

## 無自旋交換鬆弛銣原子磁力計之研製

李鍾嵐<sup>1</sup> 蒲念文<sup>2\*</sup> 宋鈺<sup>3</sup> 葛明德<sup>2</sup> 王定三<sup>4</sup> 張欽亮<sup>3</sup>

<sup>1</sup>國防大學理工學院國防科學研究所

<sup>2</sup>國防大學理工學院化學及材料工程學系

<sup>3</sup>中山科學研究院第四研究所

<sup>4</sup>開南大學企業與創業管理學系暨研究所

### 摘 要

在本研究中是以無自旋交換鬆弛(spín-exchange-relaxation-free, SERF)的原理設計建造銣原子磁力計，我們所建造的銣原子磁力計是在高密度銣原子及低磁場環境中的操作條件下，可完全消除因自旋交換鬆弛所造成的影響，將銣原子盒放置於五層磁場屏蔽筒內並以三組電流線圈消除筒內殘餘磁場，加熱至 160°C 以產生高密度銣蒸氣，並充入 2 atm 的氦氣及 60 Torr 的氮氣以減低銣原子與器壁之碰撞頻率，利用兩組可調變波長的二極體雷射操作於銣原子之 D1 譜線附近作為激發光源及偵測光源，在給予一已知的外加交流磁場強度下，測得不同頻率訊雜比可得到磁力計基本感度約為 50 pT/(Hz)<sup>1/2</sup>。

**關鍵詞：**無自旋交換鬆弛，銣原子，光學激發

## Fabrication of spin-exchange-relaxation-free rubidium atomic magnetometer

Chung-Lan Li<sup>1</sup>, Nen-Wen Pu<sup>2\*</sup>, Yu Sung<sup>3</sup>, Ming-Der Ger<sup>2</sup>, Ding-San Wang<sup>4</sup>, and Chin-Liang Chang<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Graduate School of National Defense Science, Chung-Cheng Institute of Technology, Nat'l Defense University

<sup>2</sup>Dept. of Applied Chemistry & Materials Engineering, Chung Cheng Inst. of Tech., Nat'l Defense University

<sup>3</sup>Chemical System Research Division, Chung Shan Institute of Science and Technology, Taiwan 335, ROC

<sup>4</sup>Department of Business and Entrepreneurial Management, Kainan University

### ABSTRACT

In this study, we design and build a Rb atomic magnetometer operating in the spin-exchange-relaxation-free (SERF) regime. We demonstrate a Rb magnetometer in which spin-exchange relaxation is completely eliminated by operating at high Rb density and low magnetic field. A Rb cell was put inside a 5-layer magnetic shield, and three current coils were used to eliminate the residual magnetic field in the shield. The Rb cell was filled with 2 atm of He and 60 Torr of N<sub>2</sub> to reduce the collisions of Rb atoms with the glass wall in order to avoid relaxation. The cell was heated to 160 °C to produce a high density Rb vapor. Two tunable diode lasers operating near the Rb D1 line were used for the pump and probe beams. The detection sensitivity determined by signal-to-noise measurements with an applied ac magnetic field of known magnitude was about 50 pT/(Hz)<sup>1/2</sup>.

**Keywords:** spin-exchange-relaxation-free, Rubidium cell, optical pumping

文稿收件日期 100.2.23; 文稿修正後接受日期 100.7.13; \*通訊作者

Manuscript received February 23, 2011; revised July 13, 2011; \* Corresponding author

## 一、前言

磁場在我們的生活週遭無所不在，在中國古代所發明的指南針就是人們最早的測量磁場工具，其主要用途是以航海為目的。現今，隨著科技發展，對於測量磁場的應用更為廣泛，包含了醫學、生物學、信息存儲、礦產和石油探測、檢測違禁品、基礎物理實驗和地球物理學等。為了達到有更精確、可靠的測量磁場結果，隨著應用領域的不同也發展了不同的磁力計，而靈敏度則為這些磁力計重要的關鍵。在 1832 年，高斯(Carl Friedrich Gauss)發明第一個包含了磁石的測量磁場裝置[1]，之後隨著測量磁場技術發展及不斷提昇磁力計的靈敏度，陸續發展出的磁力計如霍爾探針(Hall effect magnetometer)、通量閘磁力計(Fluxgate magnetometer)、質子進動磁力計(Proton precession magnetometer)、原子磁力計(Atomic magnetometer)等。

近幾年在物理及生物醫學的整合研究已為目前生物物理或生物醫學主要的方向之一，且在結合奈米技術後，將具磁性的奈米粒子與生物分子結合，可廣泛應用在生物磁學(Biomagnetism)研究領域，例如磁性標記免疫檢測，即是測量與分析生物體所產生的微弱磁場，然而在這方面研究中，用來測量磁性奈米粒子磁場變化量的儀器需要極高的靈敏度，才可測量出極微小的磁場變化量，目前最廣泛使用的儀器為超導量子干涉磁量儀(Super-conductive Quantum Interference Device, SQUID)，在過去的幾十年裡此儀器一直是最有效的測量微弱磁場工具，且其基本靈敏度可達  $1 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ ，但其最大缺點是必需在極低的溫度下操作；此外，由於儀器造價昂貴、體積龐大及不易維護等因素，因此在應用上受到了許多限制。在 1957~1961 年，由 Dehmelt[2]，及 Bell 和 Bloom[3,4] 等人所發展的光學激發(Optical pumping)技術已廣泛應用在感測極微小的磁場變化量[5,6]，其方法為利用雷射光通過一原子介質時，因受外在磁場影響而造成原子的自旋進動(Larmor spin precession)頻率改變[7,8]，藉測量此頻率的微小變化量而得磁場的強度。隨著原子磁力計技術的發展，又加上了更穩定、可調變且造價便宜的二極體雷射問世，以及鹼金屬原子元件製造技術，使得原子磁力計測量磁場的靈敏度幾乎可與超導量

子干涉磁量儀(SQUID)的感度相當。現在的研究及應用所需要的儀器是一種價格低、體積小及感度高的實驗設備，除了能夠測量微小的磁場外，這樣的訴求也使得原子磁力計在應用的領域中，能夠漸漸地取代超導量子干涉磁量儀的應用，當然原子磁力計也具備了相當多的優點，例如不需以低溫的環境控制下操作及可以將其體積微型化的潛力。

原子磁力計在最近十多年的發展種類非常多，其中於 2000 年初期由美國普林斯頓大學開發的無自旋交換鬆弛(Spin-exchange-relaxation-free, SERF)的磁力計靈敏度最高。圖 1 說明了此原子磁力計的基本原理，操作時必須同時利用兩組雷射光源(Pump and probe light)測量鹼金屬原子在蒸汽元件中受外加弱磁場所造成自旋進動頻率(Larmor frequency)變化量。此項技術是利用高密度的鹼金屬原子( $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ )及非常微弱的磁場中操作，在此條件下原子自旋交換速度比磁場所造成的進動頻率快，因此在與磁場的交互作用中能達到統計上的系統平均(Ensemble average)自旋方向。SERF 原子磁力計在近零場的環境中最佳化的感度可達  $1 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ ，目前以 SERF 原子磁力計的發展技術及應用而言，已可成功運用在生物磁學、核磁共振及磁振造影等各方面的檢測[9]。

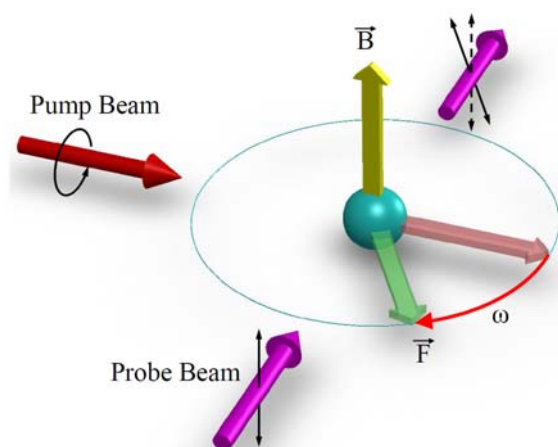


圖 1. 原子磁力計基本原理

本實驗是利用光學激發方式、結合 SERF 原理，建造一座高感度的原子磁力計，除具有較高於一般商業用磁力計的感度外，未來也可以提供前瞻性磁性材料檢測儀器的應用價值。

## 二、文獻探討

目前世界上用來測量磁場儀器種類繁多，由於應用領域不同，也因而研發了許多不同特性的磁力計(Magnetometer)。通常測量磁場的磁力計區分為向量式及純量式兩種類型，向量式磁力計能測量磁場的各方向分量，純量式磁力計則只能測量磁場的絕對強度[10]。常見的磁場測量儀器包含通量閘磁力計、超導量子干涉磁量儀及原子磁力計等。通量閘磁力計及超導量子干涉磁量儀目前已有許多商業化的產品，在測量磁場應用上也具有相當成熟的技術，然而這些儀器不論在操作條件及靈敏度仍存在一些限制因素。以光學激發的原子磁力計則是最近數十年來所研發最敏感的磁力計，由於具有極高靈敏度且不需在低溫環境操作，也因此生物磁學(Biomagnetism)、心磁圖及腦磁圖訊號、地磁探勘(Geomagnetism)、非破壞性檢測(Non-destructive evaluation)等方面的研究皆有許多成功應用實例。

超導量子干涉磁量儀(SQUIDs)是感測磁通量最敏感的元件之一，也是原子磁力計發展主要的競爭對手，此儀器主要是由兩個約瑟芬界面(Josephson junctions)以並聯方式組成，在液態氦(4.2 K)冷卻之低溫超導體(Low-Tc)SQUIDs，其感度小於 $2 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ ，另外使用較便宜且易於操作的液態氮作為冷卻劑的高溫超導體(High-Tc)SQUIDs，可在77 K的溫度下操作，其感度約為 $1 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ ，由於具備了高感度的特性，在1970年Cohen等人首次在磁場屏蔽屋內使用此儀器測量出人體內的心磁訊號[11]，隨著心、腦磁圖測量技術的研發，1990年代已成功的發展多通道腦磁檢測裝置[12]。SQUIDs應用於生物醫學方面的檢測，除了可分析心、腦磁圖訊號外，在測量生物磁訊號方面的技術也可應用於磁性標記免疫分析的檢測，其最大貢獻就是發展出液相中磁性標記粒子的免疫分析系統[13]，利用磁性奈米粒子的特性，以磁化後的磁性標記抗體與抗原結合後，測量其殘磁量以檢測待測物的含量，並且在不須經過水洗分離的程序，其結果與經過繁雜、耗時的水洗分離程序一致，顯示只要運用的測量儀器感應磁場的靈敏度高，便可以精確的測量出帶有磁性標記的生物分子微弱磁場。

1970年代發展了以光學磁力計來測量磁場的技術，其最大感度約為 $10^{-9} \text{ gauss}$  [6]，但靈敏度仍然比SQUIDs技術落後，自1999年後D. Budker研究團隊即開始進行原子磁力計方面的研究[14]，發展了非線性磁光旋轉(Nonlinear magneto-optical rotation, NMOR)為主的原子磁力計提升靈敏度[15]，在實驗裝置的設計主要是利用鹼金屬原子為介質，置於加熱爐中通以熱空氣加熱及控制溫度，外部則是利用4~5層 $\mu$ -metal合金材料所製作的磁場屏蔽系統以隔離周遭干擾的磁場。

此類型磁力計感度約為 $1 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ ，其作用機制為利用雷射光通過鹼金屬原子元件的偏振旋轉改變角度來測量與光行進方向相同的磁場大小變化量，研究中除設計原子磁力計的構造外，還針對以不同的鹼金屬(Rb, Cs or K)蒸氣元件為基礎建造的原子磁力計做敏感度分析，同時也對影響感度的各種雜訊做探討，如磁屏(Magnetic shielding)的設計及週遭環境電流所產生的雜訊影響、雷射功率等，對改善原子磁力計的感度而言具相當大的貢獻。NMOR的原子磁力計主要的優點就是不須將鹼金屬原子加熱至相當高的溫度，一般在室溫下即可操作；此外，僅以單一雷射光束做為光學激發及探測的光源，且其操作功率僅為 $850 \mu\text{W/cm}^2$ 。缺點部分則是需要較大體積的鹼金屬原子的蒸氣單元，數量級約為 $1000 \text{ cm}^3$ ，才能提昇這類磁力計的感度，因此在測量高空間解析的磁場方面就受到了許多限制。NMOR原子磁力計的應用非常廣泛，除了感測核磁共振(NMR)的訊號外，同時也將測量磁場極限與超導量子干涉儀測量磁場的敏感度做一比較[16,17]，此外，也有一些應用實例在感測生物磁場，研究心臟及大腦的磁場變化。

2004年，Romalis研究團隊所發展的無自旋交換鬆弛(SERF)特性的原子磁力計，是目前具有最高感度的磁力計，其靈敏度(Sensitivity)可達femto-tesla以下的數量級，較一般傳統之磁力計高出許多，但要能達此感度必須抑制自旋交換碰撞所造成的自旋鬆弛情形，因此必須以極高的原子密度在無任何週遭磁場干擾下操作，同時必須在原子蒸氣單元內填充緩衝氣體以避免因原子之間或是原子與氣壁間的碰撞而破壞自旋方向[18]。該研究團隊首度發表SERF原子磁力計[19]屬於向量式的磁力計，其最大特色在無磁場屏蔽的環境中可以同

時測量三個不同分量的磁場強度。實驗裝置中是利用兩組波長為 770 nm 雷射作為激發及偵測光源，偵測光源所利用的主要介質為鉀(K)原子，在鉀原子的密閉玻璃容器內(Potassium cell)填充了 2.5 atm 的氦氣( $^4\text{He}$ )及 60 Torr 的氮氣( $\text{N}_2$ )作為緩衝氣體(buffer gas)，此時通以熱空氣加熱原子至 170°C，在加熱爐的外圍以三組正交的 Helmholtz coils 抵消週遭的磁場干擾。由於在無磁場屏蔽系統中仍存在著一些高頻磁場干擾，因此該文獻中所測得最高感度為 1 pT/Hz<sup>1/2</sup>。

圖 2 為這些高感度磁力計的靈敏度及所應用領域磁場強度的關係圖，儀器的部分有通量閘磁強計、超導量子干涉磁量儀及原子磁力計等，磁場的訊號則包含了地球磁場、心臟跳動、腦部活動及地雷的核四極訊號，圖中 SERF 原子磁力計的靈敏度在所發表文獻中較其他磁力計高出許多，且已超越低溫超導量子干涉磁量儀的靈敏度，而其理論的感度甚至可達 10<sup>-18</sup> T/Hz<sup>1/2</sup> 的數量級，在不需極低溫的條件限制下操作，考量成本及應用的便利性，SERF 原子磁力計不論是在目前測量微弱磁場的技術或是生物磁學方面的研究皆有非常大的應用潛力。因此，在本文中是以建造一座高感度的原子磁力計為出發，並嘗試消除造成雜訊的因素，使儀器在各方面的組件能夠最佳化，繼以提升靈敏度，使其能適切地應用於測量磁性奈米粒子的微弱磁場及磁免疫分析方面的研究。

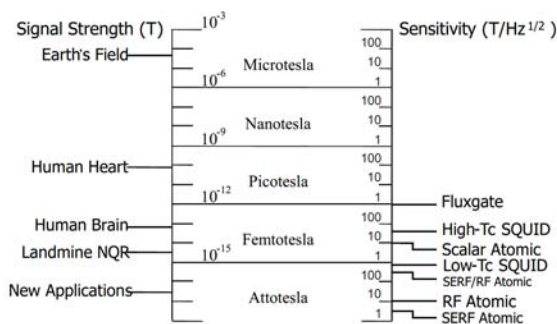


圖 2. 比較各種磁力計靈敏度及應用領域

Romalis 研究團隊所發展的無自旋交換鬆弛(SERF)原子磁力計採用鉍原子或鉀原子，因此我們選擇以另外一種鹼金屬原子—鉀來研製新的 SERF 原子磁力計。選用鉀的另外一個原因是基於成本考量，因為  $^{87}\text{Rb}$  的激發

波長為 794 nm—此波長的激發光源在市面上有相當便宜的半導體雷射系統。

### 三、實驗基本原理

#### 3.1 鉀原子能階結構及其特性

鹼金屬元素在最外層的軌域存在著單一價電子，利用單一價電子的特性，使其容易使用在不同的應用研究中，原子磁力計的運作就是藉鹼金屬原子極化後的基態及激發態能階結構和磁場之間的關係。鉀(Rubidium)屬鹼金屬元素，通常自然界中存在有  $^{87}\text{Rb}$  和  $^{85}\text{Rb}$  兩種同位素，分別佔有 27.83%和 72.17%。鉀原子共有 37 顆電子，最外層電子在 5s 軌域基態能階，電子自旋  $S = 1/2$ ，在 S 軌域基態能階其軌道角動量  $L = 0$ ，總電子角動量  $J = L + S = 1/2$ ，由於自旋軌道耦合造成在 P 軌域第一激發態  $L = 1$ ，能態分裂為  $^2P_{1/2}(J = 1/2)$  及  $^2P_{3/2}(J = 3/2)$  精細結構(Fine Structure)。在本文中使用的標準光譜學標記  $^{2S+1}L_J$  表示能階，因此在基態可表示為  $^2S_{1/2}$ ，而鉀原子從基態躍遷至激發態，即  $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$  和  $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$  稱之為 D1 和 D2 能階躍遷(D1 and D2 transition)，如圖 3。[20]

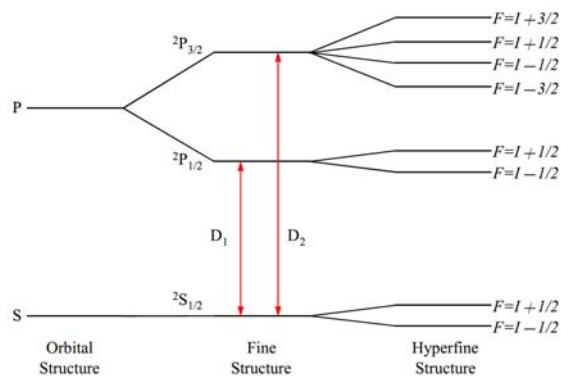


圖 3.  $^{87}\text{Rb}$  能階結構圖

鹼金屬原子同樣地也存在著非零的核自旋，考慮原子核自旋  $I$  與電子總角動量  $J$  耦合為原子總角動量  $F = I + J$ ，造成  $^2S_{1/2}$  和  $^2P_{1/2}$  能階分裂出  $F = I \pm 1/2$  兩條不同能階的超精細結構(Hyperfine Structure)，而  $^2P_{3/2}$  能階分裂出四條不同能階的超精細結構。 $^{87}\text{Rb}$  之原子軌道角動量  $I = 3/2$ ，故其  $^2P_{1/2}$  能階總角動量  $F = 1, 2$ 。

當原子與外加磁場的交互作用下發生 Zeeman 效應，每一個超精細結構能階結構進

一步分裂成  $2F+1$  個 Zeeman 次能態，當  $F=1$  時， $m_F$  有三個能態， $F=2$  時， $m_F$  則有五個能態，如圖 4。造成能階分裂的能量  $\Delta E_L$  與外加弱的磁場的大小成正比，此能量使原子以拉莫爾頻率 (Larmor frequency) 進動， $\omega_L = \Delta E_L / \hbar = \gamma B$ ，其中  $\gamma$  稱之為迴轉磁 (Gyromagnetic ratio)， $^{87}\text{Rb}$  基態迴轉磁比  $\gamma \sim 7 \text{ kHz}/\mu\text{T}$  [21]。

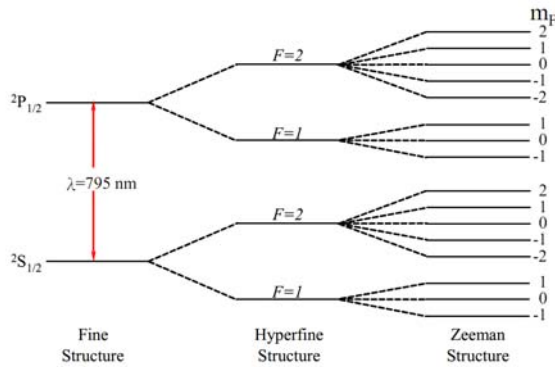


圖 4.  $^{87}\text{Rb}$  Zeeman 次能態

### 3.2 光學激發

光學激發過程為使原子之電子由較低能階提升至較高能階，改變電子在能階原有的平衡狀態，而達新的分佈狀態。本文使用光學激發主要目的是使電子自旋極化，利用圓偏振且與鉀原子 D1 躍遷有相同頻率的激發光源，依據角動量守恆，在所有的光子角動量方向與光傳播方向相同，原子吸收帶有角動量為 +1 的  $\sigma^+$  圓偏振光而改變原子的磁量子數  $m_j$ ，使其增加 +1 的值，即  $\Delta m_j = 1$ ，電子自旋角動量單位為  $\hbar$ 。原子在  $2S_{1/2}$  基態的次能階電子自旋角動量  $m_j = -1/2$  可吸收光子躍遷至激態  $2P_{1/2}$  次能階  $m_j = +1/2$ ，圖 5 說明了光學激發的過程。

當原子在  $m_j = +1/2$  次能階則無法吸收光子角動量躍遷至激態，因為在其激態無法使其角動量增加 +1 的值，原子在激態與緩衝氣體原子碰撞，此結果造成激態的原子又衰退回到基態。通常原子無自旋鬆弛時會分佈在次能階基態  $m_j = +1/2$  中，而在次能階基態  $m_j = -1/2$  中的原子會再一次的吸收光子能量而躍遷至激態，如此重複進行一段時間之後，絕大多數原子將會停留至  $m_j = +1/2$  的次能階，此過程就稱之為光學激發。

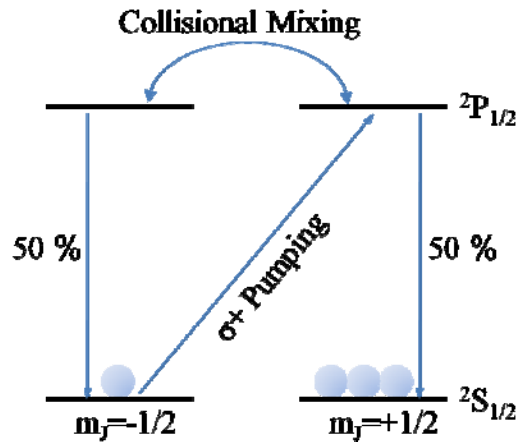


圖 5. 以 D1  $\sigma^+$  圓偏振光與鉀原子之電子自旋的光學激發過程

為了避免鉀原子之間的碰撞及與玻璃內壁碰撞而造成原子自旋鬆弛的現象而影響了光學激發的效率，通常在使用玻璃容器內鍍上一層石蠟或是填充緩衝氣體。在本實驗中所使用的鉀原子蒸氣單元中使採填充緩衝氣體的方法，在玻璃容器內填充了氮氣及氬氣，因這些氣體對於去自旋極化有非常小的截面積，可有效抑制鉀原子因碰撞而使自旋去極化。

### 3.3 量測自旋極化

原子磁力計是藉由自旋進動與磁場之間的關係來量測磁場的大小，對於量取原子自旋的方法非常多，本文所建造的磁力計是利用無共振的線偏振偵測光源的光學旋轉性質實施量測。當利用一束為 y 方向的圓偏振共振光源激發鉀原子之後，使原子自旋極化，此時再以一束沿 x 方向，同時垂直於激發光源的偵測光源，其線偏振平面在通過鉀原子介質後，因在原子極化後，會造成線偏振光旋轉一個角度  $\theta \propto \langle S_x \rangle$ 。當線偏振偵測光源通過極化的鉀原子，傳播方向上的線偏振平面開始旋轉，此旋轉角度大小與原子自旋進動角度投影在光傳播方向上的分量  $\langle S_x \rangle$  成正比。

### 3.4 SERF 基本原理

SERF 原子磁力計的操作原理為圓偏振光與原子的自旋極化交互作用 [22]，如圖 6。當一圓偏振雷射光頻率調至鉀原子 D1 line 能階，使原子最外層的電子自旋方向與激發光源方向一致，此即所謂光學激發 (Optical pumping)

效應。在圖 6 中，以 z 方向入射的圓偏振雷射光源去激發鉀原子，使所有鉀原子的自旋極化且自旋方向最後會與雷射光的傳播方向一致，此時我們先定義自旋極化的向量為  $\vec{P}_0$ 。

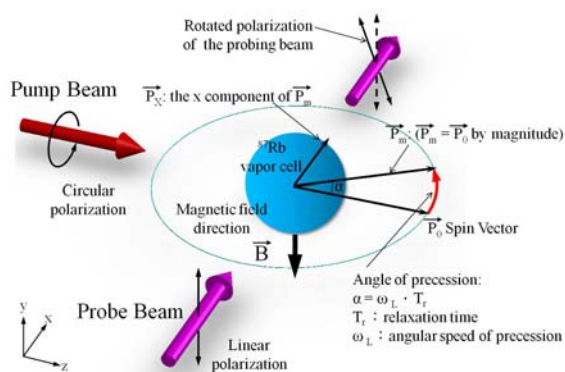


圖 6. SERF 原子磁力計的操作原理：外加作用磁場垂直於激發及偵測光源， $\vec{P}_0$  為鉀原子初始極化方向， $\vec{P}_m$  為極化自旋進動向量， $\vec{P}_x$  為造成偵測光源偏振方向旋轉的自旋 x 分量

當給予一個垂直於激發光源 y 方向的外加弱磁場時，會造成自旋極化向量  $\vec{P}_0$  以拉莫爾頻率(Larmor frequency)繞著磁場方向進動：

$$\omega_L = \gamma \cdot B \quad (1)$$

其中， $\gamma = 7 \text{ kHz}/\mu\text{T}$  為鉀原子回轉磁的比率，B 為已知外加的弱磁場。自旋極化向量  $\vec{P}_0$  將保持固定的角速度  $\omega_L$  繞著 y 軸旋轉，直至原子和原子互相碰撞或原子與玻璃內的牆壁碰撞，造成自旋向量改變到任意的方向，在自旋所能維持固定方向的時間內，以平均有效鬆弛時間  $T_r$  來描述，在此期間自旋將會旋轉一個極為小的角度

$$\alpha = \omega_L \cdot T_r \quad (2)$$

當自旋向量旋轉一個角度後，我們定義為  $\vec{P}_m$ ，其投影在 x 方向的分量為  $\vec{P}_x$ ，此分量同時垂直於激發光源及外加磁場的方向，可寫成

$$\vec{P}_x = \vec{P}_m \cdot \text{Sin}(\alpha) \quad (3)$$

一般而言，在自旋鬆弛時間及外加磁場極小的限制下，通常自旋進動的角度很小，在式(3)中  $\text{Sin}(\alpha) \sim \alpha$ 。因此自旋向量 x 分量的變

化量與外加磁場成正比，且自旋鬆弛時間越長將得到較大的感度。在量取  $\vec{P}_x$  的變化量方面則是利用另一個沿 x 方向入射的線偏振偵測雷射光源，但其波長必須調開鉀原子 D1 吸收譜線，以避免又再次激發原子使自旋方向朝 x 方向[23]。最後利用光學偵測系統量取此一線偏振雷射光的偏振改變角度訊號，可以得到外加的作用磁場強度。

## 四、實驗裝置

### 4.1 實驗裝置架設

實驗裝置如圖 7。主要操作原理與文獻中鉀原子的無自旋交換鬆弛原子磁力計類似[24]，為實驗室自製的原子磁力計，從文獻內容可了解一般光學激發的磁力計是以測量鹼金屬原子中電子極化的進動頻率，於加熱原子蒸汽元件後，利用圓偏振雷射光激發使原子自旋極化，此時作用一個外加 y 方向的磁場時，造成原子電子自旋進動，再利用調開與原子共振頻率的偵測雷射實施測量，當偵測光源與鉀原子交互作用後會造成線偏振方向旋轉角度改變。

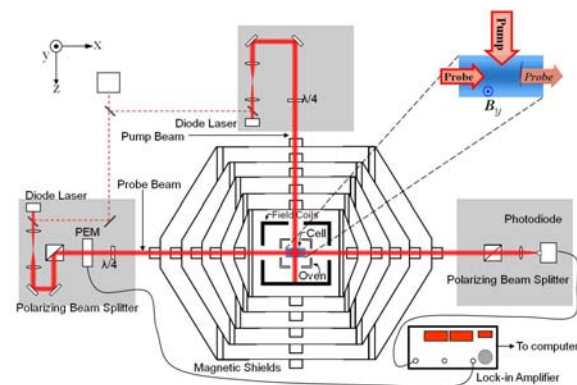


圖 7. 實驗裝置圖。激發及偵測雷射經過磁場屏蔽筒之開口進入 cell，磁屏筒可屏蔽外界磁場約  $10^6$  數量級，磁屏筒內則是利用磁場線圈消除殘餘磁場

目前原子磁力計感度基本限制為受自旋交換碰撞機制，當兩個極化的電子發生碰撞時，電子會躍遷至不同的超精細結構能階，因為電子在不同能態進動方向相反，所以很快的又造成不同自旋方向，解決此問題可利用降低原子密度及增大 cell 體積來減少碰撞[25]。除此之外，亦可利用抑制自旋交換的技術提高磁

力計感度[26]。本實驗裝置的鹼金屬原子是採用鉀原子，不同於文獻所使用的鉀、鉯原子，但仍保有磁力計高感度的特性，主要原因除了不需加熱到鉀原子的 190°C 高溫之外，也能滿足一般實際上的應用。

建造原子磁力計除了一般的電子儀器、機械設備外，最重要的核心為鉀原子蒸氣元件，此外還包含下列幾個主要的系統，分別為光學激發、加熱爐、磁場屏蔽系統及磁場線圈等。於是在組建原子磁力計之前必須針對這些系統做完善設計規劃，以期能符合磁力計的操作條件及性能。

#### 4.1.1 鉀原子蒸氣元件

將鉀原子(<sup>87</sup>Rb)置於密閉的圓柱型玻璃容器中，此材料為浮法硼矽玻璃(Borofloat)，厚度為 1.5 mm，兩側光窗角度為 0 度的玻璃平面，其厚度為 3.18 mm，直徑為 25 mm，長度為 35 mm。為使磁力計能維持具有較高的感度，首要條件必須能克服因原子之間或是原子與玻璃內壁的碰撞使原子失去其原有的自旋方向，因而造成自旋鬆弛現象，但又因為加熱溫度限制而無法在玻璃內鍍上一層石蠟來消除此一現象，因此我們選擇了在此元件中填充 2 atm 的氮氣及 60 Torr 的氮氣作為緩衝氣體(buffer gas)以避免造成原子自旋鬆弛[27]。

無自旋交換鬆弛的另一個機制就是必須在鹼金屬原子單元內要具有高密度的原子數量，因此必須填充足夠的鉀原子[26]。

$$n = \frac{1}{T} 10^{21.866+A-B/T} \quad (4)$$

上式為鹼金屬原子的飽和蒸氣原子密度與溫度之關係，所使用的飽和蒸氣原子密度單位為 cm<sup>3</sup>，T 為凱氏溫度單位。其中 A、B 係數與鹼金屬原子熔點列在表 1 內[28]。

表 1. 鹼金屬原子的熔點及 A、B 係數

	Melting Point (°C)	Solid		Liquid	
		A	B	A	B
Potassium	63.5	4.961	4646	4.402	4453
Rubidium	39.3	4.857	4215	4.312	4040
Cesium	28.5	4.711	3999	4.165	3830

圖 8 為鉀原子在不同溫度範圍的原子密度，為使鉀原子的飽和蒸氣密度能達到足夠數量，除了需加熱至 423 K 外，在本實驗的玻璃

容器中至少必需填充約 1 mg 的鉀原子，才能使原子密度達到~10<sup>14</sup>cm<sup>-3</sup>。

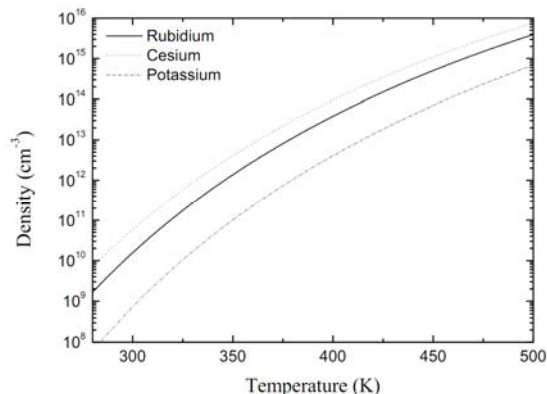


圖 8. 鉀原子密度與溫度關係圖

#### 4.1.2 光學系統

在磁力計中光學裝置扮演著激發及偵測鉀原子自旋頻率變化量的角色，除了必須具備與所使用的鹼金屬介質相符的特定波長的雷射系統外，對於光路的設計也需充分利用訊號調變的偵測原理。本實驗所使用的雷射為商用半導體雷射(ECDL-7960R)，為一種具高同調性近紅外光的雷射，由光學頭和電子裝置兩部份組成，其操作的波長為 794 nm，並可以調開±2 nm，以符合鉀原子激發頻率。雷射光為垂直線偏振的光束，光束截面積為長軸 5mm，短軸 1.5 mm 的橢圓形，最大輸出電流為 200 mA。

此雷射二極體最大特性是在維持固定的波長具有極高的穩定性，並可藉由控制光學頭的電流及電壓調至所需波長。

此雷射光為一橢圓形的光束，為使雷射光準直且有足夠激發鉀原子的截面積，首先將雷射光源頭固定於光學鋁板與 cell 相同高度的位置，並利用透鏡擴束，使雷射光在 4 公尺的距離內維持固定的大小。此兩組雷射系統在光譜儀同時監測下，利用調整光柵，使雷射能達到所要使用的波長，包含激發光源能吻合激發鉀原子的波長，且偵測光源能適當地調開共振至所要的波長範圍而穩定偵測磁場反應。

光路設計包含有激發及偵測光源兩部分，激發光源的光路較為簡單，首先經由載玻片將部分的光源引入光譜儀，雷射光則是利用透鏡擴束，再經由 1/4 波片成為圓偏振光束以

激發鈷原子。

偵測光源的路徑則較激發光源複雜許多，最初路徑也是透過一片載玻片引入部分光源至光譜儀，再利用透鏡擴束，之後經由偏振分光器(Polarization beam splitter, PBS)使雷射光為線偏振光束，再經由光彈調變器(PEM)、1/4 波片進入至鈷原子，在通過鈷原子後經過第二個 PBS，最後利用透鏡將光聚集在光偵檢器內，如圖 9。在此路徑中第一個 PBS 功能在使雷射光成為線偏振光，PEM(Hinds instruments, inc. PEM 100)則是用來調變雷射光的偏振態，再利用第二個 PBS 測量雷射光學旋轉，最後利用鎖相放大器(Stanford research SR530)擷取 PEM 調變頻率的訊號並加以放大。

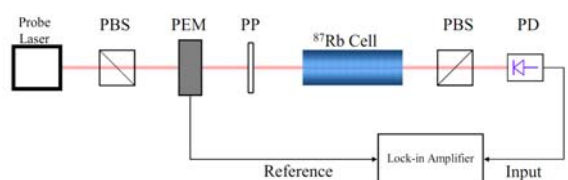


圖 9. 偵測雷射(probe beam)光源光學旋轉量方法。縮寫：PP, polarizing prism；PEM, Photoelastic modulator；PBS, Polarizing beam splitter；PD, Photodiode。偵測雷射經過 PBS 後為一線偏振光，透過 PEM 調變經過 Cell，藉由第二個 PBS 至光偵測器

在雷射路徑中使用光譜儀主要目的在監測雷射波長，將兩組雷射光先經由載玻片反射部分光源進入光譜儀(IST- E201LSA03A)，其解析度為 $\pm 0.5$  nm，藉由示波器能同時讀出激發、偵測光源波長。將鈷原子加熱至固定溫度後，同時給予一個固定方向及大小的外加作用磁場，可觀察偵測光源不同波長與反應訊號之關係，將有助於優化磁力計的感度。

#### 4.1.3 加熱爐及溫度控制

加熱裝置材料是使用具高導熱係數的氮化硼，所製作的加熱爐在設計上採用氮化硼塊材組成的正立方體，大小為  $10 \times 10$  cm<sup>2</sup>，可將鈷原子放置在爐體內中心位置，同時也為磁場線圈的中心，如圖 10。利用加熱絲整齊纏繞在氮化硼外側，電阻為  $10 \Omega$ ，透過功率放大器加熱使溫度達  $150^\circ\text{C}$ 。在雷射光所通過

的路徑上使用玻璃光窗覆蓋以維持爐內溫度。

溫度控制部分是將熱電偶(Thermocouple, Type K)一端直接固定在鈷原子蒸汽單元表面以偵測溫度，另一端則連接至溫度控制器(型號：OMEGA CNI-3254 DC)，控溫度精確度在 $\pm 0.1^\circ\text{C}$ 範圍；加熱時經由熱電偶讀取鈷原子溫度，並將資料傳送給溫度控制器，再由溫度控制器輸出訊號給繼電器做回饋控制，準確控制鈷原子溫度。

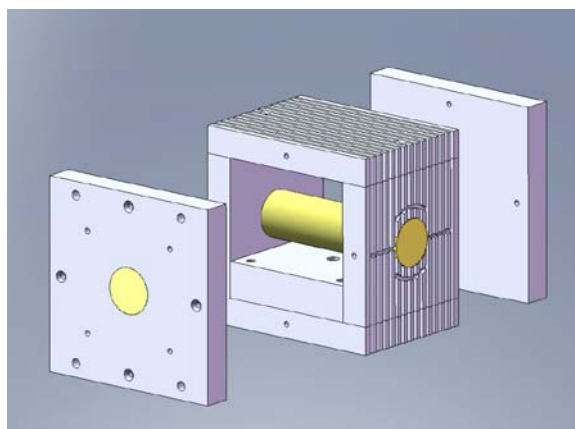


圖 10. <sup>87</sup>Rb cell 放置氮化硼爐體內，並利用電熱絲加熱爐體

#### 4.1.4 磁場屏蔽筒及磁場線圈

為降低週遭環境磁場雜訊，我們使用了五層磁場屏蔽系統，如圖 11。

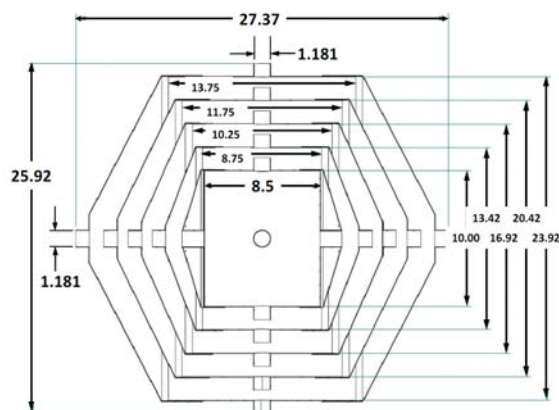


圖 11. 磁屏筒的橫切面圖及各層尺寸規格

此磁屏設計是以高磁導率合金( $\mu$ -metal)製造，長久以來已廣泛的使用在類似的應用中 [29]，其功能為效屏蔽磁場干擾，所使用的材



料厚度為 0.04 英吋(Amuneal 公司製造)，每一層皆為圓柱筒，前後兩端為開放式的設計，以可拆卸的蓋子實施安裝，並且為了使屏蔽效果最大，每層的形狀皆為圓形面，各層中間是以一般工程塑膠(Polyethylene)固定，最內層的屏蔽筒直徑為 10 英吋，長度 8.5 英吋，此大小能放置加熱爐及磁場線圈；圓柱筒及蓋子上各有直徑為 1.181 英吋的圓柱孔，能夠讓雷射光通過外，也需讓每一層磁屏組裝後能夠準直，包含能將鈷原子、待測樣本、雷射光固定在一定的位置，且能連接內部的加熱電線及磁場線圈。在組裝完成後測試基本屏蔽效果的數量級約為  $10^5$ 。

除了利用磁場屏蔽系統降低環境磁場干擾外，中心內部仍然存在有部分的殘餘磁場，為使磁力計能在零磁場的環境中操作，以一組赫姆霍茲線圈(Helmholtz Coil)及兩組餘弦線圈控制空間中三個不同分量的磁場大小，我們以兩組雙通道獨立輸出之電源供應器分別提供這三組線圈電流大小，以提供大小約為 nT 的穩定磁場。在這方面的設計上，除了要能夠固定在磁場屏蔽筒中央位置，準確的消除內部殘餘磁場，同時又必須能將加熱爐及鈷原子固定，因此採用環氧樹脂玻璃纖維板(G11 Epoxy glass fiber)，此為絕緣材料不具磁性並可承受 200°C 的高溫，如圖 12。

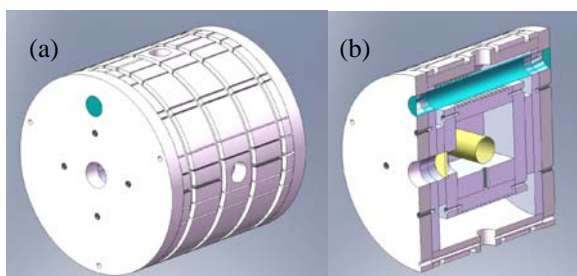


圖 12. (a)環氧樹脂玻璃纖維板外部線圈位置；(b) 內部固定待測物、加熱爐及鈷原子蒸汽單元相關位置

## 4.2 儀器校準

架設原子磁力計能夠正常運作，須將各項組件分別依操作的條件完成設計，並且以可量測出線偏振光源的偏振角度與外加磁場之關係為首要目標。在完成實驗儀器架設後，我們針對不同條件測試以建立最佳參數，於加熱爐及鈷原子放入磁屏蔽筒之前，對雷射光路部分

先實施校正，以設定激發雷射波長為 794.8 nm，偵測雷射波長為 794.2 nm，並調至最大輸出功率，利用 PEM 光調變器設定快慢軸波程差  $0.01\lambda$ ，將兩個 PBS 穿透率的消光比調至最大，使鎖相放大器能擷取非常敏感地雷射偏振態改變的訊號，藉由旋轉第二個 PBS 的角度同時觀察鎖相放大器訊號，可得到雷射偏振態訊號與 PBS 的旋轉角度關係約為  $(1.1 \pm 0.1)\text{mV/deg}$ 。

其次是校正鈷原子放置於磁場屏蔽筒位置的殘餘磁場，為確保在零場環境操作，必需消除屏蔽筒內存有部分的殘餘磁場。因此，我們使用 Fluxgate magnetometer (Bartington 3-Axis fluxgate sensors, Mag-03)測量內部磁場大小，在橫向磁場方量的部分  $B_x = 0.6\text{ mG}$ 、 $B_z = 0.3\text{mG}$ ，縱向磁場方量的部分  $B_y = 0.8\text{mG}$ ，藉由 G-11 外部的一組 Z 方向的赫姆霍茲線圈及兩組餘弦線圈產方相反方向磁場補償，使鈷原子位置三個分量的殘餘磁場接近零。

最後將鈷原子放置於磁屏蔽筒內測試訊號，並設定溫度加熱至 150°C，此時鈷原子能完全吸收圓偏振的激發光源，在測試線偏振偵測光源的訊號時，利用  $B_y$  方向的外加磁場可以明顯看出此外加磁場所產生的訊號。在圖 13 中，訊號 2 為外加 40 Hz 的震盪磁場，由訊號 1 的偵測光源可以測得穿透光隨時間做弦波震盪，並與輸入磁場具相同頻率的反應訊號，為確保所測得的訊號為磁力計的激發光源與偵測光源在鈷原子蒸氣單元內交互作用所產生的訊號，利用遮蔽激發光源的方式觀察，當無激發光源作用在鈷原子時，磁力計反應訊號會降至零。

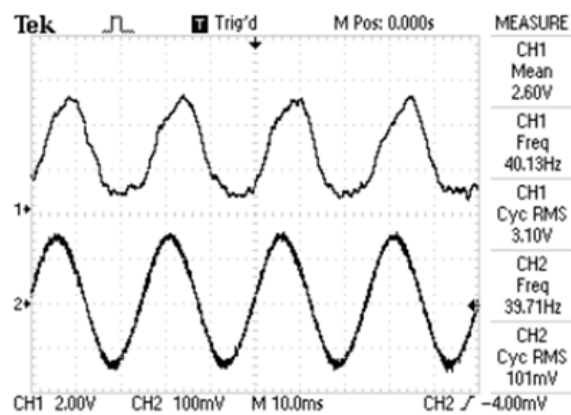


圖 13. 偵測光源反應訊號

圖 14 為磁力計在不同溫度的反應訊號。由於鈷原子蒸氣壓增加，而使得原子密度變大，在外加磁場作用下可明顯看出磁力計靈敏度的線性範圍。圖中磁力計反應訊號斜率會隨溫度增加，而當溫度高於 160°C 時，非線性區更為明顯，內嵌圖中為可用於量測微弱磁場的線性範圍，其區間約為 -5mG 到 +5mG。

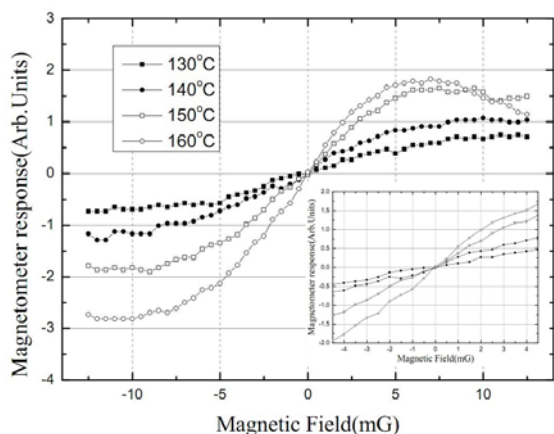


圖 14. 磁力計在不同溫度的反應訊號。插圖為可用於量測磁場的線性範圍

在校準磁力計敏感度方面以測量磁力計訊雜比為主，先將磁場屏蔽筒內的殘餘磁場調整至接近零，亦即在零場的環境下實施校正，再給予一已知的外加正弦磁場訊號  $B_y$ ，振幅大小為 7.5 nT，並記錄磁力計的反應頻譜。圖 15 為不同頻率磁場訊號所得到的傅利葉轉換頻譜，分別外加振幅 7.5 nT 的 10, 20, 30, 40, 50 Hz 頻率的 ac 磁場訊號，再將磁力計訊號經由傅利葉轉換後所得到的頻譜，在這些頻率訊號所對應的訊雜比值約為  $150 \pm 10$ 。因此，在磁力計感度校正方面可以得到初步結果，於 20~60Hz 的感度約為  $50 \text{ pT}/(\text{Hz})^{1/2}$ 。

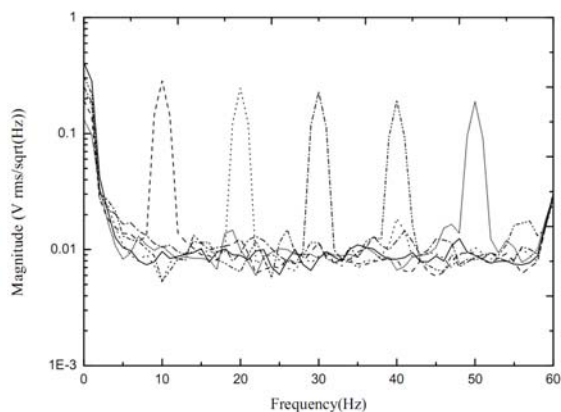


圖 15. 磁力計反應訊號傅利葉轉換後對應的頻譜

## 五、結 論

本實驗是以無自旋交換鬆弛的原理建造鈷原子磁力計，使用鈷原子主要原因除了不需加熱至太高溫度外，同時也能滿足一般實際上的應用。在實驗中將鈷原子加熱至 160°C 時，測試磁力計的基本感度可達  $50 \text{ pT}/(\text{Hz})^{1/2}$ ，同時獲得消除殘餘磁場及控制雷射、光學設計的相關參數。從文獻中可以瞭解一般在國外以鹼金屬原子所建造的磁力計靈敏度非常高，其感度約為 femto-tesla 的數量級，然而在國內目前尚未有開發此原子磁力計的技術，因此在初期建造的過程中仍然有許多造成雜訊的原因須克服。

從目前磁力計所測得的訊號中，可歸納出造成雜訊的可能原因：(1)加熱線圈的雜訊、(2)週遭環境的磁場干擾、(3)激發光源與偵測光源的雜訊、(4)光學元件對準誤差造成之雜訊。未來將磁力計本身的組合結構再進一步的優化，除減低加熱線圈所造成的雜訊外，並調整光學部分的設計以及偵測光源的功率及波長，使其能獲得更佳的磁場訊號。

本研究成功研發出世界首具無自旋交換鬆弛  $^{87}\text{Rb}$  原子磁力計。從成本上來看，本研究中原子磁力計之建置成本約為 170 萬台幣，大約只花了 Romalis 團隊的二分之一到三分之一的經費，這主要是由於在  $^{87}\text{Rb}$  激發波長(794 nm)有相當便宜的半導體雷射作為 Pump 及 Probe 雷射光源系統。在未來應用方面，由於 SERF 原子磁力計具有高靈敏度，且不需極低溫的操作環境，應用上較 SQUID 便利且成本較低，因此在生物磁學方面的應用有非常大的潛力。例如：搭配磁性奈米粒子應用於磁免疫分析方面的研究，可早期篩檢疾病及生化戰劑。

## 參考文獻

- [1] Gauss, C. F., "The intensity of the Earth's magnetic force reduced to absolute measurement," Translated by Susan P. Johnson, 1995.
- [2] Dehmelt, H. G., "Modulation of a Light Beam by Precessing Absorbing Atoms," Phys. Rev, vol. 105 (6), pp. 1924-1925,

- March, 1957.
- [3] Bell, W. E. and Bloom, A. L., "Optical Detection of Magnetic Resonance in Alkali Metal Vapor," *Phys. Rev.*, vol. 107 (6), pp. 1559–1565, September, 1957.
- [4] Bell, W. E. and Bloom, A. L., "Optically Driven Spin Precession," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 6 (6), pp. 280–281, March, 1961.
- [5] Bloom, A. L., "Principles of operation of the rubidium vapor magnetometer," *Appl. Opt.*, vol. 1 (1), pp. 61–68, January, 1962.
- [6] Dupont-Roc, J., Haroche, S., and Cohen-Tannoudji, C., "Detection of very weak magnetic fields ( $10^{-9}$  gauss) by  $^{87}\text{Rb}$  zero-field level crossing resonances," *Phys. Lett. A*, vol. 28 (9), pp. 638–639, February, 1969.
- [7] Budker, D., Gawlik, W., Kimball, D. F., Rochester, S. M., and Yashchuk, V. V., "Resonant nonlinear magneto-optical effects in atoms," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 74 (4), pp. 1153–1201, December, 2002.
- [8] Alexandrov, E. B., Auzinsh, M., Budker, D., Kimball, D. F., Rochester, S. M., and Yashchuk, V. V., "Dynamic effects in nonlinear magneto-optics of atoms and molecules," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 22, No. 1, pp. 7–20, January, 2005.
- [9] Budker, D. and Romalis, M., "Optical magnetometry," *Nat. Phys.*, vol. 3, pp. 227–234, April, 2007.
- [10] Robbes, D., "Highly sensitive magnetometers—a review," *Sensors and Actuators A*, vol. 129, pp. 86–93, January, 2006.
- [11] Cohen, D., Edelsack, E. A., and Zimmerman, J. E., "Magnetocardiograms taken inside a shielded room with a superconducting point-contact magnetometer," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 16(7), pp. 278–280, February, 1970.
- [12] Pizzella, V., Penna, S. D., Gratta, C. D., and Romani, G. L., "SQUID systems for biomagnetic imaging," *Supercon. Sci. Technol.*, vol. 14, R79–R114, July, 2001.
- [13] Enpuku, K., Soejima, K., Nishimoto, T., Tokumitsu, H., Kuma, H., Hamasaki, N., and Yoshinaga, K., "Liquid phase immunoassay utilizing magnetic marker and high  $T_c$  superconducting quantum interference device" *J. Appl. Phys.*, vol. 100(5), pp. 054701, September, 2006.
- [14] Budker, D., Kimball, D. F., Rochester, S. M., and Yashchuk, V. V., "Nonlinear magneto-optics and reduced group velocity of light in atomic vapor with slow ground state relaxation," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83(9), pp. 1767–1770, August, 1999.
- [15] Budker, D., Kimball, D. F., Rochester, S. M., Yashchuk, V. V., and Zolotarev, M., "Sensitive magnetometry based on nonlinear magneto-optical rotation," *Phys. Rev. A*, vol. 62, pp. 043403, September, 2000.
- [16] Xu, S., Rochester, S. M., Yashchuk, V. V., Donaldson, M. H., and Budker, D., "Construction and applications of an atomic magnetic gradiometer based on nonlinear magneto-optical rotation," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 77, pp. 083106, August, 2006.
- [17] Xu, S., Yashchuk, V. V., Donaldson, M. H., Rochester, S. M., Budker, D., and Pines, A., "Magnetic resonance imaging with an optical atomic magnetometer," *Proc. Natl Acad. Sci. USA*, vol. 103, pp. 12668–12671, June, 2006.
- [18] Allred, J., Lyman, R., Kornack, T., and Romalis, M., "A high-sensitivity atomic magnetometer unaffected by spin-exchange relaxation," *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 89, pp. 130801, September, 2002.
- [19] Seltzer, S. J. and Romalis, M. V., "Unshielded three-axis vector operation of a spin-exchange-relaxation-free atomic magnetometer," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 85(20), pp. 4804, September, 2004.
- [20] Claude, C. T., Bernard D., and Frank L., *Quantum Mechanics*, John Wiley & Sons, Complement D, pp. 1050–1058, 1977.
- [21] Vanier, J. and Audoin, C., "The Quantum Physics of Atomic Frequency Standard," Philadelphia: Adam Hilger, Bristol, pp. 37, 1989.
- [22] Savukov, I. M. and Romalis, M. V. "NMR Detection with an Atomic Magnetometer," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94 (12), pp. 123001, March, 2005.
- [23] Alexandrov, E. B., Balabas, M. V., and Bonch-Bruевич, V. A., *Sov. Tech. Phys. Lett.*, vol. 13, pp. 312, 1987.
- [24] Ledbetter, M. P., Savukov, I. M., Acosta, V. M., Budker, D., and Romalis, M. V., "Spinexchange-relaxation-free magnetometry with Cs vapor," *Phys. Rev. A*, vol. 77 (3), pp. 033408, March, 2008.
- [25] Yashchuk, V. V., Budker, D., and Zolotarev,

- M., “Applications of Nonlinear Magneto-Optic Effects with Ultra-Narrow Widths,” in: Trapped Charged Particles and Fundamental Physics, D.H.E. Dubin and D. Schneider, eds. AIP conference proceedings ,vol. 457, pp. 177-181, August, 1998.
- [26]Allred, J., Lyman, R., Kornack, T., and Romalis, M., “A high-sensitivity atomic magnetometer unaffected by spin-exchange relaxation,” Phys. Rev. Lett, Vol.89, pp.130801, September, 2002.
- [27]Purcell, E. M. and Field, G. B., “Influence of Collisions Upon Population of Hyperfine States in Hydrogen,” Astrophysical Journal.,No.124 (3),pp. 542–549,1956.
- [28]Alcock, C. B., Itkin, V. P., and Horrigan, M. K., “Vapor-Pressure Equations for the Metallic Elements:298-2500 K,” Canadian Metallurgical Quarterly, vol. 23 (3), pp. 309–313, 1984.
- [29]Lee, S. K. and Romalis, M. V., “Calculation of magnetic field noise from high-permeability magnetic shields and conducting objects with simple geometry,” J. Appl. Phys., vol. 103, pp. 084904, April, 2008.