

文章编号: 1005-5630(2022)01-0055-08

DOI: 10.3969/j.issn.1005-5630.2022.01.009

单光束小型化全光原子磁强计的设计与热场分析

王 宇, 赵惟玉, 李 阳, 李 筠, 高秀敏
(上海理工大学 光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

摘要: 无自旋交换弛豫(SERF)原子磁强计是一种超高灵敏度磁强计, 其小型化的研究对磁强计应用至关重要。其中, 光路布局是制约其尺寸与灵敏度的关键因素。设计了一种单光束小型化原子磁强计, 该磁强计为圆柱体, 底面圆直径为 21.2 mm, 高为 40.5 mm, 并对其进行了热仿真实验。实验表明, 该设计结构合理, 且易于进行多通道测量, 在脑磁图、心磁图等生物磁场测量领域具有实际应用价值。

关键词: 光学原子磁强计; 无自旋交换弛豫; 单光束; 弱磁测量
中图分类号: TH 741 **文献标志码:** A

Design and thermal field analysis of a single beam miniaturized all-optical atomic magnetometer

WANG Yu, ZHAO Weiyu, LI Yang, LI Jun, GAO Xiumin
(School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: Spin-exchange relaxation free(SERF) atomic magnetometer is a kind of ultra-sensitive magnetometer, and its miniaturization is very important for the application of magnetometer. The layout of optical path is the key factor that restricts its size and sensitivity. In this paper, a single beam miniaturized atomic magnetometer is designed. The magnetometer is a cylinder with a diameter of 21.2 mm and a height of 40.5 mm. Thermal simulation experiments are carried out on the magnetometer. The experimental results show that the design is reasonable in structure and easy for multi-channel measurement, and has practical application value in the field of biological magnetic field measurement such as magnetoencephalography and magnetocardiogram.

Keywords: optical atomic magnetometer; spin-exchange relaxation free; single-beam; weak magnetic measurement

收稿日期: 2021-11-04

基金项目: 国家重点研发计划(2017YFB0503102)

作者简介: 王 宇(1997—), 女, 硕士研究生, 研究方向为弱磁测量。E-mail: 962452508@qq.com

通信作者: 李 阳(1988—), 男, 讲师, 研究方向为超高灵敏极弱磁测量。E-mail: liyang@usst.edu.cn

引 言

磁场与人们的生活息息相关,对弱磁场的探测和测量是人类了解物理世界的主要方法之一。原子磁强计是一种利用原子的进动性来实现磁场测量的光学仪器,通过光与碱金属原子的相互作用以及碱金属原子与磁场之间的相互作用来测量磁场。无自旋交换弛豫(SERF)原子磁强计指运行在无自旋交换弛豫态下的原子磁强计,是世界上超高精度磁强计之一,在低频中表现出最高的灵敏度,被广泛应用于基础物理研究^[1-2]、地磁探测^[3]、航空磁探测^[4]和生物磁场测量^[5-9]等领域。

SERF原子磁强计的光路布局对其灵敏度的高低至关重要,主要分为单光束和双光束两种类型。在双光束结构中,最常见的几何结构为泵浦光束与探测光束正交^[10-13],这是实现高灵敏度的最佳配置,但是平行或小角度的光束结构更易于小型化。2016年,Karaulanov等^[14]提出了一种探测光束与泵浦光束成小角度近似平行结构的SERF原子磁强计,实现了 $10\text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的灵敏度,推导出平行光束结构与正交光束结构的磁强计灵敏度相当,更适用于构建大原子气室的多通道SERF磁强计。单光束结构通常采用椭圆偏振光同时实现抽运和检测,其结构简单,易于小型化,具有较高的灵敏度,适用于多通道生物磁信号检测。2009年,Shah等^[15]应用单光束光纤耦合椭圆偏振光SERF原子磁强计,实现了 $7\text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的灵敏度;李曙光等^[16]设计一种单光束结构铷原子磁强计,实现了 $0.5\text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的灵敏度。2010年,Johnson等^[17]提出了一种独特的双色泵浦/探测光原子磁强计方案,泵浦光与探测光共用同一光轴,在 D_1 跃迁上进行光泵浦,在 D_2 跃迁上测量法拉第旋转,实现了小于 $5\text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的灵敏度。2016年,黄海超等^[18]设计了一种单光束三轴原子磁强计,研究了其三轴矢量测量,并在 X 轴和 Y 轴同时实现 $300\text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的磁场灵敏度。2019年,李建军等^[19]研制了一台小型单光束多通道光泵SERF原子磁强计,基于色散共振线的线性部分进行磁场测量,通过测量磁强计输出的功率谱密度并将其除以磁共振斜率来确定的灵敏度,为脑磁图提供了足够的空间分辨率。2021年,唐君剑等^[20]研究了单光束结构下光泵原子

磁强计在SERF态下的瞬态原子自旋动力学,利用光电二极管监测泵浦光来提取磁场信息,利用泵浦光自身的吸收衰减量可得到原子自旋极化的极化率,但光吸收法对原子极化率的干扰较大。

本文提出了一种新型单光束小型化SERF原子磁强计:设计了全新的光路结构;采用差分探测法,利用偏振分光棱镜对检测光进行差分探测,可通过差分探测的公式近似得到旋光角,精简光路的同时降低了功耗;并通过热仿真实验对其进行热场分析,证明了该结构的合理性。所设计的磁强计大幅度减小了磁强计尺寸,易于进行多通道测量,在生物磁成像领域具有独特的优势。

1 SERF原子磁强计工作原理

在SERF原子磁强计中,圆偏振泵浦光使碱金属原子从基态跃迁到激发态,碱金属原子产生自旋极化^[21]。在外界弱磁场的作用下,碱金属原子会发生拉莫尔进动,线偏振探测光用检测原子自旋的拉莫尔进动^[22],拉莫尔进动频率与外界磁场强度间有如下关系

$$\omega = \gamma \|B\| \quad (1)$$

式中: ω 为拉莫尔进动频率; B 为外界磁场强度; $\| \cdot \|$ 表示范数; γ 为碱金属原子旋磁比。原子磁强计测量磁场中自旋极化原子的拉莫尔进动频率就可间接得到磁场的大小,从而达到了磁场测量的目的。

当拉莫尔进动频率 ω 与自旋交换率 R_{SE} 的比值远远小于1时,SERF原子磁强计中原子自旋的动力学过程可以用Bloch方程来描述^[23],即

$$\frac{d}{dt}S = \frac{1}{q} \left[\gamma^e \mathbf{B} \times S + R_p \left(\frac{1}{2} s z - S \right) - R_{rel} S \right] \quad (2)$$

式中: S 为抽运光束的光子极化率; q 为减速因子; γ^e 为电子旋磁比; \mathbf{B} 为外加磁场矢量; R_p 为光抽运速率; s 为电子自旋矢量; z 为抽运光方向的单位矢量; R_{rel} 为除光抽运速率外的所有退偏振速率之和。

碱金属原子的密度会影响原子源弛豫、原子极化率、检测信号强度等参数从而影响SERF原子磁强计的性能。碱金属原子磁强计的极限灵敏度公式可表示为^[10]

$$\delta B = \frac{1}{\gamma \sqrt{n} T_2 V t_1} \quad (3)$$

式中: n 为碱金属原子密度; T_2 为横向弛豫时间; V 为作用原子的体积; t_1 为测量时间。

对现有的 SERF 磁强计来说, 在碱金属原子密度为 $10^{13} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 量级时才能够保证自旋交换率远远大于其拉莫尔进动频率, 因此应通过对气室进行加热来维持其 SERF 态。当碱金属原子处于密闭的气室中, 其原子密度仅与气室温度和原子自身性质相关。温度会影响碱金属原子密度, 从而对磁场测量产生影响, 因此对原子磁强计进行热场分析至关重要。碱金属原子密度与温度的关系可表示为^[23]

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

式中: T 为开尔文温度; α 、 β 为经验常数。

2 光路设计

单光束 SERF 原子磁强计光路设计图如图 1 所示, 激光器发射与原子气室中碱金属原 D_1 线跃迁对应波长的激光, 沿直角坐标系 XYZ 的 X 方向传播, 其电磁波表达式 E_0 为^[24]

$$E_0 = A \cos(kX + \omega t + \varphi) \quad (5)$$

式中: A 为振幅矢量; ω 为角频率; t 为时间因子; φ 为初相位; 波数 $k = 2\pi/\lambda$; λ 为波长。

激光通过透镜进行扩束, 经过透光轴沿 X 轴的起偏器后变为线偏光, 起偏器的琼斯矩阵为^[24]

$$\mathbf{G}_{\text{起}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (6)$$

随后经过四分之一波片, 变为圆偏振光, 四分之一波片的快轴与 X 轴夹角为 $\pi/4$, 四分之一波片的琼斯矩阵为^[24]

$$\mathbf{G}_{\frac{\lambda}{4}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix} \quad (7)$$

通过消偏振分光棱镜(NPBS)进行分束, 其琼斯矩阵可简略表示为 $\mathbf{G}_{\text{NPBS}} = 1/2$ 。光出射至直角棱镜, 使光束方向偏转 90° 后入射到原子气室中, 对气室中的碱金属原子进行泵浦, 利用圆偏振光实现气室中的碱金属原子自旋极化, 原子气室中原子被左旋圆偏振光泵浦, 其自旋极化率 P_z ^[22] 为

$$P_z = \frac{R_{\text{pl}}}{R_{\text{rel}} + R_{\text{pl}}} \quad (8)$$

式中: R_{pl} 为左旋圆偏振光泵浦率; R_{rel} 为原子的自旋弛豫。

光束经过气室后, 经直角棱镜使方向再次偏转 90° , 然后通过八分之一波片, 八分之一波片

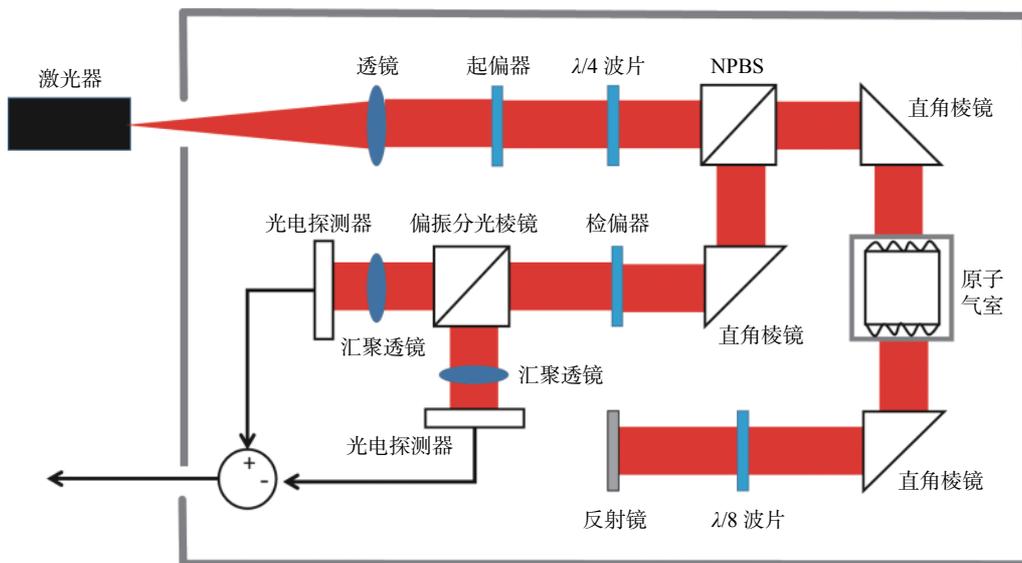


图 1 单光束原子磁强计光路设计图

Fig. 1 Optical path design of single beam atomic magnetometer

的快轴与 X 轴夹角为 $\pi/4$, 其琼斯矩阵为^[24]

$$G_{\frac{\lambda}{8}} = \cos \frac{\pi}{8} \begin{pmatrix} 1 & -i \tan \frac{\pi}{8} \\ -i \tan \frac{\pi}{8} & 1 \end{pmatrix} \quad (9)$$

光束经过反射镜后二次通过八分之一波片以达成四分之一波片效果, 光束由圆偏振光变为线偏振光, 经过直角棱镜改变方向后二次经过原子气室, 对原子自旋极化进行检测。线偏振光可被看作是左旋圆偏振光和右旋圆偏振光的叠加, 气室内被极化的碱金属原子具有圆双折射性, 其对左旋圆偏振光与右旋圆偏振光的折射率不同, 使从碱金属原子气室射出后合成的线偏光偏转 θ 角度, 被称为光旋角。气室的琼斯矩阵为^[24]

$$G_{\text{cell}} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (10)$$

光旋角 θ 与自旋极化率 P_z 成正比, 可表示为^[25]

$$\theta = -\frac{1}{2} n c r_e l f_{D_1} D_1(\delta \nu) P_z \quad (11)$$

式中: $D_1(\delta \nu)$ 为原子气室中碱金属原子 D_1 线附近的归一化吸收系数; f_{D_1} 为振荡强度; l 为气室长度; r_e 为电子半径; c 为光速。

检测光经过 NPBS 后入射到直角棱镜, 检偏器透光轴沿 X 轴, 其琼斯矩阵为^[24]

$$G_{\text{检}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (12)$$

通过偏振分光棱镜将该输出光分束为垂直线偏振光和平行线偏振光, 通过两个汇聚透镜准直

后, 由一对光电探测器接收信号, 其琼斯矩阵分别为^[24]:

$$G_1 = \begin{pmatrix} 1/2 & 1/2 \\ 1/2 & 1/2 \end{pmatrix} \quad (13)$$

$$G_2 = \begin{pmatrix} 1/2 & -1/2 \\ -1/2 & 1/2 \end{pmatrix} \quad (14)$$

则出射光的琼斯矢量分别为:^[24]

$$E_{\text{out}1} = G_1 \cdot G_{\text{检}} \cdot G_{\text{NPBS}} \cdot G_{\text{cell}} \cdot G_{\frac{\lambda}{8}} \cdot G_{\frac{\lambda}{8}} \cdot G_{\text{NPBS}} \cdot G_{\frac{\lambda}{4}} \cdot G_{\text{起}} \cdot E_0 \quad (15)$$

$$E_{\text{out}2} = G_2 \cdot G_{\text{检}} \cdot G_{\text{NPBS}} \cdot G_{\text{cell}} \cdot G_{\frac{\lambda}{8}} \cdot G_{\frac{\lambda}{8}} \cdot G_{\text{NPBS}} \cdot G_{\frac{\lambda}{4}} \cdot G_{\text{起}} \cdot E_0 \quad (16)$$

线偏振检测光在经过碱金属气室后发生偏振面的偏转, 偏转角度与待测磁场成正比, 探测光强的变化即可得到偏转角的信息。SERF 磁场测量的输出公式可以表示为

$$I = I_1 - I_2 = C \cdot \sin \theta \cdot I_0 \approx C \cdot \theta \cdot I_0 \quad (17)$$

式中: I 为光强; I_0 为初始光强; C 为常系数; θ 为偏转角。综上所述, 该单光束光路能够实现碱金属原子气室的泵浦与探测, 通过光电探测器获取光强信号后, 可通过计算得到光旋角, 从而得到自旋极化率, 以实现磁场测量。

3 热场分布仿真与结果分析

建立原子磁强计结构模型, 如图 2 所示。圆

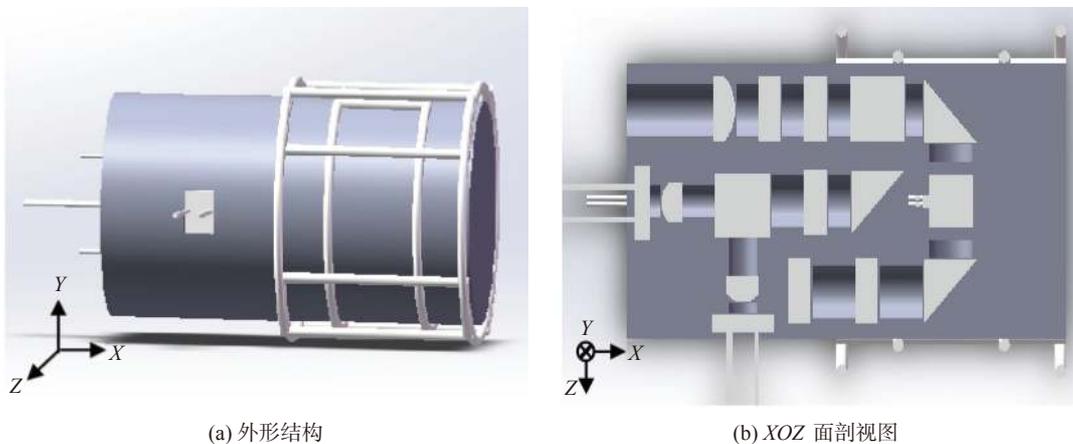


图 2 原子磁强计结构模型图
Fig. 2 Structure diagram of atomic magnetometer

柱体结构外壳的底面圆直径为 21.2 mm, 高为 40.5 mm。其中, 碱金属原子气室材质为高硼硅玻璃, 尺寸为 4 mm×4 mm×4 mm。汇聚透镜直径为 3 mm, 透镜、起偏器、四分之一波片、八分之一波片、反射镜、检偏器直径均为 5 mm, NPBS、偏振分光棱镜尺寸为 5 mm×5 mm×5 mm, 直角棱镜尺寸为 $a=b=c=5$ mm。在壳体外部设置两对鞍型线圈与一对亥姆霍兹线圈对原子磁强计进行三轴磁补偿。

为满足原子磁强计工作需求, 需将原子气室加热到 150 °C 以实现其内部碱金属原子极化效应。对该结构进行热仿真实验, 其内部加热结构为两个加热片, 分别贴附于原子气室上、下表面。达到热平衡稳态时, 原子气室表面温度图如图 3 所示, 温度为 148.47~152.50 °C, 温差为 4.03 °C, 整个体积内绝大部分温度平均值为 150.56 °C。气室上、下表面直接被加热片覆盖, 因此温度相对较高且更为均匀, 侧面则存在一些温度梯度。

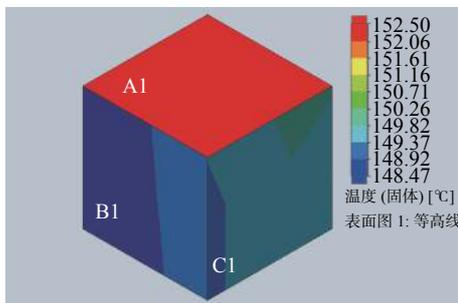


图 3 原子气室表面温度图

Fig. 3 Surface temperature of atomic vapor cell

为了直观分析数据, 表 1 列出了在两个加热片时正方体原子气室各表面中心点温度值,

表 1 原子气室各表面中心点的温度

Tab. 1 Temperature at the center of each surface of the atomic vapor cell

表面	中心点	X/mm	Y/mm	Z/mm	温度/°C
A1	a_1	9.67	2	0	152.50
A2	a_2	9.67	-2	0	152.11
B1	b_1	9.67	0	2	148.89
B2	b_2	9.67	0	-2	149.73
C1	c_1	11.67	0	0	149.69
C2	c_2	7.67	0	0	149.44

A1 对应面为 A2, B1 对应面为 B2, C1 对应面为 C2, (X,Y,Z)表示各表面中心点坐标。由于加热片覆盖在 A1、A2 表面, 因此其传热介质仅为固体, 其余四个表面的传热介质为流体和固体。由表 1 所示, 原子气室六个表面的中心点温度差为 3.61 °C。其中, A1、A2 面中心点温度差为 0.39 °C, B1、B2 面中心点温度差为 0.84 °C, C1、C2 面中心点温度差为 0.25 °C。

原子气室六个表面的表面参数温度值与铷蒸气密度值如表 2 所示。A1、A2 表面温度差值最小, 其差值均小于 0.1 °C。B1、B2 表面温度差值也较小, 其差值均小于 0.4 °C。C1、C2 面的温度差值较大, 分别为 1.52 °C 与 1.65 °C, 这是由于 C2 面方向为走线槽开孔方向, 会产生更大的热损耗。观察表面参数温度平均值可以看出, 气室各表面的温度平均值在 149.32~152.50 °C, 温度差值为 3.18 °C, 气室内的碱金属原子能够达到较优的密度。表 2 中的铷蒸气密度由上述式 (3) 计算得出, 对于铷原子^[23], 在温度高于 39.3 °C 时, 经验常数 $\alpha=4.312$ 、 $\beta=4040$ 。

表 2 原子气室各表面参数温度值与铷蒸气密度值
Tab. 2 Temperature and rubidium vapor density of each surface of the atomic vapor cell

表面	温度最小值/ °C	温度最大值/ °C	温度平均值/ °C	铷蒸气密度/ cm^{-3}
A1	152.49	152.51	152.50	1.14×10^{14}
A2	152.10	152.13	152.11	1.12×10^{14}
B1	149.85	150.23	150.00	1.01×10^{14}
B2	149.60	149.90	149.77	9.98×10^{13}
C1	148.48	150.02	149.59	9.90×10^{13}
C2	148.47	150.12	149.32	9.76×10^{13}

现将四面加热结构与两面加热结构进行对比。在通光面之外的四个表面采用四个加热片进行加热, 与两面加热结构同功率时, 原子气室表面温度图如图 4 所示, B1、C1 表面温度相比于两个加热片时更为均匀, 但由于结构体不是完全密闭空间, 存在流体传热部分, 整个气室温度为 151.71~157.83 °C, 温度差为 6.12 °C, 相比于两面加热的方案温度梯度更大。

此时, 正方体原子气室各表面的中心点温度值如表 3 所示, A1、A2、C1、C2 表面传热介质

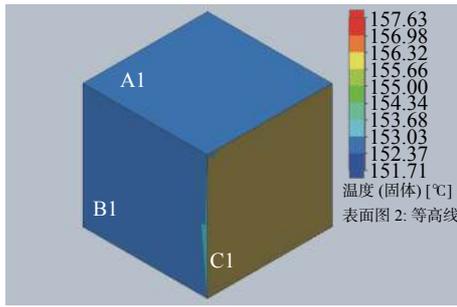


图 4 四个加热片时原子气室表面温度图

Fig. 4 Surface temperature of atomic vapor cell when using four heating plates

仅为固体，B1、B2 面传热介质为流体和固体。原子气室六个表面的中心点温度差为 5.19 °C，相比于两个加热片时温度梯度更大。其中，A1、A2 面中心点温度差为 0.1 °C，B1、B2 面中心点温度差为 0.38 °C，C1、C2 面中心点温度差为 1.49 °C。C2 表面因临近通线孔与 C1 表面中心点存在较大温差。

表 3 四个加热片时原子气室各表面中心点的温度
Tab. 3 Temperature at the center of each surface of the atomic vapor cell when using four heating plates

表面	中心点	X/mm	Y/mm	Z/mm	温度/°C
A1	a_1	9.67	2	0	152.99
A2	a_2	9.67	-2	0	153.09
B1	b_1	9.67	0	2	152.82
B2	b_2	9.67	0	-2	152.44
C1	c_1	11.67	0	0	156.14
C2	c_2	7.67	0	0	157.63

原子气室各表面参数温度值如表 4 所示，仅 B1、B2 表面温度差值小于 1 °C，其余表面温度差值均大于 4 °C。气室各表面的温度平均值在 152.9~157.08 °C，温差为 4.18 °C。

根据上述内容可以得知，使用四个加热片的四面加热结构对碱金属原子气室进行加热时，会产生比使用两个加热片的两面加热结构更大的温度梯度。因此，应选用两面加热结构，在加热相对均匀、温度梯度更小的情况下进一步缩小了磁强计尺寸。

确认采用两面加热结构后，对该原子磁强计各部件进一步分析。原子磁强计整体温度分布图

表 4 四个加热片时原子气室各表面参数温度值
Tab. 4 Temperature value of each surface parameter of the atomic vapor cell when using four heating plates

表面	温度最小值/°C	温度最大值/°C	温度平均值/°C
A1	150.38	154.18	152.90
A2	148.86	154.13	152.97
B1	153.25	153.37	153.31
B2	153.16	153.94	153.74
C1	152.46	156.15	155.85
C2	149.28	157.64	157.08

如图 5 所示，温度为 69.74~152.50 °C，由于加热片仅覆盖于原子气室上、下表面，在整体空间内占比很小，因此结构整体的温度差比较大，但可以看出沿原子气室向两侧温度以对称形式逐层递减，且均匀区较大。

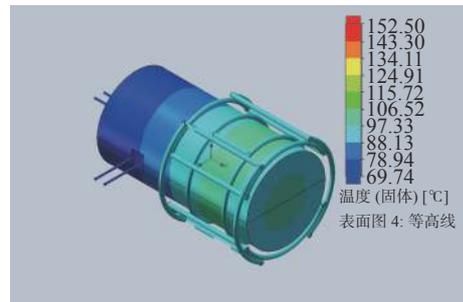


图 5 原子磁强计温度分布图

Fig. 5 Temperature profile of atomic magnetometer

原子磁强计下壳体温度分布如图 6 所示，能够更清晰地观察到与加热片贴合部分温度最高，向四周逐渐递减。因此外壳选材时应选则耐高温材料，如 ULTEM1010 高性能热塑性塑料，其热

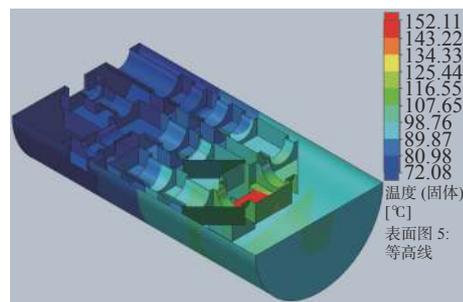


图 6 原子磁强计下壳体温度分布图

Fig. 6 Shell temperature profile under atomic magnetometer

变形温度为 $216\text{ }^{\circ}\text{C}$, 热膨胀系数为 $4.7\times 10^{-5}\text{ K}^{-1}$, 使用该材料能够避免壳体变形所带来一系列对光学元件的影响, 保证光路传播的通畅性, 从而保证原子磁强计的性能不受影响。

原子磁强计的磁补偿线圈结构为一对亥姆霍兹线圈补偿 X 轴磁场, 两对鞍型线圈分别补偿 Y 轴与 Z 轴磁场。其温度分布图如图 7 所示, 温度为 $80.72\sim 96.51\text{ }^{\circ}\text{C}$, 该温度不会对磁场产生不良影响, 能够保证磁补偿的顺利进行。

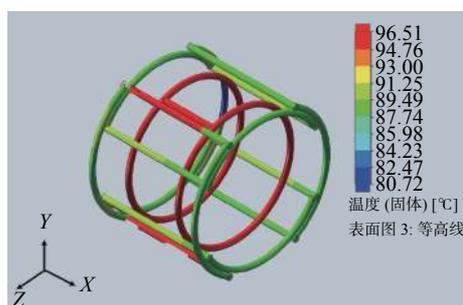


图 7 线圈结构温度分布图

Fig. 7 Temperature profile of coil structure

原子磁强计内部光学元件温度分布图如图 8 所示, 温度为 $75.48\sim 106.76\text{ }^{\circ}\text{C}$ 。其中, 与原子气室相邻的两个直角棱镜温度最高, 为 $100.45\sim 106.76\text{ }^{\circ}\text{C}$, 因此应选用石英材质的光学镜片。起偏器与检偏器的温度为 $81.08\sim 87.22\text{ }^{\circ}\text{C}$, GCL-0510 系列偏振片工作温度为 $-20\sim 120\text{ }^{\circ}\text{C}$, 可以满足该需求。

综上所述, 热仿真结果显示, 采用上、下两个加热片对原子气室加热时, 原子气室温度均匀性较好, 其六个平面中心点参数温度差值小, 气室内温度梯度小。线圈结构受热温度适宜, 加热片不会产生较大的磁场干扰, 光学元件在温度耐受范围内, 该原子磁强计结构设计合理。

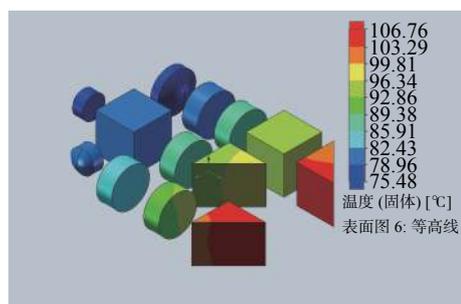


图 8 光学元件温度分布图

Fig. 8 Temperature profile of optical element

4 结 论

本文设计了一个单光束小型化原子磁强计, 采用单光束对原子磁强计进行的泵浦与探测, 使用亥姆霍兹线圈与鞍型线圈组合进行磁补偿。并且使用热仿真软件对该磁强计进行热分析, 对比四片加热片与两片加热片的加热效果后确定了使用两片加热片在该条件下对碱金属原子气室加热的均匀性更好。同时, 在碱金属原子气室被加热到 $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时, 分析其壳体、光学元件与线圈的温度分布, 确定在该加热温度下, 其内部各组件不会产生形变, 能够保证磁强计性能的实现。本文所提出的原子磁强计结构体积小、光路新颖, 易于进行多通道测量, 为脑磁图等生物磁成像领域提供了新的可能性, 对原子磁强计的小型化和多通道的研究具有重要意义。

参考文献:

- [1] SAFRONOVA M S, BUDKER D, DEMILLE D, et al. Search for new physics with atoms and molecules[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2018, 90(2): 025008.
- [2] JIANG M, WU T, BLANCHARD J W, et al. Experimental benchmarking of quantum control in zero-field nuclear magnetic resonance[J]. *Science Advances*, 2018, 4(6): eaar6327.
- [3] 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.
- [4] ZHANG X, QIN J N, WANG Y Z, et al. A fast identification on the spin-exchange relaxation-free regime of atomic magnetometer exploiting measurement on gyro-magnetic ratio[J]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2019, 68(4): 1157 – 1164.
- [5] XIA H, BARANGA B A, HOFFMAN D, et al. Magnetoencephalography with an atomic magnetometer[J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 89(21): 211104.
- [6] WYLLIE R, KAUER M, SMETANA G S, et al. Magnetocardiography with a modular spin-exchange relaxation-free atomic magnetometer array[J]. *Physics in Medicine & Biology*, 2012, 57(9): 2619 – 2632.
- [7] ZHANG S L, CAO N. A synthetic optically pumped

- gradiometer for magnetocardiography measurements[J]. *Chinese Physics B*, 2020, 29(4): 040702.
- [8] BORNA A, CARTER T R, GOLDBERG J D, et al. A 20-channel magnetoencephalography system based on optically pumped magnetometers[J]. *Physics in Medicine & Biology*, 2017, 62(23): 8909 – 8923.
- [9] BORNA A, CARTER T R, DEREGO P, et al. Magnetic source imaging using a pulsed optically pumped magnetometer array[J]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2019, 68(2): 493 – 501.
- [10] 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.
- [11] KOMINIS I K, KORNACK T W, ALLRED J C, et al. A subfemtotesla multichannel atomic magnetometer[J]. *Nature*, 2003, 422(6932): 596 – 599.
- [12] PATTON B, ZHIVUN E, HOVDE D C, et al. All-optical vector atomic magnetometer[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(1): 013001.
- [13] LEDBETTER M P, SAVUKOV I M, BUDKER D, et al. Zero-field remote detection of NMR with a micro-fabricated atomic magnetometer[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2008, 105(7): 2286 – 2290.
- [14] KARAULANOV T, SAVUKOV I, KIM Y J. Spin-exchange relaxation-free magnetometer with nearly parallel pump and probe beams[J]. *Measurement Science and Technology*, 2016, 27(5): 055002.
- [15] SHAH V, ROMALIS M V. Spin-exchange relaxation-free magnetometry using elliptically polarized light[J]. *Physical Review A*, 2009, 80(1): 013416.
- [16] LI S G, XU Y F, WANG Z Y, et al. Experimental investigation on a highly sensitive atomic magnetometer[J]. *Chinese Physics Letters*, 2009, 26(6): 067805.
- [17] JOHNSON C, SCHWINDT P D D, WEISEND M. Magnetoencephalography with a two-color pump-probe, fiber-coupled atomic magnetometer[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(24): 243703.
- [18] HUANG H C, DONG H F, CHEN L, et al. Single-beam three-axis atomic magnetometer[J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 109(6): 062404.
- [19] LI J J, DU P C, FU J Q, et al. Miniature quad-channel spin-exchange relaxation-free magnetometer for magnetoencephalography[J]. *Chinese Physics B*, 2019, 28(4): 040703.
- [20] TANG J J, YIN Y, ZHAI Y Y, et al. Transient dynamics of atomic spin in the spin-exchange-relaxation-free regime[J]. *Optics Express*, 2021, 29(6): 8333 – 8343.
- [21] GHOSH R K. Spin exchange optical pumping of neon and its applications[D]. Princeton: Princeton University, 2009.
- [22] LI Z M, WAKAI R T, WALKER T G. Parametric modulation of an atomic magnetometer[J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 89(13): 134105.
- [23] SELTZER S J. Developments in alkali-metal atomic magnetometry[D]. Princeton: Princeton University, 2008.
- [24] 郁道银, 谈恒英. 工程光学 [M]. 4 版. 北京: 机械工业出版社, 2016: 509-514.
- [25] 董海峰, 刘晨, 陈静铃, 等. 一种单光束自旋极化和检测方法: 中国, CN201911170400.6[P]. 2020-03-13.

(编辑: 钱紫衡)