

DOI: 10.19650/j.cnki.cjsi.J2514781

# 基于脉冲光泵浦的单光束 SERF 原子磁强计研究\*

闫一凡<sup>1,2</sup>, 刘泽华<sup>1,2</sup>, 陆吉玺<sup>1,2</sup>

(1. 北京航空航天大学仪器科学与光电工程学院 北京 100191; 2. 北京航空航天大学大科学装置研究院 北京 100191)

**摘要:**在单光束无自旋交换弛豫 (SERF) 原子磁强计中,由于原子对光的强烈吸收作用导致气室内极化不均匀,降低磁强计性能。受限于单光束构型的紧凑体积,极化均匀性提升较困难。针对该问题,提出一种脉冲光泵浦单光束 SERF 原子磁强计,用短时间、大功率的泵浦光代替稳态泵浦光,在保持单光束 SERF 磁强计原有构型基础上,抑制由于光吸收造成的极化梯度。基于偏置磁场辅助模式建立了脉冲光泵浦条件下单光束磁强计的动力学模型和响应信号模型,利用模型求解并证明了增大泵浦光功率有益于极化均匀性提升。从磁强计响应与光电探测器散粒噪声角度,求解信噪比最大时的最佳脉冲占空比为 37%,与占空比为 50% 的情形信噪比接近。针对单光束构型紧凑性的特点,基于 1×2 光纤化光开关搭建了小型化验证装置,实验采用 50% 占空比从而可分时驱动两台磁强计,且保持信噪比几乎不下降。在 50% 占空比的脉冲光泵浦实验条件下,在 3 mm 方形铷-87 原子气室中,使磁强计响应最强的最佳泵浦光功率从稳态时的 0.9 mW 提升至 1.7 mW。用光透过气室的平均极化率与入射位置处极化率比值表征极化均匀性,相应极化均匀性提升 46%,磁场测量灵敏度从 14 fT/Hz<sup>1/2</sup> 提升至 12 fT/Hz<sup>1/2</sup>。所提方法有望提升阵列式、集成化的极弱磁场测量装备的灵敏度,应用于高性能心磁图仪和脑磁图仪中。

**关键词:** 原子磁强计; 无自旋交换弛豫; 脉冲光泵浦; 单光束; 光开关

**中图分类号:** TH89 **文献标识码:** A **国家标准学科分类代码:** 510.8040

## Research on single-beam SERF atomic magnetometer based on pulsed optical pumping

Yan Yifan<sup>1,2</sup>, Liu Zehua<sup>1,2</sup>, Lu Jixi<sup>1,2</sup>

(1. School of Instrumentation and Optoelectronic Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China;

2. Research Institute of Large Scientific Installations, Beihang University, Beijing 100191, China)

**Abstract:** In single-beam spin-exchange relaxation-free (SERF) atomic magnetometers, strong optical absorption induces pronounced polarization nonuniformity in the vapor cell, degrading the magnetometer performance, while the compact configuration hinders further improvement of the polarization uniformity. To address this issue, a pulsed optical pumping scheme for single-beam SERF atomic magnetometers is proposed, in which short-duration, high-power pump pulses are employed to replace continuous-wave pumping. This approach suppresses absorption-induced polarization gradients while preserving the single-beam SERF architecture. Based on a bias-field-assisted mode, we established dynamic and response signal models for the magnetometer under pulsed pumping. Analytical solutions of the models demonstrate that increasing pump power is beneficial for enhancing polarization uniformity. By considering both the magnetometer response and the photodetector shot noise, the optimal duty cycle maximizing the signal-to-noise ratio was theoretically determined to be 37%, which is close to that at 50%. Accommodating the compactness of the single-beam configuration, a miniaturized prototype based on a 1×2 fiber-optic switch was implemented, and a 50% duty cycle was adopted to enable time-division multiplexing of two magnetometers with nearly unchanged signal-to-noise ratio. Experimental results showed that under 50% duty-cycle pulsed pumping, the optimal pump power for maximum magnetometer response in a 3 mm <sup>87</sup>Rb vapor cell increased from 0.9 mW (steady-state pumping) to 1.7 mW. With the polarization uniformity defined as the ratio of the average polarization over the cell volume to that at the beam entrance, the uniformity was improved by 46%, leading to an enhancement in magnetic field sensitivity from 14 fT/Hz<sup>1/2</sup> to 12 fT/Hz<sup>1/2</sup>.

收稿日期: 2025-12-16 Received Date: 2025-12-16

\* 基金项目: 国家自然科学基金 (624B2012, 62473018) 项目资助

The proposed method enables sensitivity enhancement in arrayed and integrated ultra-weak magnetic field sensors, with potential applications in high-performance magnetocardiography and magnetoencephalography.

**Keywords:** atomic magnetometer; spin exchange relaxation free; pulsed optical pumping; single beam; optical switch

## 0 引言

原子磁强计作为一种灵敏的磁场测量仪器,在地磁场检测<sup>[1]</sup>、地质和考古勘探<sup>[2]</sup>、前沿物理学探索<sup>[3]</sup>、生物磁场成像<sup>[4]</sup>等领域发挥着重要作用。特别地,无自旋交换弛豫 (spin-exchange relaxation-free, SERF) 原子磁强计通过高原子数密度和极弱磁场环境大幅度抑制碱金属原子之间的自旋交换碰撞弛豫,已经实现了亚  $\text{fT}/\text{Hz}^{1/2}$  的磁场测量灵敏度<sup>[5]</sup>。近年来, SERF 原子磁强计集成化、小型化技术快速发展,利用小型化 SERF 原子磁强计构成的测量阵列因具备高灵敏度、无需液氮低温制冷和可移动测试等优势<sup>[6]</sup>,被认为是继量子超导干涉装置 (superconducting quantum interference device, SQUID) 之后的新一代心磁图仪及磁脑图仪装备的有效方案,在心脏疾病诊断、脑科学研究<sup>[7-8]</sup>等领域展现出广泛的应用前景。

在阵列化的 SERF 原子磁强计中,为进一步缩小探头体积,通常采用一束含有自旋角动量的泵浦激光同时完成泵浦和检测过程,因此这类磁强计被称为单光束 SERF 原子磁强计<sup>[9]</sup>。典型的方案是采用稳态的共振圆偏振泵浦光极化处于 SERF 态的碱金属原子,利用光电探测器检测原子吸收的泵浦光功率表征磁场信息<sup>[10]</sup>。原子与泵浦光作用过程中,泵浦光主要通过影响泵浦率和极化非均匀性两个因素影响磁强计的灵敏度。现有研究分析了不同气室尺寸<sup>[11]</sup>、碱金属原子数密度<sup>[12]</sup>、缓冲气体压强<sup>[13]</sup>、磁场引起的弛豫<sup>[14]</sup>条件下泵浦率与磁强计响应信号的关系,从不同角度证明了存在最佳的平均泵浦率使得磁强计响应最强。在此基础上, Ito 等<sup>[15]</sup>提出高密度原子的强烈光吸收导致原子极化非均匀性,引起磁强计性能下降。因此在保证平均泵浦率最优前提下,有必要抑制极化梯度,其提出多种碱金属原子混合光泵浦的解决方法。Peng 等<sup>[16]</sup>提出使用反向传播光泵浦技术有助于缓解极化梯度,配合差分检测技术提升了测量灵敏度。Pei 等<sup>[17]</sup>在钾-铷-氩混合原子共磁计中使用调制泵浦光照射碱金属原子,在共磁计中验证了提高泵浦光功率有益于极化均匀性的提升。然而,以上方法均针对泵浦-检测的双光束构型,系统结构较为复杂。此外,单光束 SERF 原子磁强计在检测过程中,光电探测器的信噪比随着泵浦光功率的增大而提升<sup>[18]</sup>,现有研究缺乏对磁强计极化率和检测信噪比的综合考虑。综合分析,考虑到单光束结构紧凑性的要求,针对单光束

SERF 原子磁强计的原子极化均匀性提升方法仍存在不足。

为了解决上述问题,提出一种基于脉冲光泵浦的单光束 SERF 原子磁强计新型构型。该方案通过将原子极化所需能量以脉冲形式快速传递给原子,从而在保证平均泵浦率不变的前提下显著提高泵浦光功率,提升极化均匀性同时提升检测信噪比。在直流偏置磁场辅助下<sup>[19]</sup>,利用光纤化的光开关作为光调制器件,搭建了脉冲激光泵浦的小型化单光束 SERF 原子磁强计测试系统。所提方法为提升心磁图、磁脑图仪装置性能提供支撑。

## 1 理论分析

### 1.1 单光束 SERF 原子磁强计原理分析

单光束 SERF 原子磁强计的原理示意图如图 1 所示。其通常采用稳态的、共振的圆偏振激光作为泵浦光束,在泵浦光束的极化作用下,碱金属原子电子自旋形成宏观指向。在外部磁场的作用下,极化后的电子自旋经历拉莫尔进动,导致电子极化率发生变化。这一变化通过透过碱金属气室的泵浦光束功率变化反映出来,并被光电探测器测量。

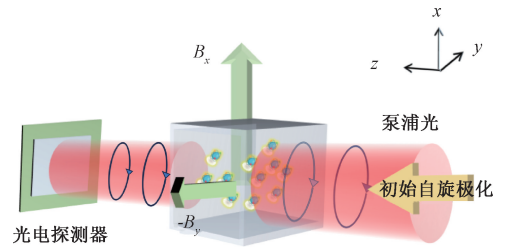


图 1 典型的单光束 SERF 原子磁强计的原理示意图  
Fig. 1 A schematic diagram of the single-beam SERF atomic magnetometer

在上述过程中,高原子数密度的气室强烈吸收泵浦激光,从而在气室内沿着泵浦光传播方向产生光功率分布梯度。由于泵浦率与泵浦光功率直接相关,因此光功率梯度在气室内部会引起泵浦率的不均匀分布,其理论描述为:

$$\begin{cases} R_{\text{OP}}(z, I_0) = R_{\text{REL}} W \left[ \frac{R_{\text{OP}}(0, I_0)}{R_{\text{REL}}} \exp \left( \frac{R_{\text{OP}}(0, I_0)}{R_{\text{REL}}} - n\sigma z \right) \right] \\ \overline{R_{\text{OP}}(I_0)} = \frac{1}{L} \int_{z \in [0, L]} R_{\text{OP}}(z, I_0) dz \end{cases} \quad (1)$$

式中:  $R_{OP}(z, I_0)$  为光泵浦率, 下标 OP 表示光泵浦;  $z$  为光传播的距离变量;  $I_0$  为入射到气室前的激光功率密度;  $R_{REL}$  为弛豫率, 下标 REL 表示弛豫;  $W$  表示朗伯函数;  $n$  为碱金属原子数密度;  $\overline{R_{OP}}$  为平均泵浦率;  $L$  为气室长度;  $\sigma$  为气室的光吸收截面积。激光入射位置处的光泵浦率为  $R_{OP}(0, I_0) = I_0 \sigma / h\nu_0$ ,  $\nu_0$  为碱金属原子 D1 线跃迁频率,  $h$  为普朗克常数。

在磁场中电子自旋极化的演化动态可以用 Bloch 方程进行描述<sup>[20]</sup>, 即:

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = \frac{1}{q} (\gamma_e \mathbf{P} \times \mathbf{B} + \overline{R_{OP}}(s - \mathbf{P}) - R_{REL} \mathbf{P}) \quad (2)$$

式中:  $\mathbf{P} = (P_x, P_y, P_z)$  为电子自旋极化矢量;  $t$  为时间变量;  $\mathbf{B} = (B_x, B_y, B_z)$  为碱金属原子所感受到的磁场矢量;  $q$  为由于超精细相互作用引起的核减速因子;  $\gamma_e$  为电子旋磁比;  $s$  为光子的自旋角动量,  $|s| = 1$ , 其方向与泵浦光传播方向平行。

当外部磁场变化较慢时, 认为磁强计工作在准静态条件下。此时式(2)左侧的时变项可近似为 0, 此时可得到式(2)的解为:

$$\begin{cases} P_x = \frac{P_0}{\Gamma^2 + \gamma_e^2 |\mathbf{B}|^2} (\Gamma \gamma_e B_y + \gamma_e^2 B_x B_z) \\ P_y = \frac{P_0}{\Gamma^2 + \gamma_e^2 |\mathbf{B}|^2} (-\Gamma \gamma_e B_x + \gamma_e^2 B_y B_z) \\ P_z = \frac{P_0}{\Gamma^2 + \gamma_e^2 |\mathbf{B}|^2} (\Gamma^2 + \gamma_e^2 B_z^2) \end{cases} \quad (3)$$

式中:  $P_0 = \overline{R_{OP}} / (\overline{R_{OP}} + R_{REL})$  为初始电子极化率, 方向为  $z$  向;  $\Gamma = \overline{R_{OP}} + R_{REL}$  为电子的横向弛豫率。

根据式(1)中  $R_{OP}(z, I_0)$  沿  $z$  轴方向分布的不均匀性致电子极化率具有不均匀性。考虑电子极化不均匀性的极化率为  $P_z(z, I_0) = R_{OP}(z, I_0) / (R_{OP}(z, I_0) + R_{REL})$ , 极化率的平均值计算为:  $\overline{P_z(I_0)} = \int_{z \in [0, L]} P_z(z, I_0) / L dz$ 。

如图 1 中所示的探测过程, 光电探测器敏感到的是  $z$  方向的极化率  $P_z$  变化。在测量待测磁场前, 需要运行三轴磁补偿技术将原子感受到的磁场归零。此时原子磁强计的输出响应最大, 但是对磁场变化的敏感度不高。为了提高测量信噪比, 在待测磁场  $B_{x0}$  所在方向 ( $x$  轴方向) 施加一个直流偏置磁场  $B_{OS}$ , 使其工作在直流偏置模式下<sup>[21]</sup>, 下标 OS 表示偏置。所施加的偏置磁场满足  $B_{OS} \gg B_{x0}$ , 因此在  $B_x = B_{OS}$  处进行泰勒展开可以得到  $P_z$  与  $B_{x0}$  的关系为:

$$P_z \approx \Gamma^2 P_0 \left( \frac{1}{\Gamma^2 + \gamma_e^2 B_{OS}^2} - \frac{2\gamma_e^2 B_{OS}}{(\Gamma^2 + \gamma_e^2 B_{OS}^2)^2} B_{x0} \right) \quad (4)$$

为了最大化  $P_z$  对  $B_{x0}$  的敏感程度, 需要对式(4)中泰勒展开的一阶项求取导数。  $P_z$  对  $B_{x0}$  的敏感性计算为:

$$\frac{\partial P_z}{\partial B_{x0}} = \frac{8\gamma_e^4 \Gamma^2 P_0 B_{OS}^2}{(\Gamma^2 + \gamma_e^2 B_{OS}^2)^3} - \frac{2\gamma_e^2 \Gamma^2 P_0}{(\Gamma^2 + \gamma_e^2 B_{OS}^2)^2} \quad (5)$$

当偏置磁场满足条件  $\gamma_e B_{OS} = \Gamma / \sqrt{3}$  时,  $P_z$  对待测磁场  $B_{x0}$  的变化最为敏感。将此条件代入到式(4)中, 得到此时原子磁强计的输出方程为:

$$V \propto KI_0 n L \sigma \frac{-3\sqrt{3} \overline{R_{OP}}}{8(\overline{R_{OP}} + R_{REL})^2} \gamma_e B_{x0} \quad (6)$$

式中:  $V$  为原子磁强计的输出电压;  $K$  为光电探测器将光电流转换成电压的转化系数。通常将  $V$  作为磁强计的响应信号。

根据式(6)可以看出, 为了最大化响应信号  $V$  对待测磁场的敏感性, 要求  $\overline{R_{OP}} = R_{REL}$ , 此即单光束 SERF 原子磁强计中的平均泵浦率的最优条件。对于给定气室尺寸、碱金属源、缓冲气体源、气室温度和气体压强的气室来说,  $R_{REL}$  通常可以被视为恒定值。

## 1.2 脉冲光泵浦单光束 SERF 原子磁强计

在单光束 SERF 原子磁强计中, 一方面平均泵浦率以式(6)中给出的关系直接影响响应信号的强度, 另一方面由于泵浦光的吸收作用, 泵浦光的光功率分布导致了电子极化不均匀, 从而作为噪声因素降低磁强计的性能。根据朗伯函数在自变量大于零时的变化规律和式(1)的理论模型可以看出, 当入射的泵浦激光功率越大, 泵浦率在气室内的分布不均匀性越小, 同时平均泵浦率越接近  $z=0$  位置的单点泵浦率。因此, 提高光功率密度能够缓解气室内的极化梯度。

除了上述因素, 使用光电探测器进行检测时, 光电探测器自身存在暗电流等噪声因素。然而磁强计响应强度与泵浦光功率密度  $I$  成正比, 而探测器自身散粒噪声与  $I^{-1/2}$  成正比, 因此即使随着入射光功率的增加探测器散粒噪声增加, 但是总体信噪比仍然提升<sup>[22]</sup>。综合考虑极化因素和探测信噪比, 要求泵浦光功率能够尽可能增大。然而, 根据式(6)给出的关系, 过高的光功率会破坏  $\overline{R_{OP}} = R_{REL}$  这一响应信号最强的泵浦率条件, 从而造成灵敏度损失。因此在传统的稳态光泵浦方式的磁强计综合性能难以进一步提升。

为了解决上述矛盾, 提出一种基于脉冲泵浦光的单光束 SERF 原子磁强计构型。该构型将极化原子所需的平均能量以脉冲的形式释放出来, 在与稳态泵浦光具有相同平均泵浦率前提下, 光功率大小可以显著提高。从而在单光束 SERF 原子磁强计中, 既满足了  $\overline{R_{OP}} = R_{REL}$  的能量要求, 又实现了极化均匀性提升和探

测器信噪比提升。在脉冲光束的作用下,磁强计的输出信号转换为交流信号,通过锁相放大技术可以从解调出待测磁场信息。从而达到隔离低频电噪声的目的。基于脉冲光泵浦的单光束 SERF 原子磁强计的原理示意图如图 2 所示。

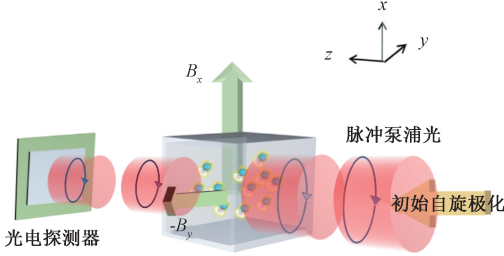


图 2 脉冲光泵浦单光束 SERF 原子磁强计原理

Fig. 2 A schematic diagram of the pulsed optical pumped single-beam SERF atomic magnetometer

脉冲形式的泵浦光束的激光功率不再是时不变的,此时原子感受到的泵浦光功率密度用傅里叶展开表示为:

$$I_{OP}(t) = \beta I_M + \frac{2I_M}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin(\beta k \pi)}{k} \cos(k \omega t) \quad (7)$$

式中: $t$ 为时间; $\beta$ 为脉冲宽度; $\omega$ 为脉冲的角频率; $I_M$ 为脉冲泵浦光的峰值功率密度; $k$ 为调制谐波阶数。

将式(7)代入到式(1)中,可以得脉冲泵浦光束作用下,泵浦率随时间、空间变化的函数表示为  $R_{MOP}(z, I_M, t) = R_{OP}(z, I_{OP}(t))$ ,  $R_{MOP}(z, I_M, t)$ 为脉冲光调制下的光泵浦率,下标表示调制光泵浦,其是时间  $t$  的函数。 $R_{MOP}(z, I_M, t)$ 中起主导作用的是基频分量和直流分量。对该函数进行时间、空间积分得到脉冲周期内气室的平均泵浦率,即:

$$\begin{cases} \overline{R_{MOP}(z, I_M)} = \frac{1}{2\pi\omega} \int_0^{2\pi\omega} R_{MOP}(z, I_M, t) dt \\ \overline{R_{MOP}(I_M)} = \frac{1}{L} \int_{z \in [0, L]} R_{MOP}(z, I_M) dz \end{cases} \quad (8)$$

式中: $\overline{R_{MOP}(z, I_M)}$ 为一个脉冲周期内的光泵浦率随光传播距离的变化函数; $\overline{R_{MOP}(I_M)}$ 为一个脉冲周期内的平均光泵浦率。

在考虑泵浦效果时采用平均值,因为所测量的信号考察的是泵浦的平均作用效果。考虑极化率时用瞬时值计算,因为极化发生在光与原子相互作用过程。脉冲情形下,将  $I_M$  代入式(1),不均匀的极化率描述为: $P_z(z, I_M) = R_{OP}(z, I_M) / (R_{OP}(z, I_M) + R_{REL})$ ,极化率的平均值定义与稳态情形同理。定义泵浦光透过气室的宏观极化均匀性: $\Delta P_z = \overline{P_z(I)} / P_z(z=0, I)$ ,即气室内的平均极化率与入射极化率的比值,该数值越大说明气室整体极

化均匀, $I$ 为泵浦光功率密度,当稳态光泵浦时  $I = I_0$ ,脉冲情形下  $I = I_M$ 。

在脉冲泵浦光的作用下,原子磁强计的输出方程随着泵浦光的调制而转化为交流信号。为了隔离低频电噪声,选择基频分量作为观测信号,其表达式为:

$$\begin{aligned} V_{M-1st}(t) &\propto KnL\sigma \cdot \\ &- 3\sqrt{3} \sin(\beta\pi) I_M \overline{R_{MOP}(I_M)} \\ &\frac{\gamma_e B_{x0} \cos(\omega t)}{4\pi (\overline{R_{MOP}(I_M)} + R_{REL})^2} \end{aligned} \quad (9)$$

式中: $V_{M-1st}$ 为脉冲光泵浦下原子磁强计基频分量的输出电压,下标 M-1st 表示调制信号的基频分量。使用锁相放大技术对式(9)中的电信号进行解调,可以得出输出电压  $V_{M-1st}$  与待测磁场  $B_{x0}$  成正比,此时选取  $V_{M-1st}$  作为脉冲光泵浦条件下的磁强计响应信号。

在脉冲光泵浦模式下,从式(9)可以看出,含时平均泵浦率满足  $\overline{R_{MOP}(I_M)} = R_{REL}$  这一最优条件时,磁强计的响应信号最强。这一条件与稳态泵浦光条件下类似,区别在于泵浦所需的能量不再是连续输出的,而是以脉冲的形式传递给原子。响应信号最强时,在尺寸较小的气室中,忽略泵浦率随泵浦光传播距离变化的条件下,将平均泵浦率估计为  $z=0$  位置处的泵浦率,脉冲光束的占空比和光功率应满足式(10),即:

$$\overline{R_{MOP}(I_M)} \approx \frac{\beta I_M \sigma}{h\nu_0} = R_{REL} \quad (10)$$

对比式(1)和(10)导出的结果可以看出,脉冲光泵浦条件下与稳态光泵浦条件下的泵浦率相等时(均等于  $R_{REL}$ ),脉冲光泵浦模式提供的最大泵浦光功率约是稳态模式下的  $1/\beta$  倍( $\beta < 1$ )。磁强计的性能是极化均匀性、信号强度、探测噪声的综合结果,将式(10)代入式(9)中,同时考虑光电探测器的测量信噪比正比于所探测的光功率的二分之一次方,因此光电探测器测量信噪比可以相应的提升约  $\beta^{-1/2}$  倍,定义测量信号的信噪比(signal-to-noise ratio, SNR),则  $SNR \propto \sin(\beta\pi) / (\sqrt{\beta}\pi)$ 。根据 SNR 与  $\beta$  的函数关系, $\beta \approx 0.37$  时 SNR 取得最大值,是  $\beta = 0.5$  时的  $1.06 \approx 1$  倍。考虑到  $\beta = 0.5$  兼容使用  $1 \times 2$  光开关驱动两个传感器,同时 SNR 几乎不变,因此可以采用 50% 占空比。开关频率的设置需要大于原子弛豫率从而让原子在相干时间内能够被多次极化。

## 2 实验验证

为验证所提方法,搭建的基于脉冲光泵浦技术的小型化单光束 SERF 原子磁强计测试系统的原理示意图和实物图分别如图 3 和 4 所示。

碱金属原子气室选择了边长为 3 mm 的方形气室以满足小型化的设计需求。气室内封装有一滴单质



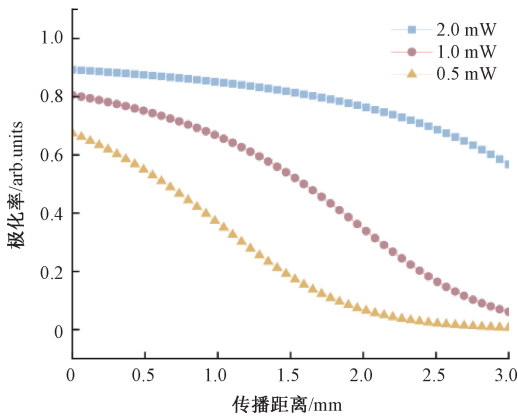


图6 不同泵浦光功率条件下 SERF 原子磁强计纵向极化率在气室内的分布

Fig. 6 Distribution of longitudinal polarization in the vapor cell of the SERF atomic magnetometer under different pump powers

数值结果表明,泵浦光功率为 0.5 mW 时  $z=0$  位置处的极化率为 0.67,极化率梯度为 0.21 /mm,而泵浦光功率为 2 mW 时, $z=0$  位置处的极化率为 0.89,极化率梯度为 0.032 /mm,极化率梯度下降约 85%。在 0.5 和 2.0 mW 时计算式(8)给出的极化均匀性  $\Delta P_z$  分别为 0.36 和 0.86。这一点可以从原子对泵浦光的吸收过程进行说明,当泵浦光功率增强时,泵浦光沿着传播路径的衰减在总功率中的占比减小。仿真实验验证了提升泵浦光功率有助于提升极化均匀性。

上述仿真实验反映了在单光束 SERF 原子磁强计中存在的,泵浦光功率受到最佳平均泵浦率限制难以显著增加,从而限制了极化均匀性提升的矛盾。因此对提出的基于脉冲光泵浦的单光束 SERF 原子磁强计进行方法有效性验证。利用信号发生器产生一个占空比为 50%,峰值为 5 V 的脉冲信号,施加于所使用的光开关。本实验中采用的气室弛豫率小于  $2\ 000\ \text{s}^{-1}$ ,实验上选择了 10 kHz 作为脉冲频率以快于原子弛豫时间。

测试时,首先在  $x$  轴方向施加了一个频率为 20 Hz,有效值大小为 100 pT 的特征标定磁场  $B_{x0} \sin(2\pi \times 20t)$  ( $t$  为时间),将其作为实验中使用的待测磁场。打开脉冲激光激励,观察到磁强计的响应时域信号呈现载波形式,20 Hz 标定磁场为 10 kHz 高频调制信号的包络,如图 7 所示。这一信号形式兼容于锁相放大技术,从而能够在测量结果中隔离低频电噪声。

在脉冲泵浦光作用下,利用锁相放大技术可以将标定磁场信息从时域信号中提取出来。根据式(5)和(6)可以看出,存在最佳的偏置磁场  $B_{0s}$  使得纵向极化率对待测磁场的敏感性最强。为了在实验中确定这一参数,从而最优化测量效果,在脉冲光泵浦条件下,在  $x$  轴方向从 0 nT 到 27 nT 扫描了  $B_{0s}$  值,扫描的同时记录不同

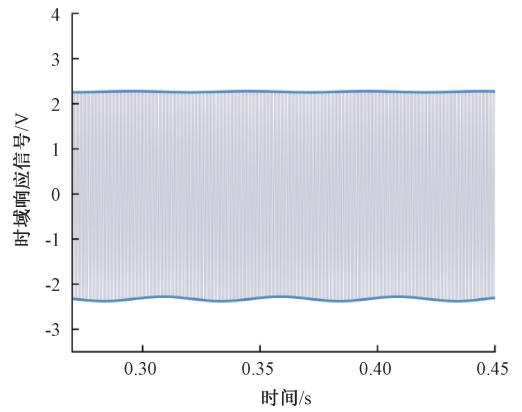


图7 脉冲泵浦光作用下 SERF 磁强计的响应时域信号

Fig. 7 Time-domain response signal of the SERF magnetometer to pulsed pump light

$B_{0s}$  值下磁强计对  $B_{x0} \sin(2\pi \times 20t)$  响应强度的峰峰值,如图 8 所示。可以看出在 11.5 nT 附近时,磁强计响应最强,因此在实验中使用该参数进行测量。根据式(5)理论估计的  $B_{0s}$  最优值约为 10 nT,与实验结果相接近。

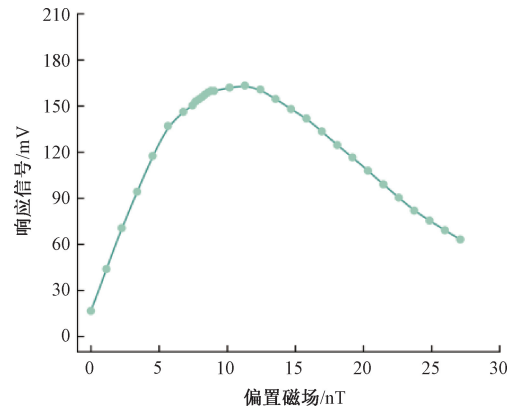


图8 不同偏置磁场条件下磁强计的响应信号

Fig. 8 Response signals of magnetometer under different bias magnetic field conditions

根据式(10),在脉冲泵浦光条件下,最优的泵浦光功率相较于稳态光泵浦时有所提升。因此对比了在稳态泵浦光和脉冲泵浦光作用下,磁强计的响应信号随泵浦激光功率的变化关系,如图 9(a)和(b)所示。在稳态条件下,从 0.3 mW 到 1.5 mW 变化泵浦光功率,观察到大约在 0.9 mW 位置处,磁强计响应最强。在脉冲光泵浦情形下,从 1 mW 到 2.5 mW 实验中测量数据,根据式(8)使用洛伦兹线性进行拟合以确定最佳的泵浦光功率。可以看出脉冲光泵浦条件下,由于泵浦光的能量密度下降,因此原有的 0.9 mW 的泵浦激光功率不是最优值。最佳的泵浦光功率大约在 1.7 mW 出现。由于脉冲的占空比为 50%,因此对光功率的提升作用预期约为

2倍,实验结果符合预期。根据式(1)和(8)进行数值计算,得到 $z=0$ 位置处的极化率梯度从稳态情况下的 $0.119/\text{mm}$ 下降至 $0.049/\text{mm}$ ,从而得到 $z=0$ 位置极化率梯度下降约59%,气室极化均匀性 $\Delta P_z$ 从0.553提升至0.805,提升约46%。由于光电探测器的测量信噪比正比于所探测的光功率的二分之一方,因此光功率提升约2倍使得光电探测器测量信噪比可以相应的提升约1.4倍。

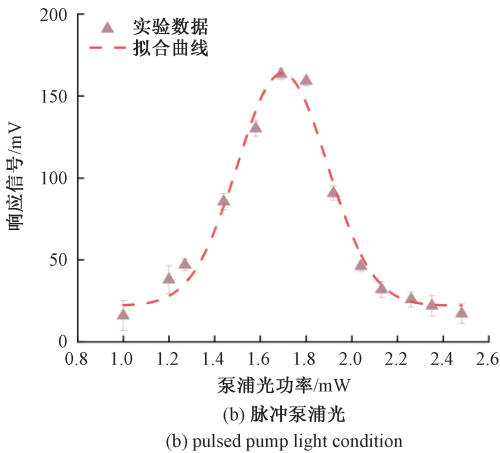
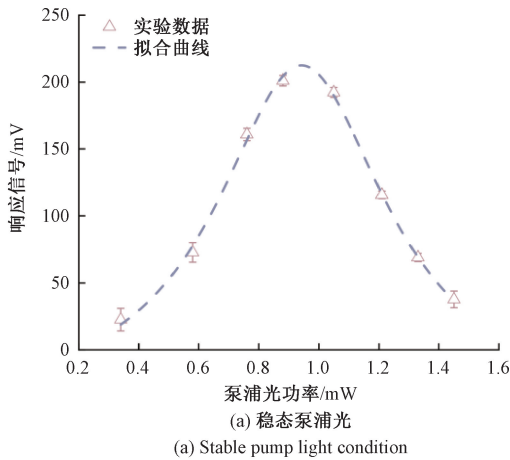


图9 泵浦光功率对磁强计响应信号影响  
Fig. 9 Effect of pump light power on magnetometer response signal

在1.7 mW泵浦光功率的实验条件下,测试了脉冲光泵浦单光束SERF磁强计的性能表现,如图10和11所示。在SERF磁强计中,灵敏度与带宽是主要关注指标,对上述指标进行了实验测试。测试频率响应时在 $x$ 轴方向施加一个有效值为100 pT、频率从1 Hz到300 Hz变化的交流磁场,记录每一个频率条件下磁强计的响应信号。对测量得到的响应信号随频率的变化曲线用低通滤波器的函数形拟合,得到磁强计的频率响应曲线。对该曲线归一化后可以看出磁强计的-3 dB带宽约为80 Hz,这是

锁相放大器与磁强计频率响应共同作用的结果,如图10所示。

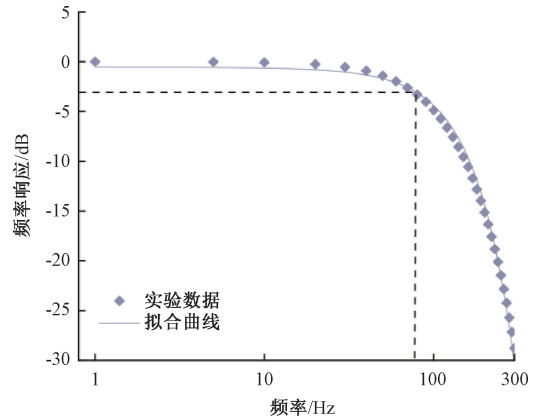


图10 基于脉冲光泵浦的单光束SERF原子磁强计频率响应  
Fig. 10 Frequency response of single-beam SERF atomic magnetometer based on pulsed optical pumping

灵敏度测试采用了功率谱密度的评价方式,即测量磁强计的响应信号并进行噪声谱分析得到测量灵敏度。在实验中,将标定磁场固定为30 Hz、有效值100 pT的交流磁场,利用数据采集卡采集30 s磁强计的输出信号。随后对采集到的磁强计信号进行功率谱分析,并将分析结果频率响应曲线的拟合曲线相除,得到磁强计的噪声谱密度。测试基于脉冲光泵浦的单光束SERF原子磁强计的测量灵敏度从稳态光泵浦条件下的 $14 \text{ fT}/\text{Hz}^{1/2}$ 提升为 $12 \text{ fT}/\text{Hz}^{1/2}$ ,两种模式中磁强计均工作在各自的最优光功率下,如图11所示。

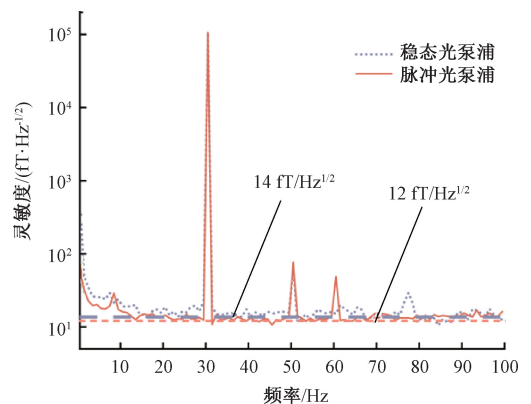


图11 基于脉冲光泵浦的单光束SERF原子磁强计灵敏度  
Fig. 11 Sensitivity test results of single-beam SERF atomic magnetometer based on pulsed optical pumping

### 3 结 论

本研究综合考虑了单光束SERF原子磁强计的泵浦

和检测过程,从泵浦光功率同时影响泵浦率、极化均匀性和检测信噪比等约束条件出发,研究了一种基于脉冲光泵浦的单光束 SERF 原子磁强计。通过将泵浦激光从传统的直流光束转换为脉冲光束,在保证泵浦率等于弛豫率这一磁强计响应强度最强的前提下,提升了泵浦光功率从而提升极化均匀性和检测信噪比。理论分析了该构型下原子磁强计的动力学模型和响应信号模型,模型结果证明,总是存在最佳的脉冲光束的占空比和泵浦光功率组合,使得平均泵浦率与弛豫率相等,从而保证磁强计响应强度最强。在实验中,采用紧凑的光纤化的光开关对泵浦光进行脉冲调制,在 3 mm 的方形气室观察到了最优泵浦光功率从原先的 0.9 mW 提升至 1.7 mW,在提升极化均匀性的同时保持了单光束磁强计体积紧凑的优势。

本方法原理同样适用于大尺寸的气室,但是气室尺寸增加所需的光功率相应提升,需要在光功率、体积、性能之间进一步权衡。从脉冲光束的构造角度来看,调制器件不限于光开关,光纤化的声光、电光调制器、电流调制的垂直腔面发射激光器(vertical-cavity surface-emitting laser, VCSEL)等方法均能够实现,因此所提方法具备技术通用性和在小型化 SERF 磁强计中应用的潜力,光纤化的设计也允许兼容光纤分光方案构建传感器阵列。本方法的劣势在于构建脉冲泵浦光场增加了系统的功耗,并且引入了额外的调制器件增加了系统成本,应用于磁强计阵列能够一定程度均化器件成本。

下一步工作将聚焦于理论分析和工程实践方面,理论上细化噪声因素和传播过程,进一步优化系统的结构和工作参数,特别是信噪比与极化均匀性的制衡关系;工程上设计集成系统从而提升系统的稳定性,如加入泵浦光功率的高精度闭环控制。经测试光开关能够适应长达数小时的测试,其运行长期可靠性和寿命需要在具体工况中进行进一步的评估分析。所提方法为将阵列化的 SERF 磁强计系统应用于人体极弱磁场测量提供了方法支撑,特别为搭建高性能心磁图仪和脑磁图仪提供了一种思路。

## 参考文献

- [ 1 ] LU Y T, ZHAO T, ZHU W H, et al. Recent progress of atomic magnetometers for geomagnetic applications [ J ]. *Sensors*, 2023, 23 ( 11 ): 5318.
- [ 2 ] YU J H, LI J SH, DU CH P, et al. An unmanned aerial vehicle magnetic detection system for archaeological exploration [ J ]. *Electromagnetic Science*, 2025, 3 ( 3 ): 011012201-011012211.
- [ 3 ] JI W, CHEN Y, FU CH B, et al. New experimental limits on exotic spin-spin-velocity-dependent interactions by using SmCo<sub>5</sub> spin sources [ J ]. *Physical Review Letters*, 2018, 121 ( 26 ): 261803.
- [ 4 ] XIAO W, SUN CH X, SHEN L, et al. A movable unshielded magnetocardiography system [ J ]. *Science Advances*, 2023, 9 ( 13 ): 1746.
- [ 5 ] DANG H B, MALOOF A C, ROMALIS M V. Ultrahigh sensitivity magnetic field and magnetization measurements with an atomic magnetometer [ J ]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97 ( 15 ): 151110.
- [ 6 ] ASLAM N, ZHOU H Y, URBACH E K, et al. Quantum sensors for biomedical applications [ J ]. *Nature Reviews Physics*, 2023, 5 ( 3 ): 157-169.
- [ 7 ] 王晓飞,孙献平,赵修超,等.超灵敏原子磁力仪在生物磁应用中的研究进展 [ J ]. *中国激光*, 2018, 45 ( 2 ): 164-176.  
WANG X F, SUN X P, ZHAO X CH, et al. Progress in biomagnetic signal measurements with ultra-sensitive atomic magnetometers [ J ]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45 ( 2 ): 164-176.
- [ 8 ] 胡敏,董海峰,江唯鸣,等.高频调制矢量原子磁力仪综述 [ J ]. *仪器仪表学报*, 2023, 44 ( 2 ): 1-14.  
HU M, DONG H F, JIANG W M, et al. Review of high frequency modulation vector atomic magnetometers [ J ]. *Chinese Journal of Scientific Instrument*, 2023, 44 ( 2 ): 1-14.
- [ 9 ] SELTZER S J. Developments in alkali-metal atomic magnetometry [ D ]. Princeton: Princeton University, 2008.
- [ 10 ] LI X J, GUO ZH H, YANG R, et al. Single-beam double-pass miniaturized atomic magnetometer for biomagnetic imaging systems [ J ]. *IEEE Sensors Journal*, 2023, 23 ( 12 ): 12433-12440.
- [ 11 ] SHAH V, KNAPPE S, SCHWINDT P D D, et al. Subpicotesla atomic magnetometry with a microfabricated vapour cell [ J ]. *Nature Photonics*, 2007, 1 ( 11 ): 649-652.
- [ 12 ] ZHANG SH W, LU J X, YE M, et al. Optimal operating temperature of miniaturized optically pumped magnetometers [ J ]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2022, 71: 1-7.
- [ 13 ] LU J X, ZHANG SH W, ZHOU Y, et al. Optimal buffer gas pressure in dual-beam spin-exchange relaxation-free magnetometers [ J ]. *Sensors and Actuators A: Physical*, 2022, 347: 113928.
- [ 14 ] WANG J, FAN W F, YIN K F, et al. Combined effect of pump-light intensity and modulation field on the performance of optically pumped magnetometers under zero-field parametric modulation [ J ]. *Physical Review A*, 2020, 101 ( 5 ): 053427.

- [15] ITO Y, SATO D, KAMADA K, et al. Optimal densities of alkali metal atoms in an optically pumped K-Rb hybrid atomic magnetometer considering the spatial distribution of spin polarization[J]. *Optics Express*, 2016, 24(14): 15391-15402.
- [16] PENG J, XU AN N, LIU B. Femtotesla atomic magnetometer with counter-propagating optical sideband pumping[J]. *Optics Letters*, 2024, 49(21): 6177-6180.
- [17] PEI H Y, PANG H Y, QUAN W, et al. Pulsed optical pumping in electron spin vapor[J]. *Measurement*, 2024, 231: 114619.
- [18] WU CH W, REN X, LI SH Y, et al. Significant regulation of stress on the contribution of optical phonons to thermal conductivity in layered  $\text{Li}_2\text{ZrCl}_6$ : First-principles calculations combined with the machine-learning potential approach[J]. *Applied Physics Letters*, 2022, 121(17): 172201.
- [19] XU AN N, PENG J, YIN Y R, et al. Single-beam atomic magnetometer enhanced with elliptically polarized reflected light [J]. *IEEE Sensors Journal*, 2024, 24(18): 28704-28710.
- [20] LEDBETTER M P, SAVUKOV I M, ACOSTA V M, et al. Spin-exchange-relaxation-free magnetometry with Cs vapor [J]. *Physical Review A*, 2008, 77(3): 033408.
- [21] LIU G, TANG J J, YIN Y, et al. Single-beam atomic magnetometer based on the transverse magnetic-modulation or DC-offset [J]. *IEEE Sensors Journal*, 2020, 20(11): 5827-5833.
- [22] XING B ZH, SUN CH, LIU Z AO, et al. Probe noise characteristics of the spin-exchange relaxation-free (SERF) magnetometer[J]. *Optics Express*, 2021, 29(4): 5055-5067.
- [23] 宋欣达,任雯,索宇辰,等. 单光束 SERF 磁强计三轴

磁场解耦磁补偿校准方法[J]. *仪器仪表学报*, 2022, 43(6): 55-62.

SONG X D, REN W, SUO Y CH, et al. Sequential magnetic compensation calibration method of single beam SERF magnetometer based on three-axis magnetic field decoupling[J]. *Chinese Journal of Scientific Instrument*, 2022, 43(6): 55-62.

- [24] YAN Y F, ZHOU CH Y, LIU Z H, et al. All-optical faraday-rotation-modulated SERF magnetometer with enhanced sensitivity [J]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2025, 74: 1-10.

## 作者简介



闫一凡,2021年于天津大学获得学士学位,现为北京航空航天大学量子科学仪器专业在读博士生,主要研究方向为原子磁强计和量子计量技术。

E-mail: yanyifan@buaa.edu.cn

**Yan Yifan** received his B.Sc. degree from Tianjin University in 2021. He is pursuing his Ph.D. degree in quantum scientific instrument at Beihang University. His main research interests include atomic magnetometers and quantum metrology.



陆吉玺(通信作者),2008年于南京理工大学获得学士学位,2011年于北京航空航天大学获得硕士学位,2016年于北京航空航天大学获得博士学位,现为北京航空航天大学副研究员,主要研究方向为原子磁强计。

E-mail: lujixi@buaa.edu.cn

**Lu Jixi** (Corresponding author) received his B.Sc. degree from Nanjing University of Science and Technology in 2008, his M.Sc. degree from Beihang University in 2011, and his Ph.D. degree from Beihang University in 2016. He is currently an associate research fellow at Beihang University. His main research interest is atomic magnetometer.