

基于法拉第旋转检测的铷原子磁力仪研究

丁志超 李莹颖 汪之国* 杨开勇 袁 杰

国防科学技术大学光电科学与工程学院, 湖南 长沙 410073

摘要 基于线偏振光在充有被极化的铷原子的气室内传播时,在磁场的作用下会发生法拉第旋转这一现象,实现了一种基于法拉第旋转检测的铷原子矢量磁力仪。分析了它的工作原理,并测试了它对不同磁场的响应。测试结果表明,磁力仪灵敏度为 $1 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$,测量范围为 $\pm 60 \text{ nT}$,响应带宽为 48 Hz 。进一步研究了调制磁场和工作温度对铷原子磁力仪性能的影响,并提出了一些提高性能的方法。

关键词 原子与分子物理学;原子磁力仪;光极化;法拉第旋转;灵敏度

中图分类号 O562

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.0408003

Research of Rubidium Atomic Magnetometer Based on Faraday Rotation Detection

Ding Zhichao Li Yingying Wang Zhiguo Yang Kaiyong Yuan Jie

College of Optoelectronic Science and Engineering, National University of Defense Technology,
Changsha, Hunan 410073, China

Abstract The polarization plane of linearly polarized light will rotate when it passes through polarized rubidium vapor under the influence of magnetic field. A rubidium atomic vector magnetometer is realized based on this phenomenon. The operation principle is analyzed and the main performance is tested. Test results show that its sensitivity reaches $1 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ with measurement range of $\pm 60 \text{ nT}$ and bandwidth of 48 Hz . Some factors that influence the magnetometer performance such as magnetic field modulation and vapor cell temperature are discussed. Some methods to further improve the performance of the magnetometer are proposed.

Key words atomic and molecular physics; atomic magnetometer; light polarization; Faraday rotation; sensitivity

OCIS codes 020.1335; 230.2240; 260.5430; 300.6210

1 引 言

高灵敏度微弱磁场检测在医学诊断^[1-2]、地球物理^[3]、惯性导航^[4-5]等领域具有广泛的应用。超导量子干涉器件(SQUID)磁力仪的灵敏度达 $1 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ^[6-7],曾经是灵敏度最高的磁力仪,但由于它工作在超导状态,需要笨重的制冷设备以及对外界环境要求较苛刻,从而导致使用不便。近年来碱金属原子磁力仪得到了迅速发展^[8-13],不仅体积、功耗小,而且灵敏度也不断得到提高,因而得到了广泛的应用^[11-51],国内的一些研究机构也开始从事碱金属原子磁力仪的研究^[14-17]。其中,自旋交换无弛豫(SERF)原子磁力仪^[8]和射频(RF)原子磁力仪^[9-10]的理论灵敏度远优于 $1 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$,且分别在实验室实现了 $0.54 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ^[8]与 $0.24 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ^[9]的超高灵敏度。超高灵敏度磁力仪属于出口管制设备,因此很有必要自主研制。本文介绍一种基于法拉第旋转检测的铷原子光学磁力仪,它可以作为矢量磁力仪使用,灵敏度高,结构简单。测试了它的主要性能,并提出了进一步改进的设想。

收稿日期: 2014-10-30; 收到修改稿日期: 2014-12-01

基金项目: 国防科学技术大学科研计划项目(JC140702)、国家自然科学基金(61475192)

作者简介: 丁志超(1991—),男,硕士研究生,主要从事激光与光电子技术等方面的研究。E-mail: dingzc1991@qq.com

导师简介: 袁 杰(1977—),男,博士,教授,主要从事激光与光电子技术等方面的研究。E-mail: jieyuan@nudt.edu.cn

* 通信联系人。E-mail: maxborn@nudt.edu.cn

2 原 理

研究的原子磁力仪采用 ^{87}Rb 原子, 它的内壳层被电子填满, 最外层 ($n=5$) 只有一个电子, 能级分布与氢原子类似。电子具有自旋角动量 S 和轨道角动量 L , 自旋角动量 S 和轨道角动量 L 的矢量和为电子的总角动量 J , 即 $J=S+L$ 。对于 ^{87}Rb , $S=1/2$, 它的基态 ($L=0$), $J=1/2$; 它的第一激发态 ($L=1$), $J=1/2$ 或 $3/2$ 。基态 $5^2S_{1/2}$ 到第一激发态的 $5^2P_{1/2}$ 的跃迁称为 D_1 线, 能级差相当于 795.0 nm 的光子能量, $5^2S_{1/2}$ 到 $5^2P_{3/2}$ 的跃迁称为 D_2 线, 能级差相当于 780.2 nm 的光子能量。研究的铷原子磁力仪使用 D_1 线跃迁。

铷原子磁力仪工作时, 需要探测光与抽运光的频率正好是 D_1 线跃迁共振频率 ν_0 或在共振频率附近^[18-19]。理想情况下, ^{87}Rb 原子只吸收处于共振频率的光子。然而, 由于受到激发态的寿命限制而导致的辐射展宽、气室内 ^{87}Rb 原子与其他原子的碰撞而导致的压制展宽以及 ^{87}Rb 原子的热运动而导致的多普勒展宽的影响^[20], ^{87}Rb 原子对光的频率响应被展宽。前两种影响使 ^{87}Rb 原子对光的频率 ν 响应呈洛伦兹线型 $\mathcal{L}(\nu-\nu_0)$, 最后一种影响使 ^{87}Rb 原子对光的频率响应呈高斯线型 $G(\nu-\nu_0)$ 。综合它们的影响, ^{87}Rb 原子对光的频率响应呈佛克特线型^[20-21]:

$$V(\nu-\nu_0) = \int_0^\infty \mathcal{L}(\nu-\nu')G(\nu'-\nu_0)d\nu', \quad (1)$$

当气室内 ^{87}Rb 原子对入射光的频率响应宽度大于超精细分裂的能级差时, 可以忽略超精细分裂的影响。考虑 D_1 线跃迁, 因为 σ^- 光子(右旋圆偏振光)、 σ^+ 光子(左旋圆偏振光)与 π 光子(线偏振光)沿着运动方向分别有 $-1\hbar$ 、 $+1\hbar$ 与 0 角动量, 所以根据选择定则, σ^+ 光子只能被处于 $5^2S_{1/2}(m_j=-1/2)$ 态的 ^{87}Rb 原子吸收, 使得 ^{87}Rb 原子跃迁到 $5^2P_{1/2}(m_j=+1/2)$ 态; 而 σ^- 光子只能被处于 $5^2S_{1/2}(m_j=+1/2)$ 态 ^{87}Rb 原子吸收, 使得 ^{87}Rb 原子跃迁到 $5^2P_{1/2}(m_j=-1/2)$ 态; 而 π 光子可以被处于 $5^2S_{1/2}(m_j=-1/2$ 或 $+1/2)$ 态的 ^{87}Rb 原子吸收。如图 1 所示。

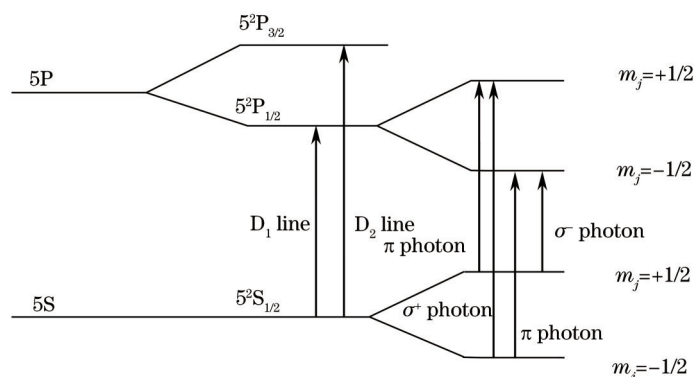


图 1 ^{87}Rb 原子能级简图及对不同偏振光吸收示意图

Fig.1 Energy level and adsorption of different polarized light diagram of ^{87}Rb

从上面分析可知, ^{87}Rb 原子对左、右旋偏振光的吸收依赖于相对于光运动方向处于基态 $m_j=-1/2$ 与 $+1/2$ 的原子所占比例 $\rho(-1/2)$ 与 $\rho(+1/2)$, 所以 ^{87}Rb 原子对左、右旋偏振光的吸收系数 κ_+ 、 κ_- 可表示为^[21]:

$$\kappa_{\pm} = \rho\left(\mp \frac{1}{2}\right) N \sigma(\nu) = \rho\left(\mp \frac{1}{2}\right) N \pi r_e c f_{D_1} \text{Re}\left[V(\nu-\nu_{D_1})\right], \quad (2)$$

式中 N 为气室内 ^{87}Rb 原子蒸气密度, $\sigma(\nu)$ 为光子吸收截面。 r_e 为经典电子半径, c 为真空中的光速, f_{D_1} 为 ^{87}Rb 原子 D_1 线共振常数。

通过适当近似处理^[21], 很容易导出 ^{87}Rb 原子介质对左右旋圆偏振光的折射率 n_+ 、 n_- 为:

$$n_{\pm}(\nu) = 1 + \frac{\rho(\mp 1/2) N r_e c^2 f_{D_1}}{2\nu} \text{Im}\left[V(\nu-\nu_{D_1})\right]. \quad (3)$$

当用线偏振光探测时, 假定光沿 x 轴方向传播, 沿 z 轴偏振。 ^{87}Rb 原子对线偏振光的吸收与基态无关, 它的吸收系数 $\kappa = \frac{1}{2} N \sigma(\nu)$ ^[21], 对于一定的环境, 它是一常数。由于线偏振光可看作左、右旋圆偏振光的叠加, 可得线偏振光在气室内的运动方程如下:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x,t) &= \frac{E_0}{2} \exp\left[-\frac{1}{2}N\sigma(\nu)x\right] \exp[i(kx - \omega t)] \hat{z} + c.c. = \\ & \frac{E_0}{4} \exp\left[-\frac{1}{2}N\sigma(\nu)x\right] \left\{ \exp\left[i\left[\frac{n_+(\nu)\omega}{c}\right]x - \omega t\right] (\hat{z} + i\hat{y}) + \exp\left[i\left[\frac{n_-(\nu)\omega}{c}\right]x - \omega t\right] (\hat{z} - i\hat{y}) \right\} + c.c. \end{aligned} \quad (4)$$

起始时,左、右旋偏振光相位差为0。由于左、右旋偏振光在气室内传播时折射率不同,光通过宽度为 l 的气室后,左、右旋偏振光相位差 $\omega[n_+(\nu) - n_-(\nu)]l/c$ 。所以线偏振光经过气室后,偏振方向将旋转角度 θ :

$$\theta = \frac{\pi\nu l}{c} [n_+(\nu) - n_-(\nu)] . \quad (5)$$

将(3)式代入(5)式中,并定义 x 方向 ^{87}Rb 原子极化率 $P_x = \rho(+1/2) - \rho(-1/2)$ 。于是可得

$$\theta = -\frac{\pi c}{2} f_{D_1} l r_c N \text{Im}[V(\nu - \nu_{D_1})] P_x , \quad (6)$$

当气室内 ^{87}Rb 原子对光的频率响应宽度小于超精细分裂的能级差时,需考虑超精细分裂的影响。此时只需对吸收系数中 $\sigma(\nu)$ 作小小的修正,此种情况下旋转角度^[21]:

$$\theta = -\frac{\pi c}{2} f_{D_1} l r_c N \sum_{F,F'} A_{F,F'}^{\text{rot}} \text{Im}[V(\nu - \nu_{F,F'})] P_x , \quad (7)$$

式中 $\nu_{F,F'}$ 是 D_1 跃迁中原子总角动量为 F 到 F' 的跃迁频率, $A_{F,F'}^{\text{rot}}$ 为相对跃迁长度,为常数。从(6)式和(7)式可以看出, θ 与 P_x 呈正比,即光通过极化原子系统后发生旋转,旋转角度正比于光传播方向极化率。

当有磁场 \mathbf{B} 作用在气室时,考虑到磁场与 ^{87}Rb 原子相互作用以及弛豫的影响, ^{87}Rb 原子体系的宏观极化率由布洛赫方程描述^[22]:

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = \mathbf{P} \times \gamma \mathbf{B} - \frac{P_x \hat{x} + P_y \hat{y}}{T_2} + \frac{(P_0 - P_z) \hat{z}}{T_1} , \quad (8)$$

式中 P_y 、 P_z 分别为 y 轴与 z 轴方向 ^{87}Rb 原子极化率, P_0 为 z 轴方向 ^{87}Rb 原子初始极化率, T_2 为横向弛豫时间, T_1 为纵向弛豫时间, γ 为 ^{87}Rb 原子的旋磁比。当在 z 方向加磁场 $B_z = B_0 + B_c \cos(\omega_c t)$, 取 $P_+ = P_x + iP_y$ 。则有如下方程:

$$\frac{dP_+}{dt} = iP_z \gamma (B_x + iB_y) - \frac{P_+}{T_2} - iP_+ \gamma [B_0 + B_c \cos(\omega_c t)] , \quad (9)$$

可得:

$$\begin{aligned} \delta P_x \propto & \frac{J_1\left(\frac{\gamma B_c}{\omega_c}\right) T_2 \gamma P_z}{1 + [(\gamma B_0 + \omega_c) T_2]^2} \left\{ \left[J_2\left(\frac{\gamma B_c}{\omega_c}\right) - J_0\left(\frac{\gamma B_c}{\omega_c}\right) \right] [B_x + B_y(\gamma B_0 + \omega_c) T_2] \right. \\ & \left. \sin(\omega_c t) + \left[J_2\left(\frac{\gamma B_c}{\omega_c}\right) + J_0\left(\frac{\gamma B_c}{\omega_c}\right) \right] [-B_y + B_x(\gamma B_0 + \omega_c) T_2] \cos(\omega_c t) \right\} , \end{aligned} \quad (10)$$

式中 δP_x 表示 P_x 随 B_x 、 B_y 和 t 的改变量。选取 $\omega_c = -\gamma B_0$, $B_c = 0.91B_0$ 。如果用 $\sin(\omega_c t)$ 解调(10)式所示信号,并低通滤波取直流分量,可得到正比于 B_x 的信号,且比例系数最大。从(6)式和(7)式可知,光通过气室后的旋转角度 θ 与 P_x 呈正比,可以通过探测 θ 的变化量进而得到 x 方向磁场。同理,如果用 $\cos(\omega_c t)$ 解调(10)式所示信号,并低通滤波取直流分量,即可用来探测 y 方向磁场。如果将信号分别同时用 $\sin(\omega_c t)$ 与 $\cos(\omega_c t)$ 解调,即可同时探测两个方向的磁场,所以此原子磁力仪可以作为矢量磁力仪使用。为了使 θ 的变化量与 x 方向磁场的比例系数尽可能大,需要较大的 P_z , 即需极化 z 方向的 ^{87}Rb 原子。采用光抽运^[18,23]的方法使 ^{87}Rb 原子沿 z 轴极化。

3 实验装置

铷原子磁力仪实验装置如图2所示。体积为 1 cm^3 的气室放在磁屏蔽的环境中,以防止外界磁场对测量的影响。磁屏蔽能有效使气室周围的剩余磁场为 1 nT 左右。气室中充有 ^{87}Rb 原子以及 $1.33 \times 10^4 \text{ Pa}$ 缓冲气体。由于气室内 ^{87}Rb 原子蒸气密度与温度正相关^[22],需要对气室加热以提高气室内 ^{87}Rb 原子蒸气密度,为

为了防止加热产生磁场,采用吹热气的方法加热,此种加热方法对气室温度控制的精度在 $\pm 0.5^\circ\text{C}$ 。气室的 x 轴与 z 轴方向放置有亥姆霍兹线圈,通过计算,亥姆霍兹线圈在气室周围产生的磁场的不均匀性在 10^{-5} 量级。 x 轴方向亥姆霍兹线圈用来产生测量磁场; z 轴方向亥姆霍兹线圈用来产生 $B_z = B_0 + B_c \cos(\omega_c t)$, 其中, B_0 是光抽运的需要, $B_c \cos(\omega_c t)$ 为调制磁场。探测光和抽运光由分布式反馈激光器产生,其波长都为 795 nm,连续作用在介质上,抽运光功率为 10 mW,探测光功率为 0.5 mW。 z 轴方向的抽运光经过起偏器和四分之一波片后成为圆偏振光,再扩束准直(图中未画出)后照射气室, ^{87}Rb 原子沿 z 轴极化。 x 轴方向的探测光经过起偏器后成为线偏振光,再扩束准直(图中未画出)后,探测光的束宽约为 5 mm 且光束近乎平行。光束穿过气室后,首先利用透镜收集光,再经过二分之一波片,然后经过渥拉斯顿棱镜。线偏振光分离为沿 y 轴方向与沿 z 轴方向偏振的两束光,并以很小的会聚角到达光敏面直径为 5 mm 的平衡探测器。通过调节二分之一波片,沿 y 轴方向与沿 z 轴方向偏振的光强分别为 I_1 与 I_2 :

$$I_1 = I_0 \cos^2\left(\frac{\pi}{4} - \theta\right); I_2 = I_0 \sin^2\left(\frac{\pi}{4} - \theta\right), \quad (11)$$

对于本文的铷原子磁力仪, θ 一般满足 $\theta \ll 1$, 于是可以由(11)式推导出:

$$\theta \approx \frac{I_1 - I_2}{2(I_1 + I_2)} = \frac{I_1 - I_2}{2I_0}, \quad (12)$$

由(4)式可知,在一定的环境下,气室内 ^{87}Rb 原子对线偏振光的吸收为一常数,不因 x 方向的极化率也即 θ 的变化而变化。 $I_1 + I_2 = I_0$ 可看作常数,所以平衡探测器探测到光强差变化直接反映 θ 的变化。最后将平衡探测器的信号输入到信号处理系统进行处理。

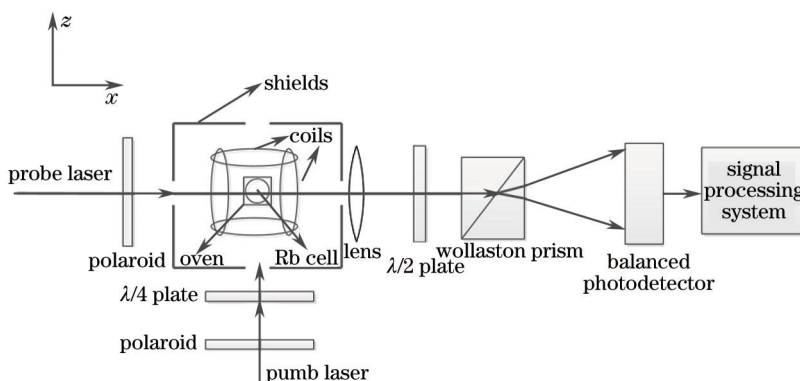


图2 铷原子磁力仪装置示意图

Fig.2 Schematic setup for rubidium atomic magnetometer

4 实验结果

加热气室,使气室的温度维持在 110°C 。在 z 轴亥姆霍兹线圈中通入适当电流,产生 $B_z = B_0 + B_c \cos(\omega_c t)$ 磁场,其中 $B_0 = 10.0 \mu\text{T}$, 不稳定性在 10^{-5} 量级。使调制频率和调制幅度满足 $\omega_c = -\gamma B_0$, $B_c = 0.91 B_0$ 。平衡探测器的输出信号先通过以 ω_c 为中心频率,带宽为 200 Hz 的带通滤波器,然后用 $\sin(\omega_c t)$ 解调后通入截止频率为 100 Hz 的低通滤波器,得到有用信号。

此铷原子磁力仪存在各种噪声,主要来源于低频闪烁噪声、热噪声以及散粒噪声等。在实验条件下, x 轴亥姆霍兹线圈的电感为 $43 \mu\text{H}$, 在由电压源与亥姆霍兹线圈组成的电路回路中,总电阻为 103Ω 。当在 x 轴线圈通入低频(小于 1 kHz)电流时,感抗影响非常小,可以忽略。因此,电压源的输出电压与 x 轴线圈中的电流的比值为总电阻。通过计算,在 x 轴亥姆霍兹线圈通入产生幅值为 1 nT 频率为 10 Hz 交变磁场的电流,于是可得到信号强度与 x 轴方向磁场的对应关系,以此为基准比对噪声强度。当在 x 轴方向不加任何磁场时,得到如图 3(a)所示的噪声强度密度谱,从图中可以看出,该铷原子磁力仪的灵敏度可达 $1 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。由于采用调制解调技术, $1/f$ 噪声非常小。低频(小于 1 Hz)的噪声有一部分来自于环境磁场的波动,电流发生器的低频噪声。

当在 x 轴亥姆霍兹线圈上通入扫描电流,即在气室的 x 轴方向加入扫描的磁场时,实验结果如图 3(b)所示。此铷原子磁力仪能响应 ± 60 nT 范围内的磁场,在磁力仪响应范围内,信号保持极好的线性度。超过磁力仪响应范围,平衡探测器探测的信号达到饱和,可以通过衰减到达平衡探测器的光信号从而进一步提高磁力仪的响应范围。

当在 x 轴亥姆霍兹线圈上通入不同强度的 1 Hz 交变电流时,即在气室的 x 轴方向加入不同强度的 1 Hz 交变磁场。图 3(c)是对不同强度的 1 Hz 交变磁场的响应曲线。从结果可以看出,此磁力仪对交变磁场也有极好的线性响应度。当在气室的 x 轴方向加入不同频率 20 nT 的交变磁场时,得到图 3(d)所示频率响应曲线。若把信号强度下降为起始值 1/2 时的频率作为该磁力仪的截止频率,通过拟合处理得,该铷原子磁力仪的响应带宽为 48 Hz。实验研究发现,响应带宽在很大程度上依赖于所加带通滤波器与低通滤波器的带宽。

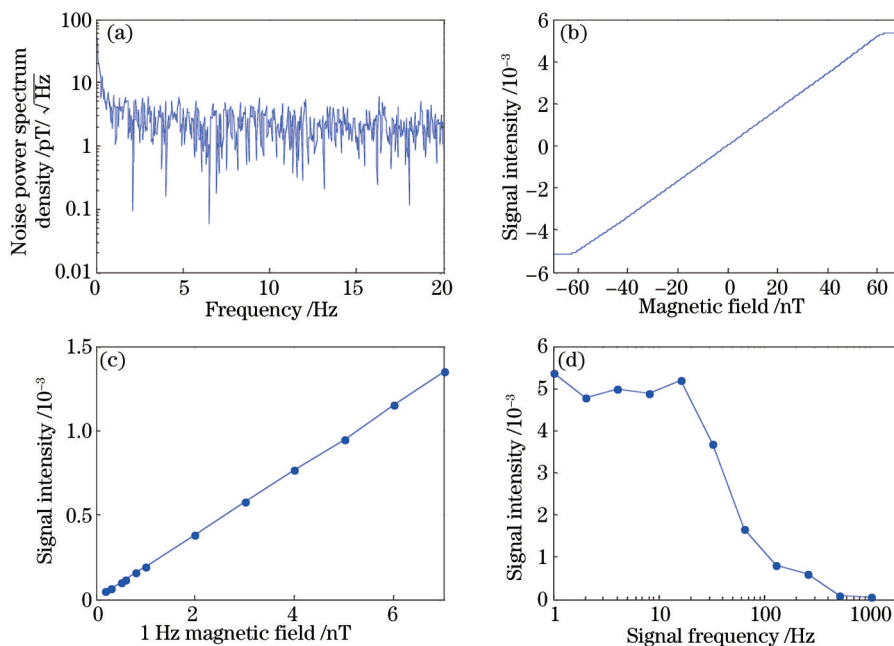


图3 铷原子磁力仪对不同磁场的响应。(a) 噪声;(b) 扫描磁场;(c) 不同强度 1 Hz 交变磁场;(d) 不同频率 20 nT 交变磁场
Fig.3 Response of different magnetic field. (a) Noise; (b) sweeping magnetic field; (c) 1 Hz alternating magnetic field of different intensity; (d) 20 nT alternating magnetic field of different frequency

5 影响因素

采用调制解调技术可以有效减小闪烁噪声,使铷原子磁力仪抗干扰能力加强,但也会增加铷原子磁力仪的复杂度和功耗。当只在 z 轴方向加磁场 $B_z = B_0$ 时,由于 T_2 在 1 ms 量级,系统很快达到稳态。将 $B_z = B_0$ 代入(8)式可得,稳态时有:

$$\delta P_x \propto \gamma P_z \left(\gamma B_0 B_x - \frac{B_y}{T_2} \right) / \left[(\gamma B_0)^2 + \frac{1}{T_2^2} \right]. \quad (13)$$

如果测同一处磁场时, B_0 选用两组不同值,即可导出 x, y 两个方向磁场,同样可作为矢量磁力仪使用。对于不同场合,可以根据实际来选择是否加调制磁场。这就需要研究调制磁场对噪声的抑制程度。为了与图 3(a)得到的结果相对比,图 4 与图 3(a)实验条件相同,但探测到的光强信号不调制,直接通过截止频率为 100 Hz 的低通滤波器后,得到噪声强度密度谱。对比图 3(a)与图 4,不加调制时的噪声约是加调制后噪声的 5 倍,此时的铷原子磁力仪的灵敏度为 $5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。对于一些对磁力仪灵敏度要求不是特别高的场合,该铷原子磁力仪不加调制也同样适用。

信号强度与所加磁场的比值称为比例因子。由于系统内的一些噪声,如散粒噪声,信号处理系统的噪声与比例因子无关。由于比例因子越大,信号越强,所以比例因子越大,磁力仪的灵敏度越高。因为气室工

作温度会影响 N 、 T_2 、 $\text{Im}[V(\nu-\nu_0)]$ 、 I_0 和 P_z 的值,探测光频率与强度会影响 T_2 、 $\text{Im}[V(\nu-\nu_0)]$ 和 I_0 的值,抽运光频率与强度会影响 T_2 和 P_z 的值,所以气室工作温度、探测光频率与强度、抽运光频率与强度等因素都会对比例因子产生影响。由于实验条件的限制,只研究了气室工作温度对比例因子的影响,结果如图5所示。从图5可以看出,随着温度的升高,比例因子先增加后减小。这是因为,随着温度的升高,气室内 ^{87}Rb 原子蒸气密度 N 逐渐变大^[22]; ^{87}Rb 原子横向弛豫时间 T_2 减小^[24]; z 轴方向 ^{87}Rb 原子极化率 P_z 改变^[21]; 由(4)式可知,通过气室后的探测光强度 I_0 减小; ^{87}Rb 原子运动速度加快,多普勒展宽变大,温度的升高也会导致压制展宽变大与共振频率的漂移^[25],谱线的展宽与共振频率的漂移都会改变共振频率附近的 $\text{Im}[V(\nu-\nu_0)]$ 值。这些参量随着温度的改变导致比例因子随温度的升高先变大后减小。从实验结果可得,铷原子磁力仪的最佳工作温度为 $110\text{ }^\circ\text{C}$ 左右。

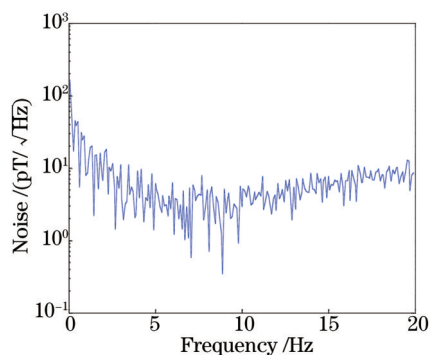


图4 不调制时噪声强度密度谱

Fig.4 Noise intensity spectrum density without modulation

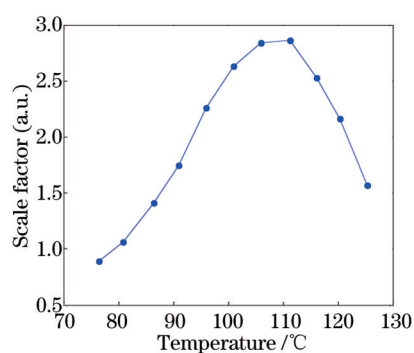


图5 温度对比例因子的影响

Fig.5 Influence of scale factor by temperature

6 结 论

成功实现了基于线偏振光探测的铷原子矢量磁力仪,灵敏度达到了 $1\text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$,测量范围为 $\pm 60\text{ nT}$,响应带宽为 48 Hz ,且对恒定磁场与交变磁场的响应都保持极好的线性度。为了进一步提高铷原子磁力仪的性能,可在以下方面进行改进: 1) 提高系统各参数的稳定性,如 B_z 、工作温度以及探测光频率与强度等; 2) 改进电路系统,减小电子系统的闪烁噪声与热噪声; 3) 优化系统参数,如选择合适的工作温度、探测光频率与强度; 4) 对探测方向的磁场进行补偿以提高系统的测量范围; 5) 增大滤波器的带宽以提高磁力仪带宽,但这会降低信噪比。加调制磁场能大幅地提高信噪比,但对于一些对磁力仪灵敏度要求不是特别高的场合,该铷原子磁力仪不加调制也同样适用。它不需要致冷设备,具有小型化的潜力,且灵敏度高,在微弱磁场探测领域具有广泛的应用前景。

参 考 文 献

- 1 Johnson C, Schwindt P, Weisend M. Magnetoencephalography with a two-color pump-probe, fiber-coupled atomic magnetometer [J]. Appl Phys Lett, 2010, 97(24): 243703.
- 2 Wyllie R. The Development of a Multichannel Atomic Magnetometer Array[D]. Madison: University of Wisconsin - Madison, 2012. 1-5.
- 3 Mathé V, Lévêque F, Mathé P E, et al.. Soil anomaly mapping using a caesium magnetometer: Limits in the low magnetic amplitude case[J]. J App Geophys, 2006, 58(3): 202-217.
- 4 Meyer D, Larsen M. Nuclear magnetic resonance gyro for inertial navigation[J]. Gyroscopy and Navigation, 2014, 5(2): 75-82.
- 5 Harle P, Wackerle G, Mehring M. A nuclear-spin based rotation sensor using optical polarization and detection methods[J]. Appl Magn Reso, 1993, 5(2): 207-220.
- 6 John P, Wikswo J. Squid magnetometers for biomagnetism and nondestructive testing: important questions and initial answers[J]. IEEE T App Supercon, 1995, 5(2): 74-120.
- 7 Robbes D. Highly sensitive magnetometers—a review[J]. Sensor Actuat A—Phys, 2006, 129(1-2): 86-93.

- 8 Kominis I K, Kornack T W, Allred J C, *et al.*. A subfemtotesla multichannel atomic magnetometer[J]. *Nature*, 2003, 422(6932): 596–599.
- 9 Lee S K, Sauer K L, Seltzer S J, *et al.*. Subfemtotesla radio–frequency atomic magnetometer for detection of nuclear quadrupole resonance[J]. *Appl Phys Lett*, 2006, 89(21): 214106.
- 10 Savukov I M, Seltzer S J, Romalis M V, *et al.*. Tunable atomic magnetometer for detection of radio–frequency Magnetic fields[J]. *Phys Rev Lett*, 2005, 95(6): 063004.
- 11 Patton B, Zhivun E, Hovde D C, *et al.*. All–optical vector atomic magnetometer[J]. *Phys Rev Lett*, 2014, 113(1): 013001.
- 12 Smullin S J, Savukov I M, Vasilakis G, *et al.*. Low–noise high–density alkali–metal scalar magnetometer[J]. *Phys Rev A*, 2009, 80(3): 033420.
- 13 Scully M O, Fleischhauer M. High–sensitivity magnetometer based on index–enhanced media[J]. *Phys Rev Lett*, 1992, 69(9): 1360–1363.
- 14 Li Qingmeng, Zhang Junhai, Zeng Xianjin, *et al.*. Optimized condition for buffer gas in cesium atomic magnetometer[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2013, 50(7): 072802.
李庆萌, 张军海, 曾宪金, 等. 铯原子磁力仪中缓冲气体的最佳条件研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2013, 50(7): 072802.
- 15 Liu Qiang, Zhuo Yannan, Sun Yudan, *et al.*. Influence of pump light frequency on the sensitivity of all–optical Cs atomic magnetometer[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2014, 51(4): 042301.
刘 强, 卓艳男, 孙宇丹, 等. 抽运光频率对全光 Cs 原子磁力仪灵敏度的影响[J]. *激光与光电子学进展*, 2014, 51(4): 042301.
- 16 Zhou Xiang, Cao Xiaochao, Sheng Jiteng, *et al.*. All–optical high sensitive atomic magnetometer[J]. *Acta Phys Sin*, 2010, 59(2): 877–882.
周 翔, 曹晓超, 盛继腾, 等. 全光学高灵敏度铷原子磁力仪的研究[J]. *物理学报*, 2010, 59(2): 877–882.
- 17 Gu Yuan, Shi Rongye, Wang Yanhui. Study on sensitivity–related parameters of distributed feedback laser–pumped cesium atomic magnetometer[J]. *Acta Phys Sin*, 2014, 63(11): 110701.
顾 源, 石荣晔, 王延辉. 分布式反馈激光抽运铯磁力仪灵敏度相关参数研究[J]. *物理学报*, 2014, 63(11): 110701.
- 18 Happer W. Optical pumping[J]. *Rev Mod Phys*, 1972, 44(2): 170–238.
- 19 Happer W, Mathur B S. Effective operator formalism in optical pumping[J]. *Phy Rev*, 1967, 163(1): 12–25.
- 20 Corney A. Atomic and Laser Spectroscopy[M]. Qiu Yuanwu, Han Quansheng, Zhang Qixiang Transl.. Beijing: Science Press, 1984. 189–208.
科 尼. 原子光谱学和激光光谱学[M]. 邱元武, 韩全生, 张绮香, 译, 北京: 科学出版社, 1984. 189–208.
- 21 Seltzer S J. Developments in Alkali–Metal Atomic Magnetometry[D]. Princeton: Princeton University, 2008. 10–31.
- 22 Eklund E J. Microgyroscope Based on Spin–Polarized Nuclei[D]. Irvine: University of California, 2008. 23–49.
- 23 Happer W, Jau Y Y, Walker T. Optically Pumped Atoms[M]. Weinheim: Wiley–VCH Verlag GmbH & Co, 2010. 49–71.
- 24 Franzen W. Spin relaxation of optically aligned rubidium vapor[J]. *Phys Rev*, 1959, 115(4): 850–856.
- 25 Romalis M V, Miron E, Cates G D. Pressure broadening of Rb D₁ and D₂ lines by ³He, ⁴He, N₂, and Xe: line cores and near wings[J]. *Phys Rev A*, 1997, 56(6): 4569–4578.

栏目编辑: 刘丰瑞