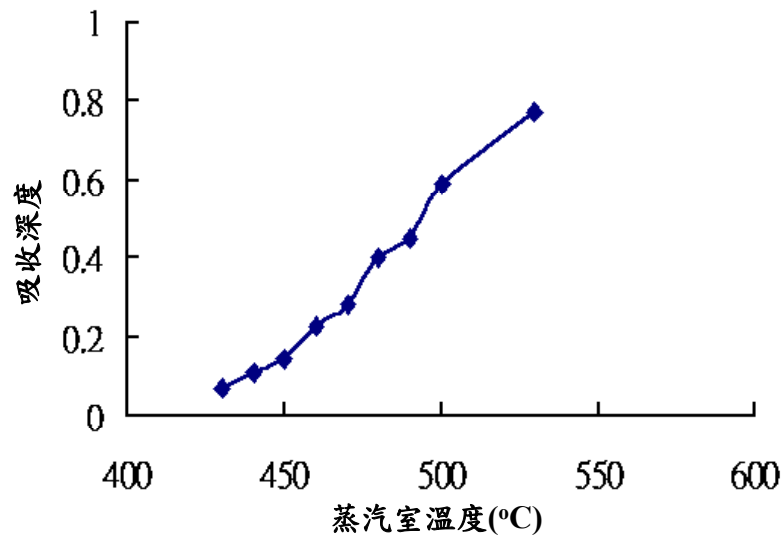


圖 34 鈣吸收光譜吸收深度與蒸汽室溫度的關係

從上圖中溫度越高吸收深度越深，溫度上昇到 550 °C -600 °C 之間雷射光即完全被鈣原子吸收。

在 460°C 這個溫度下所獲得的飽和吸收光譜如圖 35 所示。

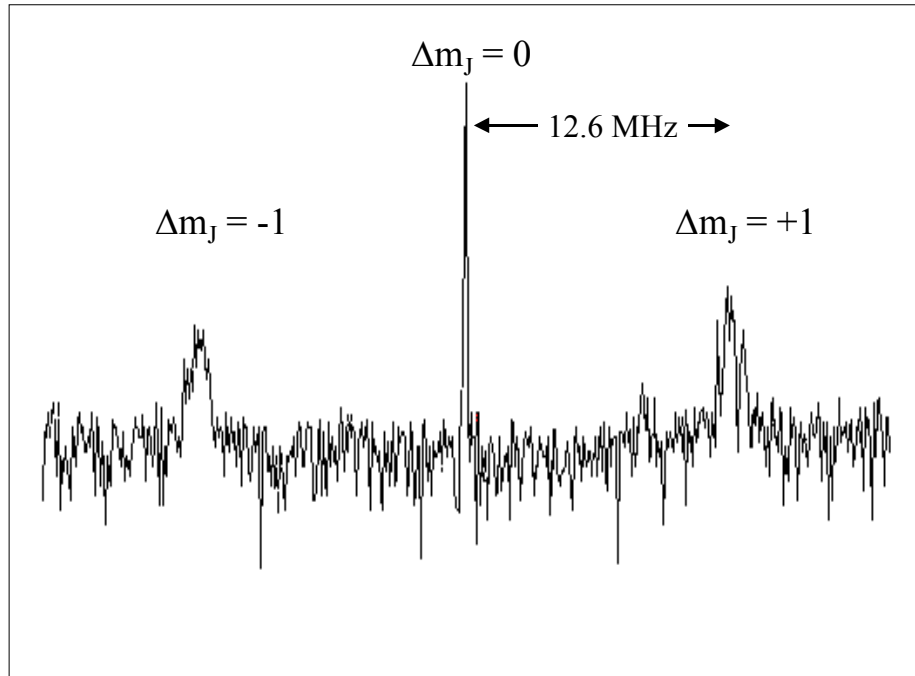


圖 35 以我們的鈣蒸汽室所觀察到的鈣飽和吸收光譜
實驗時蒸汽室溫度為 460°C ，蒸汽室內軸向磁場
大小約為 0.6 mT 。

這個光譜圖是直接從示波器上所擷取下來，雷射的波長掃描是以一個三角波送至雷射的壓電致動器上來改變雷射共振腔長，使雷射波長產生變化。這個光譜圖是由示器上直接凍結畫面而得到，因為雷射輸出頻率有數百 kHz 大小的不明原因晃動，其晃動最大的頻率成份約在 1.1 kHz ，因此並沒有辦法獲得平均光譜。在圖中的三個峰是鈣原子 $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_1$ 躍遷的三個奇曼 (Zeeman) 分量，因為螺旋型電熱絲產生的軸向磁場使得 $\Delta m_J = 0$ ； $\Delta m_J = \pm 1$ 三個峰被分開來。其中中間的峰 ($\Delta m_J = 0$) 的高度約為探測光束的 2.7% 。圖 35 中分量之間的頻率間距是以蒸汽室中的磁場來估計。為確認兩個多出來的峰是軸向磁場產生的，我們改變電熱絲電流大小，並觀察其位置偏移，結果如下圖。

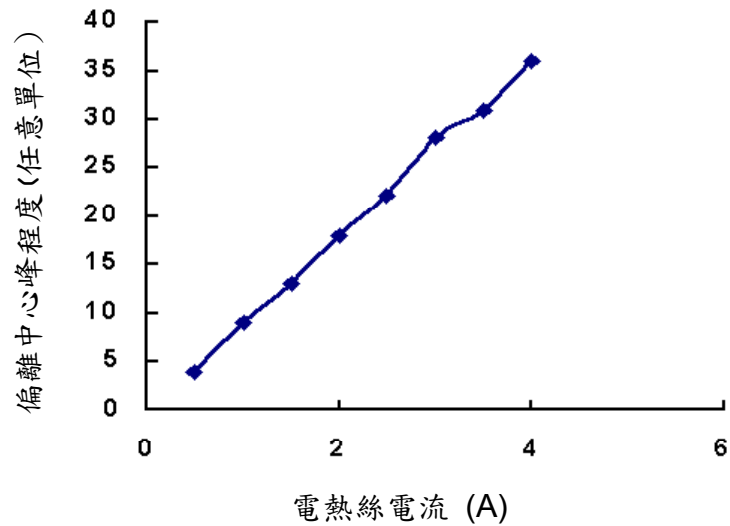


圖 36 $\Delta m_J = +1$ 峰與 $\Delta m_J = 0$ 峰偏離程度與電流的關係

由圖 36 中看來其 $\Delta m_J = +1$ 峰與 $\Delta m_J = 0$ 峰偏離距離與電流約略成正比，且延伸線會通過原點，這與線性齊曼效應是一致的。一般正常運作下，當蒸汽室溫度為 $460\text{ }^\circ\text{C}$ 時，其內部磁場強度約為 1.5 mT 。

我們量測飽和吸收峰高隨鈣蒸汽室溫度的變化情形。從下圖 37 中可以看出當蒸汽室溫度高於 $430\text{ }^\circ\text{C}$ 可以開始看到飽和吸收峰，大約到 $475\text{ }^\circ\text{C}$ 達到最大值，之後開始往下掉。這些起伏的原因推測是當溫度一開始到 $430\text{ }^\circ\text{C}$ 後，隨溫度上昇蒸汽室內鈣原子數目逐建增加，與光作用的原子數變多因此訊號變強，但當原子數過多開始造成泵浦光束無法將路徑上的原子飽和掉使探測光束也大量被吸收，而造成出來的探測光也變弱。使得飽和吸收峰高開始往下掉。

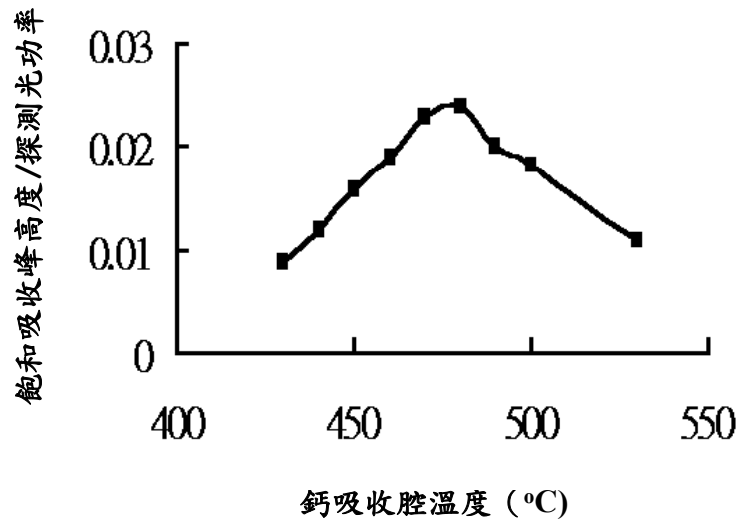


圖 37 飽和吸收峰高度變化隨鈣蒸汽室溫度的變化

鈣原子的線性奇曼偏移率為(21 MHz/mT) [29]，為較準確估計頻率間隔與譜線寬度，我們暫時把磁場強度降為 0.6 mT，在這期間蒸汽室溫度尚可短暫維持不變，由此計算得間距為 12.6 MHz， $\Delta m_j = 0$ 分量的線寬為 230 kHz。但 $\Delta m_j = \pm 1$ 的譜線則比 $\Delta m_j = 0$ 分量譜線寬，推測是導因於軸向磁場並不完全均勻。這些估計與使用外延共振腔雷射壓電材料驅動電壓估計值很相近，這個外延共振腔曾經在不同驅動電壓下以波長儀量測過雷射波長。對於這個蒸汽室的連續工作時間，充填一次鈣可以連續使用超過 3 天以上。

4.4 雷射穩頻在鈣原子光譜

本研究製作鈣蒸汽室的目的是為了要建立簡易的次級波長標準，供 657 nm 的半導體雷射追溯用或做為波長儀校正用，因此除了觀察光譜，最後還必需將雷射穩頻在 $\Delta m_J = 0$ 的躍遷的譜線上。穩頻系統採用頻率調制 (FM) 光譜的方法，系統如圖 38。

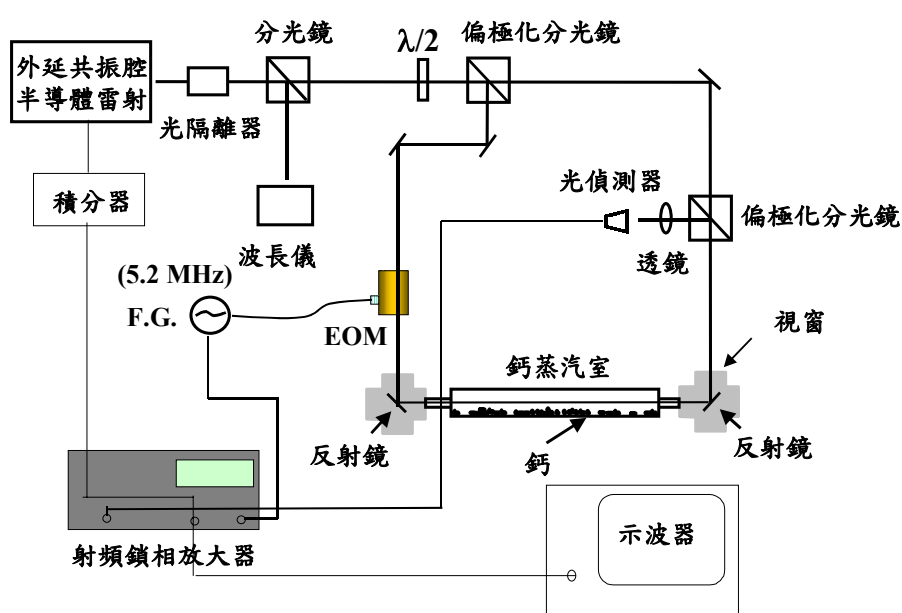


圖 38 頻率調制 (FM) 光譜穩頻系統圖

EOM:電光調制器；F.G.:訊號產生器

在圖 38 中，主要是在原來的飽和吸收光譜裝置中的探測光束中加上一個共振型電光相位調制器，共振頻率為 5.2 MHz， V_{π} 為 10-31 V，用這個調制器使雷射光產生兩個相位相反的旁帶頻率，原來的基頻與兩個旁帶若不經過吸收物質則基頻與兩個旁帶頻率的拍頻會因相位相反而抵消，但經過吸收峰時使得基頻相位改變而造成如下圖的頻率調制光譜，旁帶頻率在圖 39 上所形成的兩個小峰可以看的見。偵測器偵測到的訊號以一個射頻鎖相放大器解調後得到頻率調制光譜如以下之圖 39。

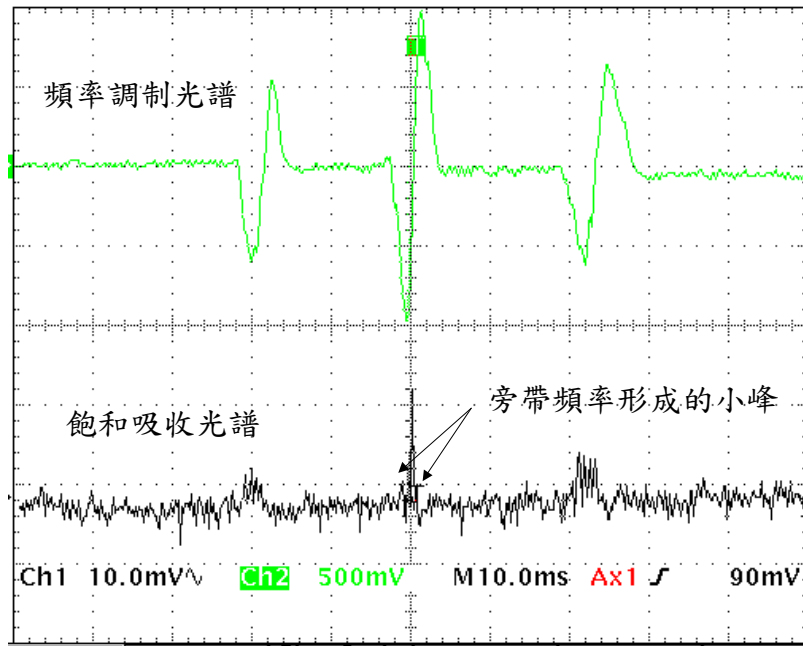


圖 39 鈣的頻頻率調制 (FM) 光譜

上圖是示波器凍結畫面，實際在示波器上看到的光譜位置會晃動，最主要是雷射頻率晃動所致。為了解頻率實際晃動的內涵，我們使用一個 Fabry-Perot 干涉儀當鑑別器來觀察雷射頻率，裝置如圖 40。在圖中實際使用的 Fabry-Perot 干涉儀實際上是一個 Free Spectral Range 為 2 GHz，精細度 (Finesse) 為 200 的商品化 Scanning Fabry-Perot 干涉儀。偵測器的部分則置換成一頻寬 15 MHz 的偵測器。干涉儀的掃描振幅逐步降低並調整偏置電壓使示波器上顯示的位準約在共振峰的半高處，並將波長掃描訊號調至 0，偵測器得到光訊號送至示波器可以觀察到圖 41 中下曲線中晃動的位準，這是因為雷射頻率晃動造成從 Fabry Perot 干涉儀輸出光功率變化所致。將這個晃動位準以示波器之快速富立葉轉換功能得到 41 圖中的上曲線，由曲線中可看出在 1.1 kHz 及其倍頻處各有一個較大的峰，這代表雷射頻率有 1.1 kHz 的晃動。

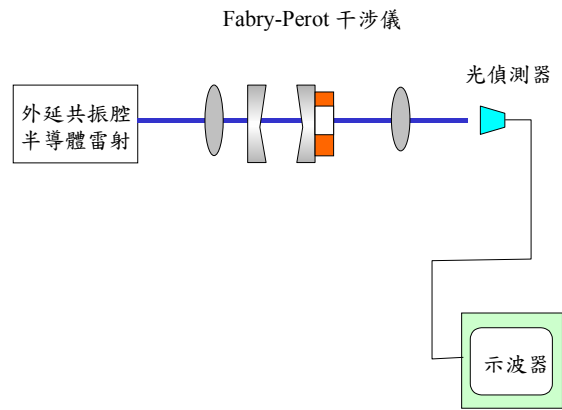


圖 40 雷射頻率擾動裝置

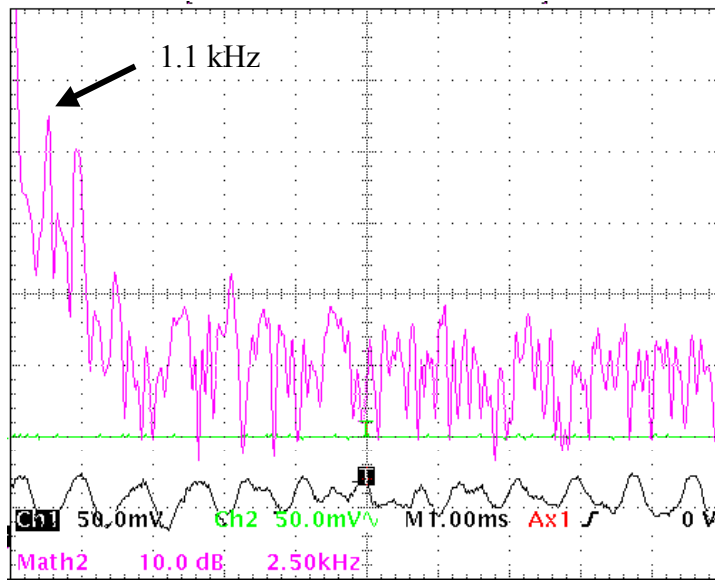


圖 41 雷射頻率雜訊

根據外延共振腔半導體雷射廠商提供規格，其雷射頻率線寬在 50 ms 觀察時間時為 100 kHz，5 s 觀察時間為 4 MHz，所以示波器用較快的掃描頻率就可以凍結到窄線寬的光譜線，用慢的掃描速度凍結到的就是一串光譜線粘在一起，因為在示波器單趟掃描時間內雷射頻率已晃過光譜線許多次了。要解決這種問題最典型的方法是用一高精細度的 Fabry-Perot 共振腔以快速迴路將雷射頻率鎖在共振腔的共振訊號上，使雷射頻率線寬可以壓縮到 400 Hz 以下。但這會大幅增加系統的體積與複雜度，有違我們當初希望建立簡易次級標準的本意，因此直接把頻率調制光譜訊號送進積分器，並用長達 0.1 秒的積分時間來回饋鎖頻，所得結果如圖 42。

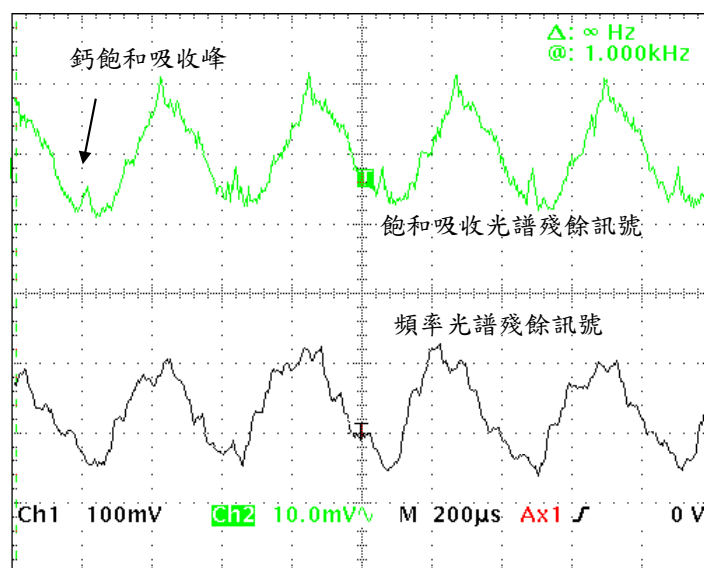


圖 42 執行穩頻後的誤差訊號與飽和吸收光譜訊號

從上圖中可以看到穩頻後，頻率仍在一個約 3 MHz 範圍內來回振盪，這是使用長積分時間的結果，但至少在上圖中鈣飽和吸收峰一直在，但頻率穩定度最好也只有 6×10^{-9} 左右，並不理想。

五 討論

在使用 Fabry-Perot 光學標準具共振峰側邊來進行雷射穩頻方面，本研究使用一簡單的模型來預測穩頻的最佳點位置。我們發現當標準具反射鏡反射率高於 85 % 時，最大斜率點大約落在共振峰頂的 75 % 左右，而非我們直覺的 50 % 處。當反射鏡反射率變低則最大斜率點位置更接近峰頂。對相同反射鏡反射率下，最大斜率點斜率經常可以比半高點斜率高 30 % 以上，因此若短期穩定度是個重要考量時，本文所敘述之最大斜率點會是個有價值的因素。在本項工作中雖主要是探討以 Fabry-Perot 光學標準具側邊穩頻的最佳化，但在使用 Fabry-Perot 側邊做感測器鑑別裝置時，靈敏度最好的點也是在最大斜率點上，在 6.1 中將舉例說明應用在高壓電磁場量測的狀況。



在使用 Fabry-Perot 光學標準具雙共振峰差進行雷射穩頻方面，這種方法不需要做雷射波長或頻率調制，所產生穩頻誤差訊號接近較理想的色散形狀。而且只要兩入射光束是從標準具法線相反兩邊入射，且入射角約略相同，則這個訊號的過零點不太會因 Fabry-Perot 標準具法線或雷射光方向飄移而變動。在本文中展示了一種這種雙共振峰穩頻的實施方案，但只要能將雷射光分成具有小夾角的兩個光束其他裝置也可以實現這種穩頻方法。由於這種雙共振峰差穩頻方法具有近乎理想的穩頻誤差訊號，不需調制雷射波長，而且對 Fabry-Perot 光學標準具的角度飄移不敏感，用來實現積體化的雷射穩頻是一種很好的選擇。

在本研究中所提供的鈣蒸汽室的新設計可以解決鈣蒸汽鍍在通光窗口上的問題。在 657 nm 波長鈣吸收光譜特性方面，本方法所獲得的飽和吸收峰高度相對於探測光束功率的比值比美國國家標準與技術研究院 (NIST) 的原子束腔的方法還好。

使用本方法目前穩頻時雖頻率穩定度不盡理想，但這不是鈣蒸汽室的

問題，主要是受限於雷射線寬問題。將雷射波長鎖在飽和吸收峰的 $\Delta m_j = 0$ 上，其準確度最主要受限於原子速度相關的偏移如殘餘都卜勒(residual Doppler)、二階都卜勒(second-order Doppler)、渡躍 (Transit) 與波前曲率 (wavefront curvature) 等效應。其他可能造成不確定度的較次要的效應如光子彈跳 photon recoil (23 kHz 分裂)、氣體透鏡、二次奇曼 (quadratic Zeeman、 10^8 Hz/T^2) 和斯塔克 [Stark、 $1 \text{ Hz}/(\text{V}/\text{cm})^2$] [29] 等效應。這些效應一般會限制系統不能達到 1 kHz [30] 的精確度。目前雖因本項工作未使用線寬以 Fabry-Perot 共振腔再壓縮之半導體雷射，使得穩頻的穩定度僅達 6×10^{-9} ，但這絕非本項鈣蒸汽室的上限，如果使用線寬壓縮過的雷射，預期頻率穩定度與準確度可優於 1×10^{-11} 。這個鈣蒸汽室經測試可連續運作超過 3 天，它的最長連續運作時間可以輕易增加到 10 天以上。用來實現飽和吸收光譜的光學系統目前尚未進行最佳化，如果將外延共振腔半導體雷射的頻率線寬進一步窄化，所獲得光譜訊號應可再改善。目前也繼續朝此方向研究。在應用上除用來作為 657 nm 的波長標準，以倍頻技術將標準往 $1.3 \mu\text{m}$ 延伸也是可以努力的方向。



六 相關應用研究

6.1 Fabry-Perot 共振腔穩頻技術在高壓電場感測器的應用

在前段有關 Fabry-Perot 共振腔的論述及實驗雖以雷射穩頻為主，但由於其共振峰對波長與腔內光程變化敏感的特性，因此也適合做為感測器的鑑別元件。在本節中將描述使用 Fabry-Perot 共振腔在交流電場量測上的應用。在高電壓量測的場合，意外的高電壓很可能順著感測裝置的導線傳過來造成儀器及人員的傷害，因此在高壓量測領域將量測訊號以光來傳播是比較理想的方法。目前已經發展了許多光電式的電壓量測方法 [31-37]，基本上是將高電壓轉成光訊號，再以光纖傳導至量測儀器端轉回電訊號。但在高壓領域除了電壓量測，系統附近的電場、磁場也是重要的參數。一般電場、磁場量測可以使用光電電磁場感測器 [38-40]，這種感測器與前述高壓量測裝置主要差別在於量電場、磁場的感測器並沒有直接接觸高壓裝置。常用的方法是將電場訊號以電極或天線接收後透過電光調制器造成通過的光強度發生變化。

但一般的光電型電磁場感測器大多數使用 Mach-Zender 干涉儀型的光調制器，電磁場訊號由天線收集，在調制器電極間產生電壓，這個電壓可以使調制器上的 Mach-Zender 干涉儀的兩個光波導臂折射率朝相反方向改變而造成光程差，當雷射光由光纖傳進來，經過調制器上的干涉儀，雷射光功率就會隨干涉光程差改變而變化，干涉光經光纖傳出來後，以光偵測器偵測再轉為電訊號。為使感測器有較高的靈敏度，調制器電極都靠得很近，一般為數十微米的間距。用來衡量光調制器敏感度的參數叫做 V_{π} ，這是使光調制器產生半波變化所需的電壓，在 Mach-Zender 干涉儀型的光調制器一般 V_{π} 為 5 V 左右。但這種調制器由於電極太靠近，當使用在高壓情況很容易因意外的大電場襲擊而造成擊穿波導，而使感測器損壞。因此我們想要以塊材型的電光調制器來改善狀況。

在這項工作中使用一個商品化的 $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ 材質的相位調制器，調制器長 40 mm，兩電極間距為 2 mm，但它的 V_π 高達 210 V，這表示直接用它來感測電場靈敏度遠遜於 Mach-Zender 干涉儀型的光調制器。為提高以塊材型的電光調制器做感測器的靈敏度，將調制器放置在一個 Fabry-Perot 共振腔中，系統圖如下：

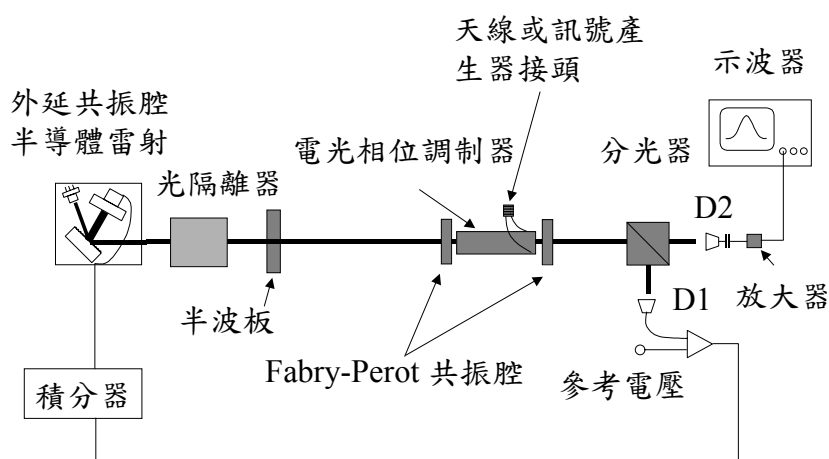


圖 43 以光相位調制器為基礎的電場感測器實驗系統圖
D1、D2:光偵測器

在圖 43 中使用的共振腔反射鏡為反射率 87 % 的平面反射鏡，共振腔長為 100 mm，雷射光是外延共振腔半導體雷射，雷射光經過光隔離器，以防止光反饋回雷射，之後通過一個半波板，可調整雷射光偏極方向使其符合調制器要求。雷射光通過共振腔後由一分光鏡分成兩束，一束由光偵測器偵測干涉訊號，扣掉一參考電壓後做為鎖頻回饋訊號，這個訊號送入積分器，用來控制雷射波長，使雷射能鎖頻在 2.1.3 中提到的 Fabry-Perot 共振腔的共振訊號斜率最大的點上，也就是共振峰頂的 75 % 位階上，當調制器有電壓調制時，在這個點上有最大的光調制。將雷射鎖頻在斜率最大點可以藉著參考訊號位準的調整做到。鎖頻回饋電路頻寬設定在 3 Hz 以下，以避免光調制訊號被抵消掉。由分光鏡出來的另一束光則由光偵測器

D2 偵測變成電訊號，該訊號經放大器放大後送到示波器觀察。

藉由這個裝置當對調制器電極輸出頻率 1 kHz、電壓 $1 V_{p-p}$ 的訊號時，從 Fabry-Perot 共振腔輸出的光調制量約為總輸出功率的 25 %，這個值與同樣電訊號輸入 Mach-Zender 干涉儀型的光調制器所獲得的光調制量已經相當。圖 44 是這種加共振腔的塊材狀調制器的頻率響應：

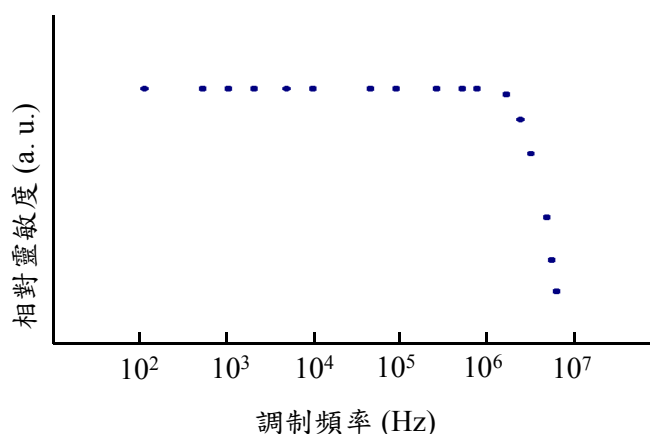


圖 44 加共振腔的塊材狀調制器的頻率響應

從圖中可以看出在調制頻率在 3 MHz 以上時，靈敏度迅速掉下來，這應該是光偵測器頻寬所致。但這個頻寬對於高壓系統量測已經足夠。

在這個用塊材光調制器加共振腔的感測器，可以提供與 Mach-Zender 干涉儀型的光調制器相同的靈敏度，而在這個塊材感測器由於電極距離較遠，對突然的高壓電擊有較好的抵抗力。但在實際的實驗中由於是在自由空間中，共振腔晃動及共振腔中空氣擾動都造成感測器在低於 60 Hz 有較大的干擾。解決方案可以直接將反射面鍍在光調制器的進出光端面上，則只剩下溫度變化所造成的影響，但這些影響頻率遠低於 60 Hz，可以由雷射鎖頻電路直接修補掉。

6.2 以對雙共振峰差雷射穩頻方法使用於輪廓量測儀

在許多實驗室裝置或商品化儀器中包含了精密測長干涉儀，這些干涉儀經常使用穩頻氦氖雷射做為其光源。然而，有很多場合，干涉量測系統的重量與體積受限制，比如說把穩頻氦氖雷射為主體的干涉儀裝在一移動或懸掛的量測頭上是有困難的。一個可以解決問題的方法是用光纖來導光，但許多使用光纖的人都知道，光纖本身也會引入其它問題，例如當光纖被移動時，在光纖內傳輸的光也會受到影響，如光的偏極或相位。另外一個較好的選擇是使用體積遠小於氦氖雷射的半導體雷射。相較於氦氖雷射，半導體雷射也有它實用上的困難，如它的線寬遠大於氦氖雷射，且其波面遠較氦氖雷射差，使其測長範圍受到限制，這可以用一些波面修正鏡組及壓縮線寬的方法，如使用本研究中一直在使用的延長共振腔來克服 [41]，但這些方法將使得半導體雷射的體積變大且造價大幅上升。半導體雷射還有一個問題就是它的頻率可以調很大的範圍，且每顆雷射的中心頻率及可調範圍經常非常不同，這是它的優點但也是它的缺點，我們不容易找到一個像氦氖雷射一樣簡單可靠的穩頻方法。本研究提出兩個這方面的研究就是使用 Fabry-Perot 共振腔來穩頻。由於 Fabry-Perot 共振腔有無限多個共振峰供作鎖頻參考點，在半導體雷射頻率可調範圍中，總有幾個共振峰在波長範圍內，只要適當的設計其共振腔的精細度 (Finesse) 及 Free spectral range，也能輕易使雷射重覆鎖在同一個縱模上，再用其它方法去校正其頻率。半導體雷射另一個重要缺點是對光反饋十分敏感，當用做干涉儀光源時，有好的光束準直則表示回到雷射的光越多，頻率將受到大幅度的擾動而造成失敗的量測。

儘管半導體雷射有上述諸多缺點，但由於其體積小的好處，因此還是值得去尋找一些實用的方案。本研究企圖應用 657 nm 半導體雷射干涉量測儀，建立一套輪廓量測儀。這個輪廓量測儀主要包括一個槓桿探針用來量測待測物的高度變化，待測物擺在一個移動台上，用干涉儀同時量測槓桿探針與移動台的移動量，則可以畫出待測物的輪廓。這套輪廓量測儀過去使用穩頻氦氖雷射為光源，現在則改用微透鏡半導體雷射，這種雷射波面形狀已被修整成接近圓形，它的線寬據報導約為 2 MHz [9]，看起來十分

適合作為干涉儀光源。如緒論中所述，我們使用波長 657 nm 的雷射，主要是考慮這個波長的半導體雷射品質/價格比優於其它波長的雷射。而且在這波長附近有一條以鈣原子光譜為參考波長的建議輻射，未來可供波長校正用。另外它是可見光，量測比較方便。但我們發現這種雷射有一個缺點就是它有些波長區雖在宣稱的波長可調範圍中，但是卻無法藉由雷射溫度或電流改變來調到這些波長，不像一般的 Fabry-Perot 雷射大多可以調到。圖 45 是測試 Blue-Sky 公司的微透鏡半導體雷射波長與電流的關係：

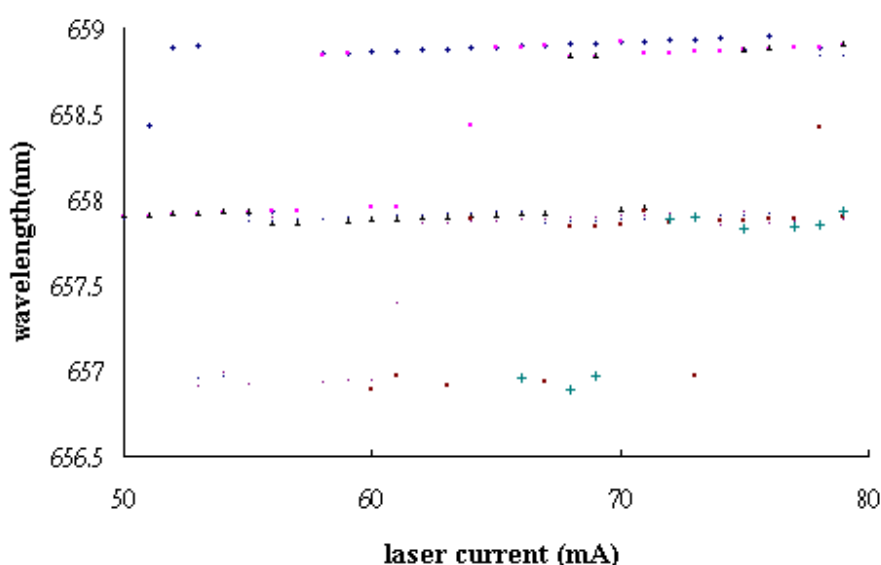


圖 45 微透鏡雷射波長對雷射電流的關係

在圖中雷射溫度的改變由 15.5 °C 到 24 °C，每隔 1.5 度量測一組數據，每組數據電流從 50 mA 一直測到 80 mA 所組成的波長分佈。從圖中可看出對於同一顆雷射調整電流可以微調波長，但只限定在很小的區域變動，要不然就跳到另一個縱模上，變成不同的波長。改變雷射溫度可以將波長電流曲線作小幅度向上或向下平移，但溫度變化範圍再大就會跳到另一個縱模上，所以會有一段波長範圍不管如何調電流、溫度都到不了。由於這個間隙有 0.5 nm (相鄰 1 縱模間距) 到 1 nm (相鄰 2 縱模間距)，所以如果用這種雷射當干涉儀光源，且打算使用 657 nm 的建議輻射作頻率比對量測的應用，則一開始就要挑選波長(頻率)與建議輻射較接近的雷射。如果要求較低可以使用波長儀校正波長則不需顧慮。如本文中的輪廓儀，要求較

高的垂直方向高度變化只有 12 mm，要求量測精度只要到 0.1 μm ，雷射波長只要準到約 $10^{-5}\sim 10^{-6}$ 就夠了。對於調不到的波長，可以改變微透鏡與雷射反射面間距離來得到，但所需工程複雜，且雷射封裝方式改變，這種方法便未必可行。

本工作為避免體積太大並未使用光隔離器，取而代之的是正交偏極的干涉光路，圖 46 就是輪廓量測儀系統圖。在圖 46 中，半導體雷射光束一部分光做為穩頻用，另一部分則經一個 $\lambda/2$ 半波片調整適當的偏極方向，之後進入干涉儀系統。干涉儀參考臂由一個 $\lambda/4$ 波片及一反射鏡構成，光束反射回來後則可直接穿透偏極化分光鏡。量測臂則主體是由一個直角稜鏡 (Right-angle-prism) 所構成的回溯反射器 (Retroreflector)，及一個 $\lambda/4$ 波片以及一個反射鏡所構成，在這裡 $\lambda/4$ 波片被移到回溯反射器與反射鏡之間，以避免圓偏振光在回溯反射器反射面所造成的偏極改變。量測探頭裝在回溯反射器的尖端，並固定在一个隨系統移動的槓桿上。穿過偏極化分光鏡的雷射光打到直角稜鏡的一反射面進入再從另一反射面平行出射，之後穿過 $\lambda/4$ 波片由反射鏡反射後循原光路回來，由於經過兩次 $\lambda/4$ 波片因此偏極方向與原來垂直而由偏極化分光鏡反射。由參考臂及量測臂過來的兩光束具有互相垂直的偏極方向，使用兩個偏光片分別從兩偏極方向各取一半光，在兩個偏光片後面的光偵測器就可以量到干涉訊號，但兩組干涉訊號是一樣的，這時在光路中擺上一個波片，適當調整光軸可以使兩干涉訊號相位差 90° ，可以方便判斷前進後退。

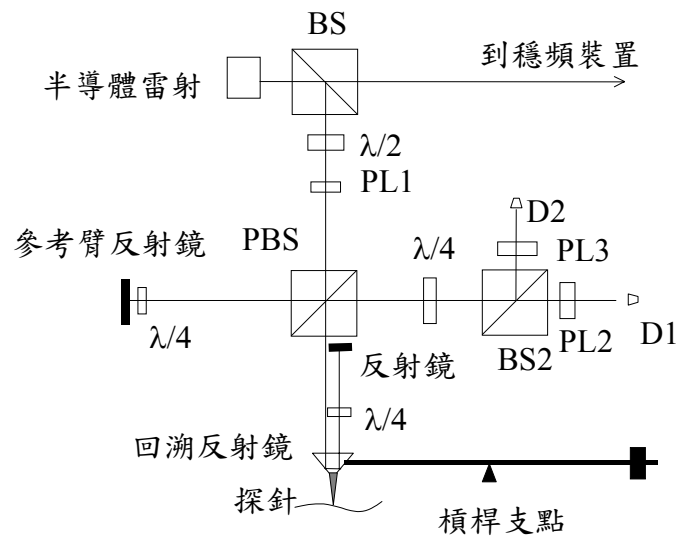


圖 46 干涉儀系統

BS: 分光鏡, PBS: 偏極化分光鏡,

PL: polarizer (偏振片), M2: 量測反射鏡, M3: 參考鏡, D1、D2: detector (光偵測器)

穩頻裝置部份主要利用 2.1.4 中提出的兩共振峰相減訊號。上述的微透鏡雷射中，雷射溫度固定的情況下，可以改變電流去掃描雷射頻率，一般都可以找到可連續調 20-50 GHz 的波長區，利用這個區域來鎖頻比較方便，且不易因溫度飄移而造成模跳(mode-hop)。另外需要考量的是為了能將雷射重覆鎖在同一個模上，Fabry-Perot 共振腔的 FSR (Free Spectral Range) 要足夠大以避免鎖錯模，單一共振模的頻寬必須大到能涵蓋雷射溫度與電流不穩所造成的波長飄移以保證雷射在預設條件下都可以重覆落在 Fabry-Perot 的同一共振模內，但其寬度又須夠窄以提供穩頻所需的訊號。基於上述考量，我們使用平面 Fabry-Perot 標準具，其 FSR 為 33 GHz，Finesse 約 20。理論頻寬為 1.65 GHz，實際測量值為 2.8 GHz。由於本實驗目前使用 BK7 玻璃標準具兩面鍍反射膜，因此受溫度的影響很大，必須溫控。

由於這種結構的干涉儀在理論上光不會回到雷射，可以避免光回饋的影響，但實際上仍會有少許光回饋。用這個裝置當探針移動時所得到干涉訊號如圖 47。圖中訊號取自圖 46 之 D1、D2。兩個訊號有 90° 相位差，方便計數。兩個干涉訊號如果使用示波器上的 X-Y 模式，則可得到相圓，如圖 48。從圖 47、圖 48 可看出干涉儀訊號品質與使用氦氖雷射相近。所以這樣的架構是可以用的。

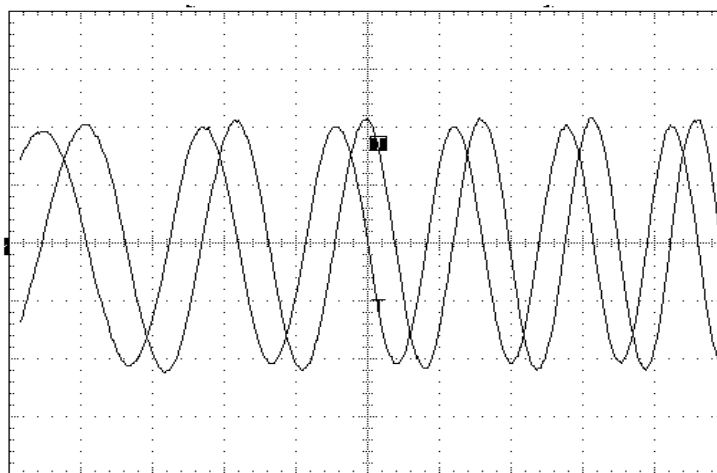


圖 47 干涉儀訊號

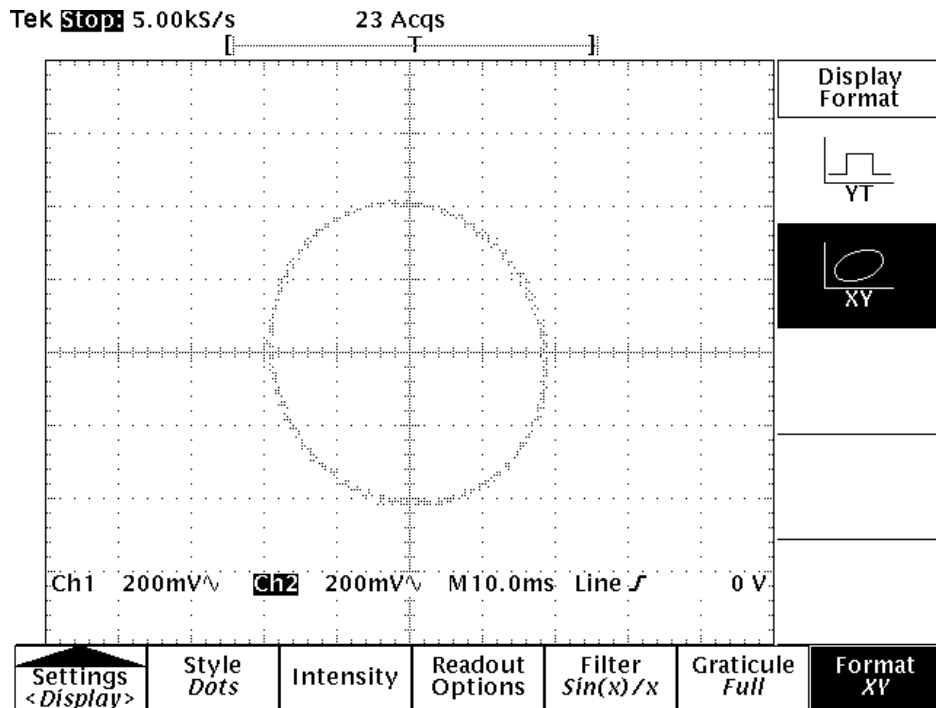


圖 48 干涉訊號相位圖

是兩個光偵測器所偵測到干涉訊號形成的相位關係

由於在上述輪廓儀小量程是可行的，但為試驗較大量程的情況，就必須另外單獨架設干涉儀。經試驗當兩臂光程相差較大量測行程較長時，由於必須有好的準直，會有較多的光反饋回雷射。我們試驗將量測距離拉大到比參考臂長 500 mm 時干涉訊號仍在，唯再加大距離則干涉訊號對比明顯降低，重新調整光路則光反饋到雷射的現象變成很顯注。

在這個干涉儀中我們使用微透鏡二極體雷射做光源，試驗將其使用於干涉系統上，我們選擇具有正交偏極的兩干涉臂光路，實驗結果發現當量測小範圍時，可以將干涉儀設計成兩臂接近等長，光路適度偏離雷射，則可以完全不受光反饋影響，干涉訊號與一般穩頻氦氖雷射無異。在兩臂長之差大於 500 mm 則雷射會受到光反饋的影響。對於 500 mm 干涉儀光程差用來製作這樣的儀器也已經非常方便，但必需考量光束偏離所產生誤差。在較長距離的量測上，由於反饋的影響很難避免，最好使用額外的光隔離器。如下圖中利用兩共振峰相減訊號之雷射穩頻誤差訊號可以觀察到雷射光回饋到雷射所造成訊號上的突起，以其突起程度估計約相當於 13 MHz

雷射頻率的擾動，這樣的頻率對於穩頻的頻率變動貢獻約 2.8×10^{-8} 。

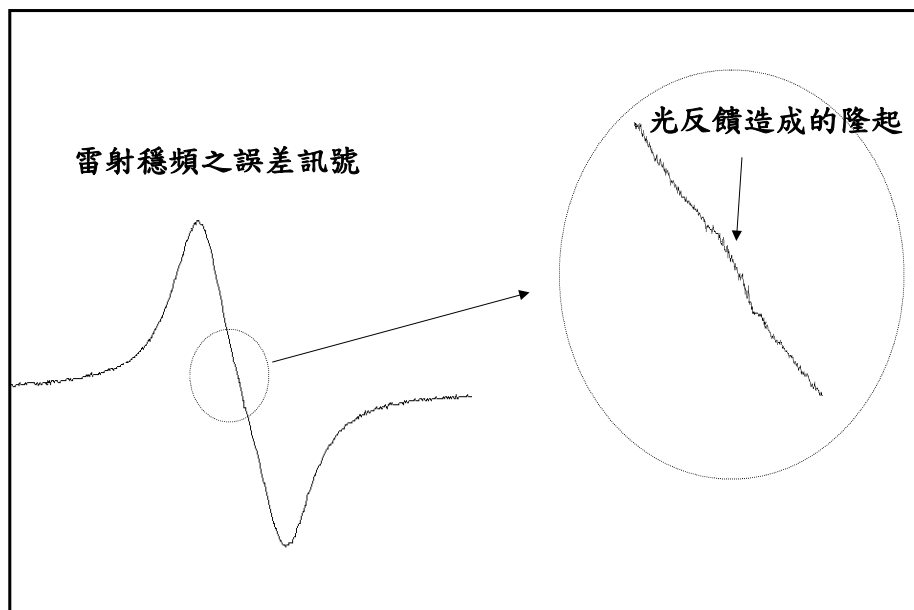


圖 49 光反饋進雷射造成穩頻訊號擾動

上述雷射干涉儀試驗已說明用半導體雷射當干涉儀光源是可行的，目前使用兩共振峰相減訊號來進行雷射穩頻，並以鈣穩頻雷射或波長儀對雷射波長做校正，這種組合用在 500 mm 以下量程的干涉系統已經足夠。但對於 500 mm 以上量程的干涉應用則仍須就以下問題做改善，首先是光回饋的問題，對於長行程干涉應用體積可能不是重要考量，在雷射光出口加上光隔離器，可以解決光回饋問題，但干涉儀成本將上揚。另一方式是干涉儀光路設計成不循原光路回頭，但這種干涉光路就不適合應用在前述的槓桿探針量測上。第二個要考量的是頻率穩定度，雷射穩頻在 BK7 材質的 Fabry-Perot 光學標準具上，雷射頻率穩定度受限於材質的溫度效應，包括熱膨脹與折射率隨溫度變化，即使 Fabry-Perot 光學標準具溫控到 0.1°C ，雷射頻率穩定度也難優於 1×10^{-6} 。利用低熱膨脹係數材質做為 Fabry-Perot 共振腔的反射鏡支撐座，並抽掉反射鏡之間的空氣可以大幅提昇穩頻雷射的穩定度，或者使用不同熱膨脹係數材料互相補償熱膨脹造成的影響 [42]，這些克服溫度造成效應的方法都還有進一步研究的價值。

6.3 鈣穩頻雷射延伸至光通訊波長標準之可行性研究

在光通訊波長中，在波長 $1.55 \mu\text{m}$ 附近由於使用高密度波長多工技術，而且各波長通道有嚴格的規定，因此在這個波長附近的波長標準投入了較多的研究。這些研究有幾類，一是將 1556 nm 的雷射倍頻，並鎖在 778 nm 這條雙光子吸收的建議輻射上，另一種則是研究將 $1.55 \mu\text{m}$ 波長附近的雷射光鎖頻在分子的飽和吸收光譜上，這些分子包括 C_2H_2 及 HCN [43] 等，再將其建議為新的建議輻射。但是在 $1.3 \mu\text{m}$ 波長附近則少有相關研究，本項工作則希望能藉由鈣原子光譜來建立 $1.3 \mu\text{m}$ 波長的波長標準，做為波長儀在這個波長的校正用。方法是將波長為 1314 nm 的雷射倍頻成 657 nm ，如果有足夠的 657 nm 功率，則可以將倍頻光鎖在鈣的光譜上，如果功率不足則可以與鈣穩頻雷射波長比較。因此只要能將 1314 nm 的半導體雷射倍頻，則實現這個波長的標準是可行的。在本項工作中則將先進行倍頻研究。

本項工作的雷射光源為 1314 nm 的 DFB 半導體雷射，最大輸出功率為 5 mW 。使用的倍頻晶體為 PPLN(Periodically poled Lithium Niobate) [44]，長度為 30 mm ，週期為 $12.07 \mu\text{m}$ 。PPLN 晶體置於一溫控爐中，如圖 50 所示，實驗裝置如圖 51 所示。倍頻後之紅光由光偵測器偵測，由於偵測器對 $1.3 \mu\text{m}$ 波長的光無反映，因此不需再加濾片。

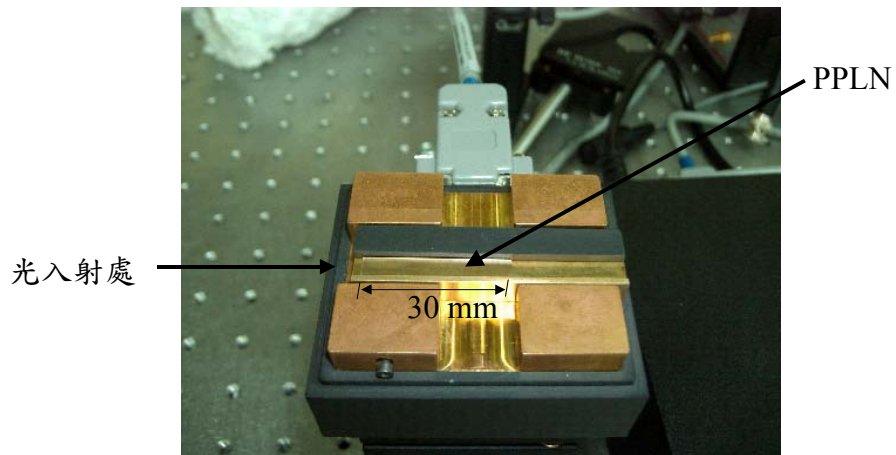


圖 50 PPLN 與溫控爐，爐的上蓋已掀開

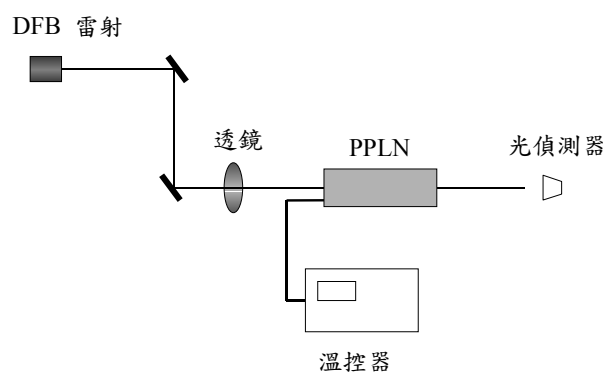


圖 51 倍頻實驗裝置圖

以圖 51 的實驗裝置對 PPLN 作溫度掃描，所得結果如以下圖 52。

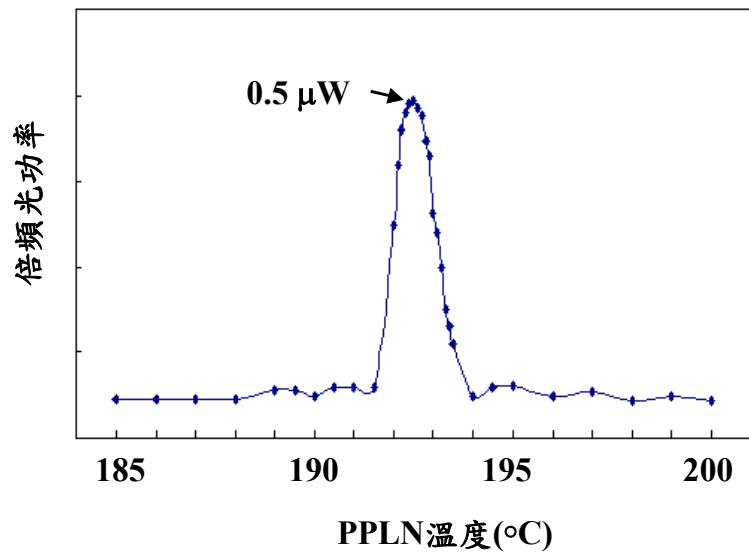


圖 52 PPLN 倍頻功率隨溫度變化

在圖 52 中最高點以光功率計量測約為 $0.5 \mu\text{W}$ ，如果以正常情況在這個波長倍頻效率約為 $1.2 \text{ \%}/\text{W}\cdot\text{cm}$ ，照本實驗條件應可得到 $0.9 \mu\text{W}$ ，因此實驗值略為偏低，但紅色光點已清晰可見，用來與鈣穩頻 657 nm 雷射拍頻應已足夠。

七 結論

7.1 本研究之主要成果

本研究主要是想要提供一個將半導體雷射使用於長度量測的方案，在方案中除了證明使用微透鏡半導體雷射在建構干涉量測系統是可行的，在 500 mm 光程差以下甚至於不需要使用光隔離器。

在簡易半導體雷射穩頻方法的工作中提出，當雷射鎖頻在 Fabry-Perot 共振腔的共振峰側時，可以獲得最佳短期穩定度的點或最大斜率點與共振腔反射鏡的反射率相關，當標準具反射鏡反射率高於 85 % 時，最大斜率點大約落在共振峰頂的 75 % 左右，而非我們直覺的 50 % 處。在本項工作的附帶效益是提出了使用 Fabry-Perot 共振腔來提昇以塊材相位調制器為基礎的電磁場感測器解析度。這種方法所完成的感測器可以耐較高電壓的襲擊。

在對 Fabry-Perot 標準具角度偏移不敏感的雷射穩頻方法的研究中，創造了一種新的穩頻技術，這種技術對於雷射光束角度偏移或者 Fabry-Perot 光學標準具角度變化都有比較好的抵抗力。

在以鈣蒸汽室來產生穩頻參考訊號的工作中，建立了一種遠比雷射致冷簡單的方法來實現 657 nm 的波長標準，而這種方法與美國國家標準與技術研究院類似訴求的平行系列熱原子束腔法比較起來，我們的方法連續運轉的時間可以達 3 天以上，遠比平行系列熱原子束法的 13 個小時長。

上述的成果對於使用半導體雷射在干涉量測上會有明顯助益。

7.2 本研究可以再延伸的研究方向

本項研究中對於應用於高壓場所電場研究的光電型感測器，因耐高壓能力較強又能維持一定的靈敏度，這項工作雖不是本研究的主軸，但因有其利基因此值得再深入研究，尤其為解決其低頻擾動問題直接將共振腔反射面鍍在入光面與出光面上，應可降低擾動的影響，如果再配上光纖傳輸應是一個頗具實用價值的感測器。

在對 Fabry-Perot 標準具角度偏移不敏感的雷射穩頻方法中可以將其體積再縮小，使其方便使用於小的干涉量測系統上，但縮小體積所引發散射光回饋進雷射造成頻率不穩的問題可能會產生。

在鈣蒸汽室方面，因鈣的飽和吸收譜線寬度比雷射窄，目前穩頻方法不夠完備，並沒有辦法完全發揮其潛力。一個可行方案是用適度的壓力增寬，使飽和吸收譜線寬度比雷射線寬略寬，這樣雷射的穩定度應可比目前方法大幅提高。壓力增寬可以利用將抽真空系統的閥門關上，蒸汽室自然釋出的氣體使真空度變差來達到壓力增寬的目的。

參考資料

- [1] T.J. Quinn, "Practical realization of the definition of the metre (1997)," Metrologia **36**, 211 (1999)
- [2] J. Reichert, R. Holzwarth, Th. Udem, and T.W. Hansch, "Measuring the frequency of light with mode-locked lasers", Opt. Commun. **172**, 59 (1999)
- [3] D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, and S. T. Cundiff, "Carrier-Envelope phase control of femtosecond Mode locked lasers and direct optical frequency synthesis", Science **288**, 635 (2000)
- [4] X. F. Wang, X. Z. Wang, H. B. Lu, F. Qian, and Y. Bu, "Laser diode interferometer used for measuring displacements in large range with a nanometer accuracy", Opt. & Lasers Tech. **33**, 219 (2001)
- [5] H. Takahashi, C. Masuda, Y. Gotoh, and J. Koyama, "Laser diode interferometer for vibration and sound pressure measurements", IEEE Trans. Instrum. Meas. **38**, 584 (1989)
- [6] F. L. Hong, J. Ishikawa, Z. Bi, J. Zhang, K. Seta, A. Onae, J. Yoda, and H. Matsumoto, "Portable I₂-stabilized Nd:YAG laser for international comparisons," IEEE Trans. Instrum. Meas., **50**, 486 (2001)
- [7] C.W. Oates, F. Bondu, R. W. Fox, and L. Hollberg, "A diode-laser optical frequency standard based on laser-cooled Ca atoms: sub-kilohertz spectroscopy by optical shelving detection," Eur. Phys. J. **D7**, 449 (1999)
- [8] P. Kersten, F. Mensing, U. Sterr, and F. Riehle, "A transportable optical calcium frequency standard," Appl. Phys. **B 68**, 27 (1999)
- [9] H. Talvitie, M. Merimaa, and E. Ikonen, "Frequency stabilization of a diode laser to Doppler-free spectrum of molecular iodine at 633 nm," Opt. commun. **152**, 182 (1998)
- [10] J. M. Vaughan, The Fabry-Perot interferometer, Adam Hilger, Bristol

and Philadelphia (1989)

- [11] J. L. Hall, "Frequency-stabilized lasers: from the beginning toward the future," Laser Phys. **4**, 306 (1994)
- [12] K. Nakagawa, A. S. Shelkownikov, T. Katsuda, and M. Ohtsu, "Absolute frequency stability of a diode -laser-pumped Nd:YAG laser stabilized to a high-finesse optical cavity," Appl. Opt. **33**, 6383 (1994)
- [13] H. S. Lee, C. H. Oh, S. H. Yang, and N. S. Chung, "Frequency stabilization of a directly modulated semiconductor laser," Rev. Sci. Instrum. **61**, 2478 (1990)
- [14] M. W. Hamilton, "An introduction to stabilized lasers," Contemp. Phys. **30**, 21 (1989)
- [15] B. A. Villeneuve, H.B. Kim, "Wavelength monitoring and control assembly for WDM optical transmission systems," Patent no. EP 0818859 (1998)
- [16] D. A. Ackerman, D. J. Muehlner, and P. J. Anthony, "Wavelength stabilized laser," Patent no. US 6215801 (2001)
- [17] F. Riehle, H. Schnatz, B. Lipphardt, G. Zinner, T. Trebst, and J. Helmcke, "The optical Ca frequency standard", Proceedings of the 1999 Joint Meeting of the European Frequency and Time Forum and the IEEE International Frequency Control Symposium, 700-705 Besancon, France, 1999
- [18] C. W. Oates, F. Bondu, R. W. Fox, and L. Hollberg, "A diode-laser optical frequency standard based on laser-cooled Ca atoms:Sub-kilohertz spectroscopy by optical shelving detection", Eur. J. Phys. D **7**, 449 (1999).
- [19] W. Demtröder, Laser Spectroscopy, Springer, Berlin, 1981, p. 484.
- [20] J. Röhe-Hansen and V. Helbig, "Pressure broadening of the calcium 657.3 nm line by helium, neon and argon", J. Phys. B **25**, 71 (1992).
- [21] P. Kersten, F. Mensing, U. Sterr, F. Riehle, "A transportable optical calcium frequency standard, Dedicated to J. Helmcke on the occasion of his 60th birthday", Appl. Phys. B **68**, 27 (1999).
- [22] S. Zibrov, R. W. Fox, R. Ellingsen, C. S. Weimer, V. L. Velichansky, G.

- M. Tino, and L. Hollberg, "High resolution diode laser spectroscopy", Appl. Phys. B **59**, 327 (1994).
- [23] J. T. Verdeyen, Laser Electronics, Prentice Hall International Inc., London, 1995, p.144
- [24] O. Plomteux, "DFL-5720 Digital frequency-locking System", Application note 083 of EXFO company, "<http://documents.exfo.com>
- [25] W. Demtroder, Laser spectroscopy, Springer-Verlag, New York, 2002, p.282
- [26] G. Sarlet, G. Morthier, and R. Baets, "Frequency, mode and power stabilization of a widely tunable SSG-DBR laser at 40 ITU channels", OFC 2000, 2000, WM21-2
- [27] M. Born and E. wolf, Principles of optics, Pergamon press, oxford, 1980
- [28] A. J. Wallard, "The frequency stabilization of gas lasers", J. Phys. E **6**, 793 (1973)
- [29] N. Beverini, M. Inguscio, E. Maccioni, F. Strumia, and G. Vissani, Laser Spectroscopy VIII, ed. By W. Person, S. Svanberg, Springer, Berlin, 1987, p.79
- [30] A. Morinaga, F. Riehle, J. Ishikawa, and J. Helmcke, "A Ca optical frequency standard: frequency stabilization by means of nonlinear Ramsey Resonances", Appl. Phys. B **48**, 165 (1989).
- [31] F. Rahmatian and N. A. F. Jaeger, "High accuracy optical electric field and voltage sensor", Proceedings of OFS 2002, 15th International Conference on Optical Fiber Sensors, 411, Portland, USA, 2002
- [32] J. C. Santos, M. C. Taplamacioglu, and K. Hidakc, "Optical high voltage measurement using pockels microsingle crystal", Rev. Sci. Instrum. **70**, 3271 (1999)
- [33] S. Lee, S. Ahn, M. Oh, and S. Shin, "Integrated optical high-voltage sensor based on a polymeric Y-branch digital optical switch", IEEE Photon. Technol. Lett. **8**, 921 (1996)
- [34] N. A. F. Jaeger, "Integrated optics pockels cell high-voltage sensor", IEEE Trans. On Power Delivery **10**, 127 (1995)

- [35] B. M. Novac, M. Ganciu, M. C. Enache, I. R. Smith, H. R. Stewardson, and V. V. Vadher, "A fast electro-optic high-voltage sensor", Meas. Sci. Technol. **6**, 241 (1995)
- [36] S. Lee, M. I. Oh, S. Shin, and K. Keh, " Integrated optical high-voltage sensor using a Z-cut LiNbO₃ cutoff modulator", IEEE Photon. Technol. Lett. **5**, 996 (1993)
- [37] T. Mitsui, K. Hosoe, H. Usami, and S. Miyamoto, "Development of fiber-optic voltage sensors and magnetic-field sensors", IEEE Trans. On Power Delivery PWRD-2, 87 (1987)
- [38] N. Kuwabara, K. Tajima, R. Kobayashi, and F. Amemiya, IEEE Trans. Electromagn. Compat. **34**, 391 (1992)
- [39] W. Liang, W. J. Tseng, W. T. Shay, and M. S. Huang, "Antenna near-field measurement with an optical RF field sensor", Proceedings of International Symposium on Electromagnetic Compatibility EMC' 04, 397, Sendai, Japan, 2004
- [40] H. Enomoto, S. Torihata, J. Ichijoh, and R. Osawa, "The measurement result of e-field distribution in a TEM cell using optical e-field sensor", Proceedings of International Symposium on Electromagnetic Compatibility EMC' 04, 117, Sendai, Japan, 2004
- [41] C. E. Wieman and L. Hollberg, "Using diode lasers for atomic physics", Rev. Sci. Instrum. **62**, 1 (1991)
- [42] M. Shirasaki, "Temperature insensitive design of Fabry-Perot etalon", IEEE Photon. Technol. Lett. **11**, 1431 (1999)
- [43] S. L. Gilbert, W. C. Swann, and T. Dennis, "Wavelength standards for optical communication", Proc. SPIE **4269**, 184, San Jose, U.S.A. , 2001
- [44] G. D. Miller, R. G. Batchko, W. M. Tulloch, D. R. Weise, M. M Fejer, and R. L. Byer, "42 %-efficient single-pass cw second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate", Opt. Lett. **22**, 1834 (1997)

著作目錄

- [1] M. S. Huang, M. H. Lu, and J. T. Shy, " A calcium vapor cell for atomic spectroscopy", Rev. Sci. Instrum. **73**, 3747 (2002)
- [2] M. S. Huang, M. H. Lu, and J. T. Shy, "Novel method to stabilize a laser wavelength unaffected by fabry-perot etalon angle drift", Opt. Eng. **43**, 1221 (2004)

