

DOI: 10.19650/j.cnki.cjsi.J2006247

# 基于 Herriott 型多通池的 SERF 原子磁力仪研究\*

王言章<sup>1,2</sup>, 梁 檬<sup>1,2</sup>

(1. 吉林大学 地球信息探测仪器教育部重点实验室 长春 130061; 2. 吉林大学仪器科学与电气工程学院 长春 130061)

**摘要:**为提高无自旋交换弛豫(SERF)原子磁力仪的探测灵敏度,提出一种通过增加探测光在气室内部与泵浦光相互作用的光程长来提高 SERF 原子磁力仪探测灵敏度的方法,该方法采用在原子气室外侧搭建 Herriott 型多通池系统来实现复杂光路以及长光程,将系统整体放置在屏蔽筒内部,并利用 3D 软件对该无磁检测系统进行设计与制作。与传统型 SERF 原子磁力仪进行实验对比,该方案实现了在多频点的探测灵敏度不低于  $34 \text{ fT/Hz}^{1/2}$  的性能,可解决复杂光路的光学结构与原子磁力仪相结合这一问题,为未来采用 F-P 积分腔的形式来进一步提升磁力仪性能打下良好基础。

**关键词:** 无自旋交换弛豫原子磁力仪; 探测灵敏度; Herriott 池; 长光程

**中图分类号:** TP202.3 TH744 **文献标识码:** A **国家标准学科分类代码:** 510.20

## Research on the spin-exchange-relaxation-free atomic magnetometer based on Herriott multipass cell

Wang Yanzhang<sup>1,2</sup>, Liang Meng<sup>1,2</sup>

(1. Key Laboratory for Geophysical Instrumentation of Ministry of Education, Jilin University, Changchun 130061, China;

2. College of Instrumentation & Electrical Engineering, Jilin University, Changchun 130061, China)

**Abstract:** To improve the detection sensitivity of spin-exchange-relaxation-free (SERF) atomic magnetometer, a method is proposed by increasing the optical range of the detection light, which interacts with the pump light in the gas chamber. This method uses the technique of establishing Herriott multipass cell outside the atomic gas chamber. And the whole system is placed inside the shielding cylinder. The magnetic-free detection system is designed and manufactured by 3D software. Compared with the traditional SERF atomic magnetometer, it achieves the sensitivity that is not lower than  $34 \text{ fT/Hz}^{1/2}$  at multiple frequency points. The problem of combining the complex optical structure with atomic magnetometer can be solved. It provides a good foundation for further improving the performance of the magnetometer by using F-P integral cavity in the future.

**Keywords:** spin exchange relaxation free atomic magnetometer; detecting sensitivity; Herriott cell; long optical path

## 0 引 言

弱磁检测技术在近年来的发展非常迅速,其主要应用于军事、医学、地球物理等领域<sup>[1-6]</sup>。目前拥有较高灵敏度的磁力仪主要有磁通门磁力仪、质子磁力仪、光泵磁力仪、超导量子干涉磁力仪(superconductor quantum interference device, SQUID)和原子磁力仪等。其中,无自旋交换弛豫(spin exchange relaxation free, SERF)原子磁力仪的理论灵敏度极限已达到阿特斯拉量级<sup>[7]</sup>,而现已

实现的灵敏度达  $0.16 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ ,超过了 SQUID 磁力仪,成为目前存在的灵敏度最高的磁场探测技术<sup>[8]</sup>。

对于无自旋交换弛豫原子磁力仪而言,消除量子噪声可通过提高泵浦速率、增加碱金属原子密度等方法,但过高的泵浦速率会使原子极化开始饱和,共振线宽减小,影响原子磁力仪的灵敏度。过高的碱金属原子密度将会导致快速自旋交换碰撞从而限制了原子的极化寿命。原子的自旋极化是通过原子的旋光性测量的,其中,旋光信号与碱金属原子密度乘以探测光在气室内通过的路径长度成正比<sup>[9]</sup>,因此,可以通过增加检测光在气室内部的路

收稿日期:2020-04-07 Received Date: 2020-04-07

\* 基金项目:吉林省省校共建计划专项(SXGJQY2017-11)、吉林省科技厅项目(20180201022GX)资助

径长度来消除量子噪声,从而提高 SERF 原子磁力仪的探测灵敏度。为进一步提高原子磁力仪的探测灵敏度,2011 年美国普林斯顿大学设计了一种基于多通池(multipass cell)反射腔的原子磁力仪,即在碱金属气室的两面镀上一层反射层,将两块相对旋转一定角度的柱面镜放置在气室内部,使检测光可以在原子气室中进行 102 次反射并与极化的原子相互作用,从而使检测光的偏转角度变大,其研究表明,这种基于柱面镜型多通池的多次反射原子气室能够将检测光的旋转角度增大到  $100 \text{ rad}^{[10]}$ 。2013 年,该课题组利用上述原理,在原子气室中放置了两组柱面镜,共反射 84 次,并在  $120^\circ\text{C}$  的条件下,采用梯度的方式实现了磁力仪在地磁场状态下工作,其灵敏度达到  $0.54 \text{ fT/Hz}^{1/2[11]}$ 。2018 年,金代圣等<sup>[12]</sup>发明一项关于提高原子磁力仪检测灵敏度的专利,该专利将两对称轴重合的凸面反射镜放置在原子气室的两侧,通过凸面反射镜对入射角的压缩作用来增加检测光在气室内部的穿行距离,提高磁力仪的探测灵敏度。2019 年,中国科学技术大学盛东教授发明了一种基于键合多反射腔的气室制备方法,可实现原子气室标准化批量化制备且提高稳定性<sup>[13]</sup>。由此可见,基于多次反射技术的 SERF 原子磁力仪在提高磁力仪的探测灵敏度、使其具有小型化、高性能方面有着非常重要的意义,但国内外对原子磁力仪与多通池技术相结合的研究较少。上述文献中均采用将反射镜放置在原子气室内部构建多次反射光学结构,但是反射镜在键合、装调过程中存在误差。一旦固定后,光学结构参数难以调整,使其实际应用效果难以达到预期目标。

本文提出一种通过增加探测光在气室内部与泵浦光相互作用的光程长来提高 SERF 原子磁力仪探测灵敏度的方法,该方案采用在原子气室外侧搭建 Herriott 型多通池的技术来实现复杂光路以及长光程。利用 3D 软件设计并研制了多反射腔的无磁系统结构,与传统 SERF 原子磁力仪进行对比,实现性能的提升。

## 1 理论分析

### 1.1 SERF 原子磁力仪的工作原理

原子磁力仪的主要工作物质是碱金属原子<sup>[14]</sup>,其工作原理如图 1 所示。

在  $z$  方向施加圆偏振泵浦光,用以极化碱金属原子。在  $y$  方向施加的是外磁场,使原子自旋矢量绕  $y$  轴作拉莫旋进。在  $x$  方向施加线偏振检测光,其方向与泵浦光方向垂直,与极化的原子相互作用,以测量检测光偏振面的旋转角度。

上述原子磁力仪的工作原理可由布洛赫(Bloch)方程进行描述<sup>[15-17]</sup>:

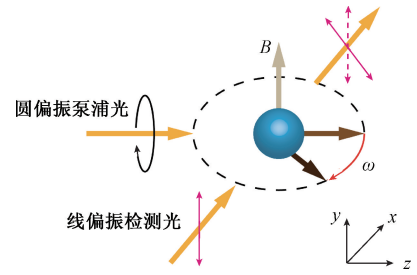


图 1 SERF 原子磁力仪原理

Fig. 1 Principle of SERF atomic magnetometer

$$\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} = \frac{1}{Q(P)} (\gamma_e \mathbf{B} \times \mathbf{P} + (R_p (\mathbf{S}_p - \mathbf{P})) - R_{sd} \mathbf{P}) \quad (1)$$

式中:  $\mathbf{P}$  是自旋极化矢量;  $\mathbf{B}$  是外加磁场强度;  $R_p$  为泵浦速率;  $R_{sd}$  为自旋弛豫破坏速率;  $Q(P)$  是核自旋对电子运动的衰减因数。通过沿  $z$  方向的光泵浦,使得原子极化达到平衡状态。此时  $z$  方向上的平衡极化率为:

$$P_z = \frac{R_p}{R_p + R_{sd}} \quad (2)$$

令式(1)左侧为 0,此时在  $y$  方向的外加磁场作用下,  $x$  方向上的平衡极化率为:

$$P_x = \frac{\gamma_e P_z}{R_p + R_{sd}} B_y \quad (3)$$

$x$  方向线偏振检测光的光学旋转角  $\theta$  是一个分散信号,表示为:

$$\theta = \frac{\pi}{4} \ln r_e c f P_x \frac{(\nu - \nu_0)}{[(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2]} \quad (4)$$

式中:  $l$  为检测光在气室内部的光程长;  $n$  为碱金属原子的密度;  $r_e$  为经典电子半径;  $c$  为光速;  $f$  为振子强度;  $\nu$  是检测光的频率;  $\Delta\nu$  为检测光的原子吸收线宽。

将式(3)代入式(4)可得:

$$\theta = \frac{\pi}{4} \ln r_e c f \gamma_e R_p \frac{(\nu - \nu_0)}{[(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2] (R_p + R_{sd})^2} B_y \quad (5)$$

由式(5)可知,当泵浦速率  $R_p$ 、碱金属密度  $n$  等其他物理量恒定时,增加检测光在气室内的光程长,可提高 SERF 原子磁力仪的探测灵敏度。

对于 SERF 原子磁力仪而言,灵敏度的主要限制是量子噪声,量子噪声包括原子自旋投影噪声以及检测光子散粒噪声。本文引入多通池技术,其噪声主要来自于光子散粒噪声,表达式<sup>[18]</sup>如下:

$$\delta B_{\text{PSN}} = \frac{R_{\text{tot}}}{\gamma_e R_{\text{OP}}} \sqrt{\frac{6[(\omega q)^2 + R_{\text{tot}}^2]}{n V d_0 R_{\text{pr}}}} \quad (6)$$

式中:  $R_{\text{tot}}$  为总弛豫速率;  $n$  为气室内碱金属原子密度;  $V$  为有效探测体积;  $t$  为采样时间;  $d_0$  是检测光在气室内的

光学深度,且  $d_0 = \sigma(0)nl$ ,  $l$  是检测光在气室内部的有效长度,即光子散粒噪声  $\delta B_{\text{PSN}}$  与  $\sqrt{l}$  成反比关系,即探测灵敏度与  $\sqrt{l}$  成正比关系。

## 1.2 Herriott 型多通池的理论分析

Herriott 池的基本原理是利用两块共轴球面镜对入射光进行多次反射,以达到在较小体积内增加光程的目的<sup>[19]</sup>,Herriott 池结构如图 2 所示。

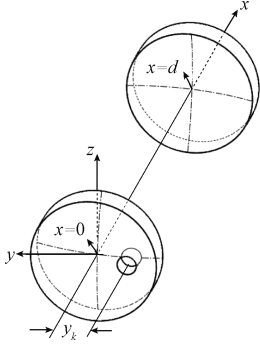


图 2 Herriott 池的结构

Fig. 2 The schematic diagram of Herriott Cell

图 2 中球面反射镜的光轴为  $x$  轴,  $x$  左侧反射镜所在的平面为  $yo$  面,孔中心与镜中心的距离为  $y_k$ ,  $d$  为两反射镜中心点之间的距离,两反射镜焦距均为  $f$ ,两反射镜曲率半径均为  $R = 2f$ 。入射光的方向向量为  $(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c})$ ,入射光起点为  $(y_0, z_0)$ 、初始斜率为  $(y'_0, z'_0)$ ,根据 Herriott 型多通池相关理论<sup>[19-21]</sup>可知,反射  $N$  次后,第  $N$  个反射点的坐标  $(y_N, z_N)$  满足:

$$y_N = y_k \cos N\theta + \sqrt{\frac{d}{4f-d}} \left( y_k + 2f \frac{b}{a} \right) \sin N\theta \quad (7)$$

$$z_N = \frac{2fc}{a} \sqrt{\frac{d}{4f-d}} \sin N\theta \quad (8)$$

$$\cos \theta = 1 - d/2f \quad (9)$$

当满足  $f < d < 2f$  时,该光学系统是稳定的。方程(7)、(8)可以写成下列形式:

$$y_N = A \sin(N\theta + \alpha) \quad (10)$$

$$z_N = B \sin N\theta \quad (11)$$

其中,

$$\tan \alpha = \sqrt{\frac{4f}{d} - 1} \left( 1 + \frac{2fb}{ay_k} \right) \quad (12)$$

由式(7)~(12)可知,反射点所构成的图形为椭圆或圆,可分为以下 3 种情况:

1) 当  $\alpha = \pm \pi/2$  且入射光线的方向向量为式(13)时,反射点所构成的图形是中心点在原点的标准椭圆,可根据短半轴的大小来确定入射光的方向;

$$(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}) = \left( 1, -\frac{y_k}{2f}, |B| \sqrt{\frac{1}{fd} - \frac{1}{4f^2}} \right) \quad (13)$$

2) 当  $\alpha \neq \pm \pi/2$  时,反射点构成的椭圆是斜椭圆。可通过改变入射光方向向量  $(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c})$  的值来改变椭圆的位置及长半轴、短半轴的大小;

3) 在特殊情况下,即  $A = B$  且  $\alpha = \pm \pi/2$  时,入射光线的方向向量为式(14)时,反射点所构成的图形为圆。

$$(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}) = \left( 1, -\frac{y_k}{2f}, y_k \sqrt{\frac{1}{fd} - \frac{1}{4f^2}} \right) \quad (14)$$

Herriott 型多通池的反射次数  $N$  取决于两反射镜之间的距离  $d$  及两反射镜的焦距  $f$ 。当  $d = f$  时,  $N = 6$  即反射 6 次,随着  $d$  的增加,反射次数每增加 4 次即  $(N + 4)$  次时,反射光斑绕椭圆一周,因此反射次数  $N$  满足  $N = 2(2i + 1)$ ,  $i$  是反射光斑绕椭圆旋转一周的次数,由此可知  $\theta = 2i\pi/N$ ,则反射次数  $N$  可表示为:

$$N = \frac{1}{\frac{1}{2} - \frac{2}{\pi} \cos^{-1} \left( 1 - \frac{d}{2f} \right)} \quad (15)$$

Herriott 型多通池的总光程长为:

$$l = Nd \quad (16)$$

对于 1.1 节提出的光子散粒噪声  $\delta B_{\text{PSN}} \propto \sqrt{l}$ ,则  $\delta B_{\text{PSN}} \propto \sqrt{N}$ ,即 SERF 原子磁力仪的探测灵敏度与  $\sqrt{N}$  成正比。

由于屏蔽筒尺寸、气室尺寸及加热面积的限制,本文所设计的 Herriott 型多通池需呈现出足够多的反射次数以及非常扁平的椭圆光斑,即要求反射次数超过 20 次,椭圆光斑的长轴不超过 20 mm,短轴不超过 5 mm。

## 2 Herriott 型多通池的模型仿真

依据第 1 节中对 Herriott 型多通池的理论分析以及对反射次数和光斑形状的要求,本节对其进行了模型仿真。本文所设计的 Herriott 型多通池,采用两个曲率半径为 200 mm、镜面直径为 25.4 mm 的球面镜,两镜中心相距 110 mm,左镜非中心孔,孔中心与左镜中心距离为 8 mm,孔径 1.5 mm。

利用 MATLAB 对传统 Herriott 型多通池进行的结构仿真如图 3 所示。

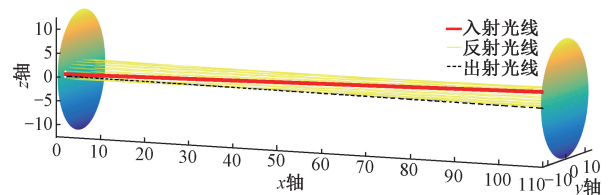


图 3 Herriott 型多通池的结构仿真

Fig. 3 The structural simulation diagram of Herriott Cell

图 4 所示为利用 MATLAB 对传统 Herriott 型多通池进行的光斑分布仿真。其中图 4(a)所示为左镜光斑分布,图 4(b)所示为右镜光斑分布。

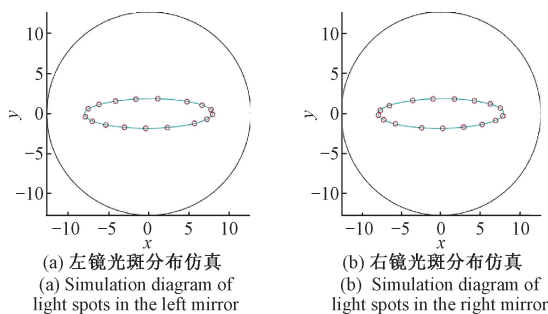


图 4 光斑分布仿真

Fig. 4 Simulation diagram of light spots

从图 4 中可以看出,两镜上均有 17 个反射点,即该多通池共反射 34 次,整体光斑呈标准椭圆,长轴为 18 mm,短轴为 4 mm,满足第 1 节所提出的设计要求。

## 3 系统搭建

### 3.1 实验装置

基于 Herriott 型多通池的 SERF 原子磁力仪实验装置结构如图 5 所示。碱金属铷原子放置在充满氮气和氦气的立方体气室内,其尺寸为 25 mm×25 mm×25 mm,气室安装在加热室中,无磁加热至适宜的工作温度以保证原子磁力仪正常工作,加热室放置在由三轴亥姆霍兹线圈组成的磁场补偿装置内。圆偏振泵浦光沿  $x$  轴方向极化气室内的碱金属原子,在  $y$  轴方向施加外磁场,使碱金属原子绕其做拉莫进动,此时  $z$  轴方向通过一束线偏振检测光,用以检测原子极化矢量的投影。检测光经过图 5 虚线框所示的系统,通过准直器及偏振片后入射至多通池内,多通池是由两个曲率半径均为 100 mm 的球面反射镜组成,检测光经多次反射后经过分束器,再由光电二极管将光信号转换为电信号进行信号采集,该系统放置在屏蔽筒内部。

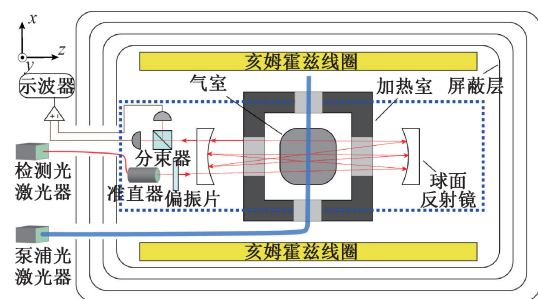


图 5 实验装置

Fig. 5 Diagram of experimental setup

### 3.2 无磁检测系统设计

如图 6 所示为图 5 蓝色虚线框所示的无磁系统设计。泵浦光射入屏蔽筒后经图 6 中直角棱镜反射后穿过气室。检测光采用光纤耦合的方式接入准直器内,光线经过偏振片后射入气室内进行多次反射。球面反射镜选取的是美国 Thorlabs 公司  $\phi 1$  英寸近红外宽带介质膜 (750~1 100 nm) 凹面镜,如图所示的反射镜镜架结构可以对反射镜进行二维调整,以确保两反射镜与气室处于共轴状态。出射光的光信号经过一个偏振分束器 (PBS) 后由光电二极管 (PD) 接收,PD 再接入屏蔽筒外的光电探测器进行数据采集。该系统中气室外壳为聚醚醚酮 (PEEK) 塑料,这种材料具有耐高温、易加工、高机械强度等优点,可满足 SERF 原子磁力仪的高温工作状态。其他零件均采用树脂材料,具有表面光滑、较高机械强度等优点,可满足本文研究所需的装配要求。

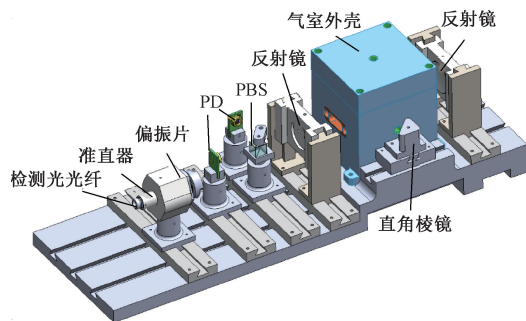


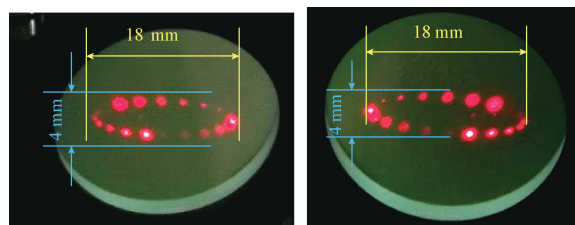
图 6 无磁检测系统设计

Fig. 6 Design of the magnetic free detecting system

## 4 实验性能分析

### 4.1 Herriott 型多通池的光斑轨迹

本节是依据第 3 节的仿真所进行的实验,将两个曲率半径为 200 mm、镜面直径为  $\phi 1$  英寸的凹球面反射镜共轴平行放置,其中一个反射镜在距离镜中心 8 mm 处开一个  $\phi 1.5$  mm 的小孔,调整两镜中心,使其距离为 110 mm,调节检测光入射角度,使光斑形状满足第 3 节的仿真曲线。图 7 所示为 Herriott 型多通池的光斑轨迹,其中图 7(a)所示为左镜光斑,图 7(b)所示为右镜光斑。



(a) 左镜光斑 (b) 右镜光斑  
(a) Light spots in the left mirror (b) Light spots in the right mirror

图 7 Herriott 型多通池光斑

Fig. 7 Light spots of Herriott multipass cell

从图 7 中可以看出,两镜面上均有 17 个反射点,即共反射 34 次,反射光斑基本呈标准椭圆形状,测量长轴长约为 18 mm,短轴长约为 4 mm,符合第 2 节的仿真分析。

#### 4.2 对比实验

针对上述分析及设计,本文对检测光单次通过气室的 SERF 原子磁力仪及检测光多次通过气室的 SERF 原子磁力仪进行对比实验。两种方式的原子气室均无磁加热至 170℃ 并保持不变,且检测光均采用光纤耦合方式进入气室,分别在 7、16 及 86 Hz 3 个频点处进行系统噪声灵敏度测试。

图 8 所示为检测光单次通过气室的 SERF 原子磁力仪在 7 Hz 处的噪声谱线。从图 8 中可以得知,SERF 原子磁力仪的输出信噪比约为 1 764,在频率 7 Hz 处给定输入信号 300 pT 时,可得该系统的灵敏度达 170 fT/Hz<sup>1/2</sup>。

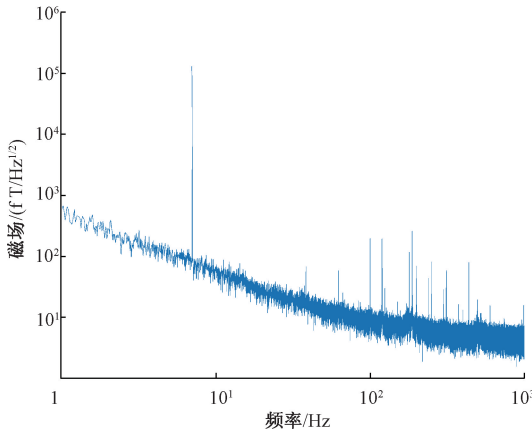


图 8 检测光单次通过气室的 SERF 原子磁力仪在 7 Hz 处的噪声谱线

Fig. 8 Noise spectrum diagram of SERF atomic magnetometer in 7 Hz that detecting light passes through the gas chamber single

图 9 所示为多通池 SERF 原子磁力仪在 7 Hz 处的噪声谱线。从图 9 可以得知,SERF 原子磁力仪的输出信噪比约为 2 954,在频率 7 Hz 处给定输入信号 100 pT 时,可得该系统的灵敏度达 33.85 fT/Hz<sup>1/2</sup>。

图 10 所示为检测光单次通过气室的 SERF 原子磁力仪在 16 Hz 处的噪声谱线。从图 10 可以得知,SERF 原子磁力仪的输出信噪比约为 1 775,在频率 16 Hz 处给定输入信号 300 pT 时,可得该系统的灵敏度达 169 fT/Hz<sup>1/2</sup>。

图 11 所示为多通池 SERF 原子磁力仪在 16 Hz 处的噪声谱线。从图 11 可以得知,SERF 原子磁力仪的输出信噪比约为 2 942,在频率 16 Hz 处给定输入信号 100 pT 时,可得该系统的灵敏度达 33.99 fT/Hz<sup>1/2</sup>。

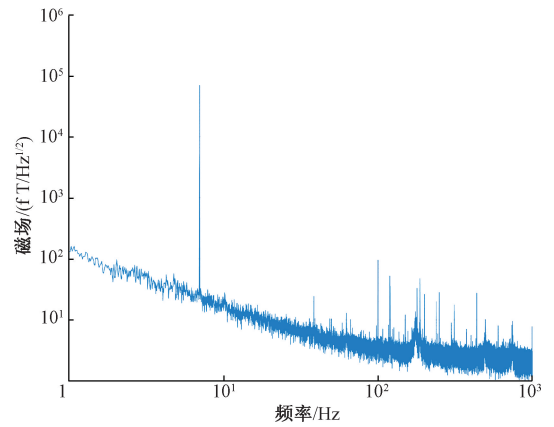


图 9 多通池 SERF 原子磁力仪在 7 Hz 处的噪声谱线  
Fig. 9 Noise spectrum diagram of SERF atomic magnetometer in 7 Hz based on multipass cell

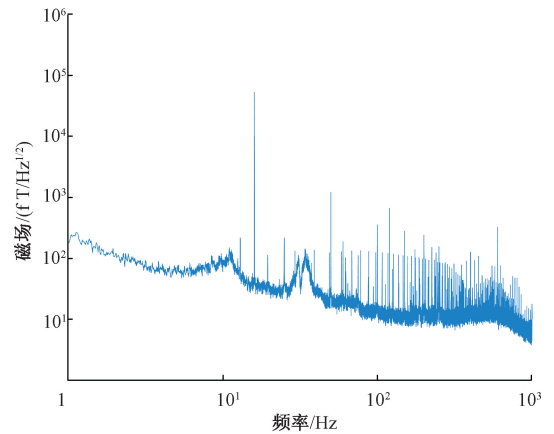


图 10 检测光单次通过气室的 SERF 原子磁力仪在 16 Hz 处的噪声谱线

Fig. 10 Noise spectrum diagram of SERF atomic magnetometer in 16 Hz that detecting light passes through the gas chamber single

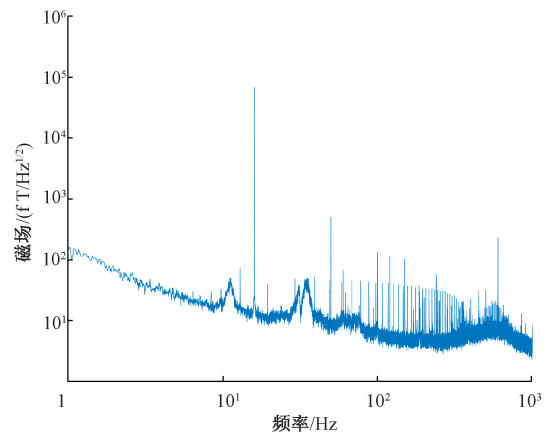


图 11 多通池 SERF 原子磁力仪在 16 Hz 处的噪声谱线  
Fig. 11 Noise spectrum diagram of SERF atomic magnetometer in 16 Hz based on multipass cell

图 12 所示为检测光单次通过气室的 SERF 原子磁力仪在 86 Hz 处的噪声谱线。从图 12 可以得知, SERF 原子磁力仪的输出信噪比约为 1 747, 在频率 86 Hz 处给定输入信号 300 pT 时, 可得该系统的灵敏度达  $171.72 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ 。

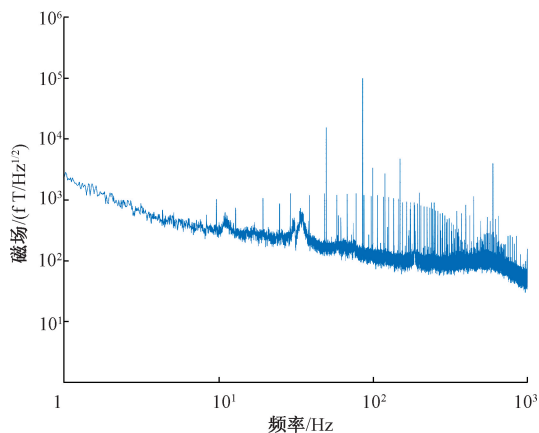


图 12 检测光单次通过气室的 SERF 原子磁力仪在 86 Hz 处的噪声谱线

Fig. 12 Noise spectrum diagram of SERF atomic magnetometer in 86 Hz that detecting light passes through the gas chamber single

图 13 所示为多通池 SERF 原子磁力仪在 86 Hz 处的噪声谱线。从图 13 可以得知, 该 SERF 原子磁力仪的输出信噪比约为 2 941, 在频率 86 Hz 处给定输入信号 100 pT 时, 可得该系统的灵敏度达  $34 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ 。

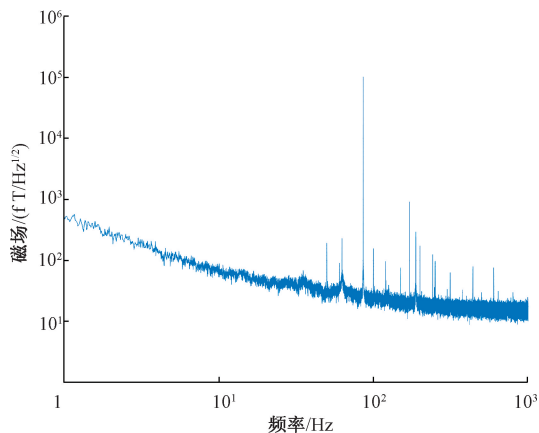


图 13 多通池 SERF 原子磁力仪在 86 Hz 处的噪声谱线

Fig. 13 Noise spectrum diagram of SERF atomic magnetometer in 86 Hz based on multipass cell

### 4.3 实验结果分析

从第 4.2 节所进行的两种方式的 3 组实验对比结果可以看出, 本文提出的多通池结构比单次直通结构的探测灵敏度低约 5.1 倍, 接近理论计算值(5.8)。本文提出的基于 Herriott 池的 SERF 原子磁力仪磁测水平与已有

高灵敏的 SERF 磁力仪磁测水平仍存在差距, 是由于检测光在经过气室进行多次反射时受到散射、折射等影响对检测光光强带来一定的直流噪声, 所以该系统磁测噪声比预期要大。同时, 由于受到屏蔽筒内空间尺寸、加热温度及面积等因素的影响, 只能将光电二极管及光纤准直器放置在屏蔽筒内部, 这就引入了噪声磁场, 使碱金属原子气室所处的磁场有一定的增加。

## 5 结 论

本文采用检测光在 SERF 原子磁力仪气室内多次反射的方法来增加检测光与泵浦光共同作用的光程, 以达到提高 SERF 原子磁力仪探测灵敏度的目的。本文提出 Herriott 型多通池技术与原子磁力仪相结合的方法, 将 Herriott 池放置在气室外部, 使检测光在气室内实现多次反射, 利用 3D 建模软件来设计 SERF 原子磁力仪屏蔽筒内的无磁系统模型, 装配调试后进行对比实验。通过对检测光单次通过气室与多次反射后通过气室这两种情况在不同频点的实验结果分析, 可得到检测光单次通过气室时的平均探测灵敏度约为  $170.24 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ ; 检测光进行多次反射时, 磁力仪平均灵敏度为  $33.95 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ 。由此可见, 该方法可以使 SERF 原子磁力仪的检测灵敏度明显提升。

基于 Herriott 池的 SERF 原子磁力仪磁测水平与已有高灵敏的 SERF 磁力仪磁测水平仍存在差距。后续工作可采用 F-P 积分腔替换掉 Herriott 多通池, 这样可以消除光在传播过程中因散射、折射带来的直流噪声, 解决增加光程带来的矛盾, 进一步提升原子磁力仪磁测水平。

## 参考文献

- [1] BISON G, WYNANDS R, WEIS A. A laser-pumped magnetometer for the mapping of human cardiomagnetic fields[J]. Applied Physics B, Lasers and Optics, 2003, 76(3):325-328.
- [2] SARMA B S P, VERMA B K, SATYANARAYANA S V. Magnetic mapping of Majhgawan diamond pipe of central India[J]. Geophysics, 1999, 64(6):1735-1739.
- [3] TRALSHAWALA N, CLAYCOMB J R, MILLER J H. Practical SQUID instrument for non-destructive testing[J]. Applied Physical Letters, 1997, 71(11):1573-1575.
- [4] STERNICKEL K, BRAGINSKI A I. Biomagnetism using SQUIDS: Status and perspectives [J]. Superconductor Science & Technology, 2006, 19(3): S160-S171.
- [5] MACKERT B M. Magnetoneurography: Theory and application to peripheral nerve disorders [J]. Clinical Neurophysiology, 2004, 115(12):2667-2676.

- [ 6 ] 张振宇,程德福,连明昌,等. 氦光泵磁力仪信号的分析与检测 [ J ]. 仪器仪表学报, 2011, 32 ( 12 ): 2656-2661.  
ZHANG ZH Y, CHENG D F, LIAN M CH, et al. Analysis and detection of signal of Helium-Optically pumped magnetometer [ J ]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2011, 32 ( 12 ): 2656-2661.
- [ 7 ] ALLRED J C, LYMAN R N, KORNACK T W, et al. High-sensitivity atomic magnetometer unaffected by spin-exchange relaxation [ J ]. Physical Review Letters, 2002, 89 ( 13 ): 130801.
- [ 8 ] DANG H B, MALOOF A C, ROMALIS M V. Ultrahigh sensitivity magnetic field and magnetization measurements with an atomic magnetometer [ J ]. Applied Physical Letters, 2010, 97 ( 15 ): 151110.
- [ 9 ] SELTZER S J. Developments in alkali-metal atomic magnetometer [ D ]. Princeton: Princeton University, 2008.
- [ 10 ] LI S, VACHASPATI P, SHENG D, et al. Optical rotation in excess of 100 rad generated by RB vapor in a multipass cell [ J ]. Physical Review A, 2011, 84 ( 6 ): 061403 ( R ).
- [ 11 ] SHENG D, LI S, DURAL N, et al. Sub-femtotesla scalar atomic magnetometer using multipass cells [ J ]. Physical Review Letters, 2013, 110 ( 16 ): 160802.
- [ 12 ] 金代圣. 提高原子磁力仪检测灵敏度的方法; CN 201810137929.7 [ P ]. 2018-06-29.  
JIN D SH. A method to improve the detection sensitivity of atomic magnetometer; CN201810137929.7 [ P ]. 2018-06-29.
- [ 13 ] 中国科学技术大学. 基于键合多反射腔的原子气室标准制作方法和原子磁力仪; CN201910580405. X [ P ]. 2019-08-30.  
UNIVERSITY OF SCIENCE AND TECHNOLOGY OF CHINA. Standard fabrication method of atomic gas chamber and atomic magnetometer based on bonded multireflection chamber; CN201910580405. X [ P ]. 2019-08-30.
- [ 14 ] 王言章,张雪,秦佳男,等. Bell-Bloom 型 SERF 原子磁力仪综述 [ J ]. 仪器仪表学报, 2016, 37 ( 12 ): 2648-2656.  
WANG Y ZH, ZHANG X, QIN J N, et al. Review of Bell-Bloom SERF atomic magnetometer [ J ]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2016, 37 ( 12 ): 2648-2656.
- [ 15 ] 孙伟民,刘双强,赵文辉. 光学原子磁力仪 [ M ]. 哈尔滨:哈尔滨工程大学出版社, 2015.  
SUN W M, LIU SH Q, ZHAO W H. Optical atomic magnetometer [ M ]. Harbin: Harbin Engineering University Press, 2015.
- [ 16 ] FANG J CH, LI R J, DUAN L H, et al. Study of the operation temperature in the spin-exchange relaxation free magnetometer [ J ]. Review of Scientific Instruments, 2015, 86 ( 7 ): 073116.
- [ 17 ] FANG J CH, WAN SH A, QIN J, et al. Spin-exchange relaxation-free magnetic gradiometer with dual-beam and closed-loop Faraday modulation [ J ]. Optical Society of America B, 2014, 31 ( 3 ), 512-516.
- [ 18 ] 陈伯韬,江敏,季云兰,等. 用于零场核磁共振探测的无自旋交换弛豫原子磁力仪 [ J ]. 中国激光, 2017, 44 ( 10 ): 118-128.  
CHEN B T, JIANG M, JI Y L, et al. A spin exchange relaxation atomic magnetometer for zero-field NMR detection [ J ]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44 ( 10 ): 118-128.
- [ 19 ] HERRIOTT D, KOGELNIK H, KOMPFFNER R. Off-Axis paths in spherical mirror interferometers [ J ]. Applied Optics, 1964, 3 ( 4 ): 523-526.
- [ 20 ] ALTMANN J, BAUMGART R, WEITKAMP C. Two-mirror multipass absorption cell [ J ]. Applied Optics, 1981, 20 ( 6 ): 995-999.
- [ 21 ] DONG M, ZHENG CH T, ZHANG Y, et al. Herriott Cell Design with minimum volume and multiple reflection rings for infrared gas sensing [ J ]. IEEE Photonics Technology Letters, 2019, 31 ( 7 ): 541-544.

## 作者简介



王言章(通信作者), 2002年、2005年和2010年于吉林大学分别获得学士、硕士和博士学位, 现为吉林大学教授, 主要研究方向为弱磁传感器、地球信息探测仪器。

E-mail: yanzhang@jlu.edu.cn



**Wang Yanzhang** (Corresponding author) received his B. Sc., M. Sc. and Ph. D. degrees all from Jilin University in 2002, 2005 and 2010, respectively. He is currently a professor at Jilin University. His main research interests include weak magnetic sensor and geo-information detecting apparatus.

梁檬, 2016年于成都信息工程大学获得学士学位, 现为吉林大学硕士研究生, 主要研究方向为原子磁力仪。

E-mail: liangmeng17@mails.jlu.edu.cn

**Liang Meng** received her B. Sc. degree from Chengdu University of Information Technology in 2016. She is currently a M. Sc. candidate at Jilin University. Her main research interest includes atomic magnetometer.