

DOI: 10.19650/j.cnki.cjsi.J2209417

单光束 SERF 磁强计三轴磁场解耦磁补偿校准方法

宋欣达,任 雯,索宇辰,贾 乐,龙腾跃

(北京航空航天大学前沿科学技术创新研究院 北京 100191)

摘要:针对单光束 SERF 原子磁强计磁补偿过程中的三轴磁场耦合问题,提出了一种对磁强计三轴顺序补偿值进行反向校准的方法,用于减小三轴补偿过程中产生的耦合磁场。首先,构建了三轴磁场耦合数学模型,即一个 3×3 的耦合系数矩阵,来描述三轴之间的磁场耦合关系,并对实验室磁强计样机进行了三轴耦合系数测试。然后,提出了一种应用三轴耦合系数对三轴顺序补偿值进行反向校准的方法;最后,对比了校准前后的磁补偿效果。实验表明,经三轴顺序补偿反向校准后,磁强计的响应线宽平均变窄 $2 \sim 10$ Hz,灵敏度提高 $3 \sim 5$ fT/Hz^{1/2},验证了该方法的有效性,为进一步优化磁补偿技术奠定了基础。

关键词: SERF 磁强计;磁场补偿;磁场耦合;校准;三轴磁场解耦

中图分类号: TH89 文献标识码: A 国家标准学科分类代码: 510.8060

Sequential magnetic compensation calibration method of single beam SERF magnetometer based on three-axis magnetic field decoupling

Song Xinda, Ren Wen, Suo Yuchen, Jia Le, Long Tengyue

(Research Institute for Frontier Science, Beihang University, Beijing 100191, China)

Abstract: The magnetic compensation process of single beam SERF atomic magnetometer has the problem of three-axis magnetic field coupling. To address this issue, a method of reverse calibration of three-axis sequential compensation value of magnetometer is proposed to reduce the coupling magnetic field in the process of three-axis compensation. Firstly, a three-axis magnetic field coupling mathematical model is formulated, which is a 3×3 to describe the magnetic field coupling relationship between three axes. The triaxial coupling coefficient of the laboratory magnetometer prototype is tested. Then, a method of reverse calibration of triaxial sequence compensation value by using the triaxial coupling coefficient is proposed. Finally, the magnetic compensation effects before and after calibration are compared. Experimental results show that after the reverse calibration of triaxial sequential compensation, the average response linewidth of the magnetometer is narrowed by $2 \sim 10$ Hz and the sensitivity is improved by $3 \sim 5$ fT/Hz^{1/2}. The effectiveness of this method is verified, which lays a foundation for further optimizing the magnetic compensation technology.

Keywords: SERF magnetometer; magnetic field compensation; magnetic field coupling; calibration; three-axis magnetic field decoupling

0 引 言

近年来,基于无自旋交换弛豫 (spin-exchange relaxation-free, SERF)^[1]效应的原子磁强计在极弱磁场测量方面展示出了巨大的优势,与超导量子干涉仪 (superconducting quantum interference device, SQUID)^[2]相比,具有超高灵敏度、体积小、维护成本低和非制冷等特点^[3],且已被证明是世界上灵敏度最高的磁强计之一。

因此,在人体生物磁学^[4]、基础物理研究^[5]、深空探测^[6]、磁性能检测^[7]等诸多领域得到了广泛应用。

SERF 磁强计通过抑制碱金属原子的自旋交换弛豫^[8]实现磁场的精密测量,弱磁环境是实现 SERF 态的必要条件。环境磁场越低,则 SERF 态的质量越好,磁强计的灵敏度就越高。通常在磁场测量时,为了获得极高的灵敏度^[9],需采用被动磁屏蔽和主动磁补偿^[10-11]相结合的方法。但是被动磁屏蔽^[12-13]只能将空间磁场降到一定程度,如需获得更低的环境磁场,则需要采用三轴补偿

线圈对剩磁进行补偿。

国内外很多学者已对 SERF 原子磁强计的三轴主动补偿方法开展了研究。美国普林斯顿大学的 Seltzer 等^[14]提出的交叉调制法和威斯康星大学麦迪逊分校的 Li 等^[15]提出的参数调制法都是通过原位方法实现磁补偿效果,但均没有对三轴补偿线圈非正交引入的影响加以分析,并且仅适用于双光束构型的 SERF 磁强计。美国亚美尼亚 NAS 物理研究所 Papoyan 等^[16]采用铷 D2 谱系上的非线性 Hanle 效应,提出磁光共振监测实现双轴磁补偿,但该方法难以自动实现,且无法实现三轴补偿。国内北京航空航天大学对于 SERF 原子磁强计的研究较为深入,Fang 等^[17]率先实现了 SERF 原子磁强计的三轴手动补偿,但补偿精度受限。Zhao 等^[18]提出了一种基于零场共振一阶微分信号寻优的非调制式磁补偿方法,可以解决两轴线圈耦合的问题,但并未对三轴耦合开展系统的研究,但该方法实现困难。针对单光束构型的 SERF 原子磁强计,Dong 等^[19]提出基于迭代收敛的三轴主动磁场补偿,实现了自动磁补偿,取得了较好的效果,但该方法并未考虑三轴补偿线圈非正交因素。

因此,本文对单光束 SERF 磁强计三轴磁场耦合展开理论及实验研究,提出一种应用三轴磁场耦合系数对三轴顺序补偿值进行反向校准的方法,优化了三轴顺序磁补偿方法,对耦合磁场进行了定量修正,提高了补偿精度,为磁补偿方法的优化提供了新的思路。

1 原子磁强计的工作原理

1.1 单光束 SERF 磁强计磁补偿原理分析

单光束 SERF 磁强计磁补偿的原理如图 1 所示,抽运激光(y 轴方向)经碱金属气室后,由光电探测器采集,经光电转换电路转换成光电流发送到控制器,控制器运行磁补偿算法,之后磁补偿电路控制补偿线圈输出补偿电流,对敏感元件附近的剩余磁场进行磁场补偿。

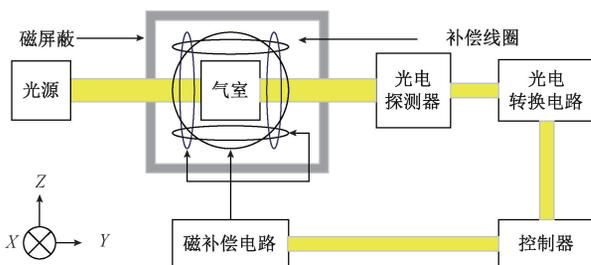


图1 SERF 原子磁强计磁补偿结构示意图

Fig.1 Schematic diagram of magnetic compensation structure of SERF atomic magnetometer

气室内碱金属原子的自旋运动可以用经典的 Bloch 方程进行准确描述如下:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{1}{q} [\gamma^e \vec{B} \times \vec{P} + R_{op}(\vec{S} - \vec{P}) - R_{rel}\vec{P}] \quad (1)$$

式中: $\vec{P} = [P_x, P_y, P_z]^T$ 为原子极化率及其 3 个方向的投影; q 为核自旋减速因子; γ^e 为电子旋磁比; R_{op} 为光抽运率; R_{rel} 为总的原子弛豫率; \vec{S} 为光抽运矢量,其方向与光抽运方向相同,对于圆偏振光来说 $|\vec{S}| = 1$,对于线偏振光来说 $|\vec{S}| = 0$ 。

当外部环境磁场的变化速率足够缓慢时,令式(1)等号左边为 0,可得到原子极化率沿着 3 个方向的系统稳态解如下:

$$P_x = P_0 \frac{\beta_z + \beta_x \beta_y}{1 + (\beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2)} \quad (2)$$

$$P_y = P_0 \frac{1 + \beta_y^2}{1 + (\beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2)} \quad (3)$$

$$P_z = P_0 \frac{-\beta_x + \beta_x \beta_y}{1 + (\beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2)} \quad (4)$$

式中: P_0 为抽运光作用下的初始极化率, β 为与原子弛豫率和抽运率相关的磁场参数。

$$\beta_i = \frac{\gamma^e}{R_{op} + R_{rel}} B_i \quad (5)$$

式(5)为磁场参数 β_i 与三轴磁场分量 B_i 满足的数学关系,将式(5)中 B_i 的系数项定义为 A ,则 $\beta_i = AB_i$,代入式(3)可得抽运轴极化率与三轴磁场分量满足的数学关系如下:

$$P_y = P_0 \frac{\frac{1}{A^2} + B_y^2}{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2 + \frac{1}{A^2}} \quad (6)$$

磁强计抽运轴极化率与三轴磁场分量数学仿真如图 2 所示,仿真结果表明,二者存在洛伦兹关系。当三轴磁场分量为 0 时,抽运轴的极化率会出现极值。由于碱金属原子的极化率无法得到直接获得,而光电探测器采集到的光强信号与抽运轴的极化率满足关系如下:

$$PD = PD_0 \cdot e^{-OD(1-P_y)} \quad (7)$$

式中: PD 为光电探测器采集到的光强信号; PD_0 为远失谐情况下光电探测器采集到的信号,可视为常值;光学深度(optical depth, OD)为,无量纲,视为常量。

将式(7)泰勒展开,并忽略二阶及以上项。由式(8)可知,光强信号与抽运轴极化率成正相关。因此,单光束 SERF 磁强计的三轴磁补偿问题可归类为寻找光电探测器采集信号的极大值或极小值问题。

$$PD = PD_0(1 - OD + OD \cdot P_y) \quad (8)$$

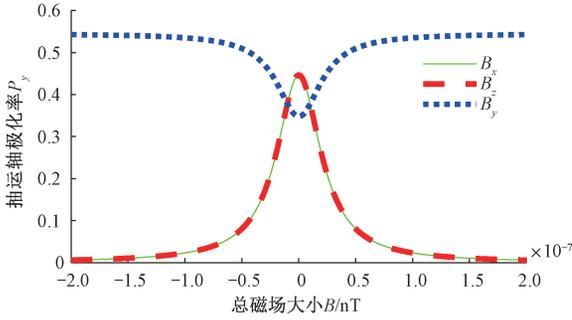


图2 抽运轴极化率与三轴磁场关系仿真

Fig. 2 Simulation of the relationship between pumping axial polarizability and triaxial magnetic field

1.2 单光束 SERF 磁强计磁补偿原理验证

半高全宽 (full width at half maximum, FWHM) 可用来描述洛伦兹曲线的线型, 又称为线宽。

以敏感轴 x 轴为例, 推导该轴光响应曲线的线宽与剩磁的关系。保持 y, z 两轴剩磁不变, 当 x 轴剩磁为 0 时, 抽运轴的极化率出现极大值 $P_{y\max}$ 。

$$P_{y\max} = P_0 \frac{\frac{1}{A^2} + B_y^2}{B_y^2 + B_z^2 + \frac{1}{A^2}} \quad (9)$$

令 $P_{y\max}$ 等于式 (3) 中的 P_y , 求解正值 B_x , 由此可求得 x 轴光强响应曲线的线宽。

$$FWHM = 2 \sqrt{B_y^2 + B_z^2 + \frac{(R_{op} + R_{rel})^2}{\gamma^e}} \quad (10)$$

$$R_{rel} = R_{SD} + \frac{1}{T_D} + \frac{1}{T_2^{SE}} \quad (11)$$

式中: R_{SD} 为自旋破坏弛豫率; $1/T_D$ 为泡壁碰撞弛豫率; $1/T_2^{SE}$ 为自旋交换弛豫率。

在外界磁场作用下, 发生极化作用的碱金属原子将会产生拉莫尔进动, 拉莫尔进动频率 ω_0 与碱金属原子感受到的外部磁场矢量 \mathbf{B} 的大小存在正比关系:

$$\omega_0 = \gamma \parallel \mathbf{B} \parallel \quad (12)$$

式中: γ 为原子的旋磁比。

$$\gamma = \frac{\gamma^e}{2I + 1} \quad (13)$$

$$\frac{1}{T_2^{SE}} = \frac{\omega_0^2}{R_{SE}} \left[\frac{1}{2} - \frac{(2I + 1)^2}{2q(0)^2} \right] q(0)^2 \quad (14)$$

将式 (14) 和 (12) 代入式 (10), 为方便说明问题, 令 y, z 两轴剩磁为 0, 可得到磁强计响应线宽与剩磁场的数学关系:

$$FWHM = 2 \left(R_{op} + R_{SD} + \frac{1}{T_D} + \frac{(\gamma \parallel \mathbf{B} \parallel)^2}{R_{SE}} Q \right) / \gamma^e \quad (15)$$

$$Q = \left[\frac{1}{2} - \frac{(2I + 1)^2}{2q(0)^2} \right] q(0)^2 \quad (16)$$

图 3 所示对洛伦兹曲线半高半宽与外界磁场 \mathbf{B} 的关系进行仿真。仿真结果表明, 当外界磁场越小时, 洛伦兹曲线的线宽就会越小。因此, 通过比较不同磁补偿方法下磁强计的磁共振线宽, 可以间接对比不同磁补偿方法补偿后气室周围的剩磁大小, 从而获知磁补偿效果的优劣。

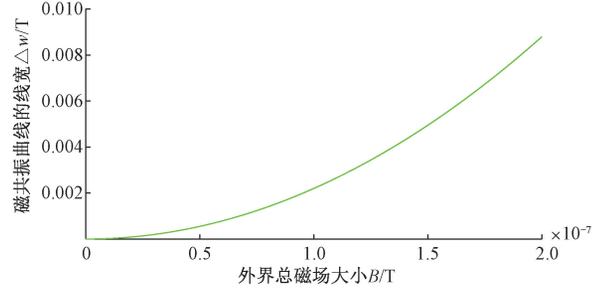


图3 磁强计响应线宽与剩磁关系仿真

Fig. 3 Simulation of relationship between response linewidth and remanence of magnetometer

1.3 现有磁补偿方法分析

目前常用的 SERF 磁强计磁补偿方法之一为 Dong 等^[19]提出的步长收敛法, 该方法通过比较相邻 3 个电流值对应的光强信号大小, 来寻找光强信号的极值点, 实现磁场补偿, 该方法实现了光强信号极值点的搜索, 磁补偿的速度和精度与设置的迭代初值及初始迭代步长有关。

磁强计的磁补偿需要使用三维补偿线圈, 然而三维补偿线圈由于人为装配而产生的非正交角度, 导致磁强计三轴的磁场补偿并不完全独立, 导致耦合磁场的产生。顺序补偿方法忽略了这种耦合, 因此补偿精度受限。步长收敛法虽从原理上减小了三轴间存在的耦合磁场, 但并未对三轴的磁场耦合关系进行定量描述。

2 三轴磁场耦合模型构建及顺序补偿值校准

2.1 三轴耦合理论分析

磁强计三维补偿线圈产生的原始磁场大小 B_0 与通入的补偿电流 \mathbf{I} 存在正比关系:

$$\mathbf{B}_0 = \mathbf{K}_0 \mathbf{I} \quad (17)$$

式中: $\mathbf{B}_0 = [B_{x0}, B_{y0}, B_{z0}]^T$ 为补偿电流在各自方向上产生的三轴磁场分量; \mathbf{K}_0 为补偿线圈的线圈常数矩阵 (式 (18)), k_i 表示 i 轴的线圈常数; $\mathbf{I} = [I_x, I_y, I_z]^T$ 为三轴补偿电流值。

$$\mathbf{K}_0 = \begin{bmatrix} k_x & 0 & 0 \\ 0 & k_y & 0 \\ 0 & 0 & k_z \end{bmatrix} \quad (18)$$

本文采用一个 3×3 的耦合系数矩阵 K_c 来描述磁强计三轴之间的耦合关系:

$$K_c = \begin{bmatrix} k_{xx} & k_{yx} & k_{zx} \\ k_{xy} & k_{yy} & k_{zy} \\ k_{xz} & k_{yz} & k_{zz} \end{bmatrix} \quad (19)$$

式中: k_{ij} 表示在 i 轴施加的单位补偿电流在 j 轴产生的耦合磁场, $i, j = \{x, y, z\}$, $i = j$ 时, $k_{ij} = 1$, 其余情况 $|k_{ij}| < 1$, 无量纲。则实际磁场分量 B 为:

$$B = K_c K_0 I \quad (20)$$

式中: $B = [B_x, B_y, B_z]^T$ 。

磁强计三轴各自的磁场分量组成如下所示:

$$\begin{aligned} B_x &= I_x k_x k_{xx} + I_y k_y k_{yx} + I_z k_z k_{zx} \\ B_y &= I_x k_x k_{xy} + I_y k_y k_{yy} + I_z k_z k_{zy} \\ B_z &= I_x k_x k_{xz} + I_y k_y k_{yz} + I_z k_z k_{zz} \end{aligned} \quad (21)$$

由此可知,每一轴上的磁场分量除与该轴补偿电流有关,也会受到另外两轴补偿电流的影响,这与两轴之间耦合系数的大小有关。

2.2 三轴耦合系数测试

磁强计样机三轴耦合系数测试步骤如下: 1) 分别对磁强计样机三轴剩磁进行补偿, 得到磁补偿电流值 I_{x0} 、 I_{y0} 、 I_{z0} ; 2) 保持 x 、 z 两轴剩磁不变, 在 y 轴零磁点附近施加直流偏置, 并补偿 x 轴; 3) 多次改变施加在 y 轴的直流偏置大小, 并每次重新补偿 x 轴, 记录每次 y 轴的直流偏置 I_y 和与之对应的 x 轴补偿电流值 I_{x0} , 进行磁场换算后得到数据集如式 (22) 所示。

$$\{(B_{y0}, B_{x0}), (B_{y1}, B_{x1}), \dots, (B_{y_{n-1}}, B_{x_{n-1}}), (B_{y_n}, B_{x_n})\} \quad (22)$$

应用最小二乘法对数据点进行线性拟合如图 4 和 5 所示, 即可得到 y 轴对 x 轴的耦合系数的大小。同理, 改变施加偏置轴和重新补偿轴, 即可得到 6 个耦合系数。

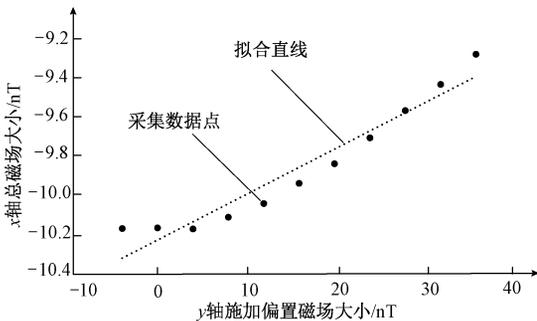


图 4 y 轴对 x 轴耦合系数线性拟合

Fig. 4 Linear fitting of y -axis to x -axis coupling coefficient

三轴耦合系数拟合结果为:

$$B'_j = k_{ij} B_{j0} + B_j^* \quad (23)$$

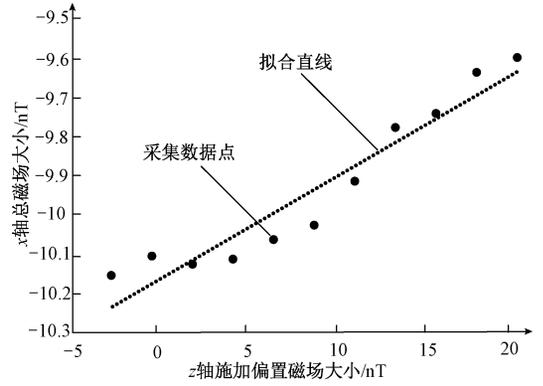


图 5 z 轴对 x 轴耦合系数线性拟合

Fig. 5 Linear fitting of z -axis to x -axis coupling coefficient

式中: B'_j 和 B_j^* 分别表示 j 轴总磁场大小和原始剩磁大小, $i, j = \{x, y, z\}$ 。

提取拟合的线性方程如下:

$$B'_x = 0.033 B_{z0} - 10.170 \quad (24)$$

$$B'_y = 0.022 B_{y0} - 10.217 \quad (25)$$

由式(24)和(25)可知,其斜率分别表示 z 轴对 x 轴和 y 轴对 x 轴的耦合系数大小,而两个方程的截距可表示 x 轴本身剩磁大小,即未经补偿的 x 轴本身剩磁约为 10 nT。

磁强计样机的三轴耦合系数矩阵如下:

$$K_c = \begin{bmatrix} 1 & 0.0215 & 0.0330 \\ -0.2904 & 1 & 0.3216 \\ -0.0183 & -0.0428 & 1 \end{bmatrix} \quad (26)$$

观察耦合系数矩阵发现,除去每一轴对自己的影响(耦合系数为 1),两轴之间的耦合系数并不相同,如 x 轴对 y 轴的耦合系数为 -0.2904,而 y 轴对 x 轴的耦合系数为 0.0215,即实际的三轴耦合系数矩阵并非是实对称的。本文不深究三轴耦合的产生,而是将重点放在如何对已经产生的磁场耦合进行定量校准,将耦合带来的影响降至最低,实现高灵敏度磁场测量。

2.3 顺序补偿值反向校准

本文采用步长收敛法依次对 y 、 z 、 x 三轴进行顺序磁补偿,并采用反向校准的方法对三轴顺序补偿值进行校准,校准方法如下:

1) x 轴最后补偿,故 x 轴补偿值基本不受 y 轴和 z 轴的影响(忽略另外两轴校准过程对 x 轴的影响)。则有 $\Delta I_x = 0, I_x^* = I_x$ 。其中, ΔI_x 为三轴耦合系数校准后 x 轴磁补偿电流的变化量(即校准前后的变化值), z 、 y 同理; I_x^* 为校准后 x 轴的磁补偿电流值, z 、 y 同理。

2) 对 z 轴磁场补偿值进行校准:

$$\Delta I_z = \frac{I_x k_x k_{xz}}{k_z} \quad (27)$$

$$I_z^* = I_z + \Delta I_z \quad (28)$$

3) 对 y 轴磁场补偿值进行校准:

$$\Delta I_y = \frac{I_x k_x k_{xy}}{k_y} + \frac{I_z^* k_z k_{zy}}{k_y} \quad (29)$$

$$I_z^* = I_y + \Delta I_y \quad (30)$$

表 1 所示为该补偿顺序下三轴顺序补偿值及顺序补偿值校准值。

表 1 x - y - z 补偿顺序下磁补偿值校准

Table 1 Calibration of magnetic compensation value under x - y - z compensation sequence

x - y - z compensation sequence			μA
x - y - z	x 轴	y 轴	z 轴
顺序值	-41.347 1	313.244 3	118.052 5
校准值	-43.192 8	371.954 1	118.052 5

2.4 比较校准前后的磁补偿效果

分别采用顺序补偿值和顺序补偿校准值对同一磁强计样机进行磁场补偿,在 x 方向施加扫描磁场,并等间距记录光电探测器采集到的光电流信号。对光强响应曲线进行线性拟合,拟合公式如下:

$$y = \frac{b}{(x-a)^2 + c^2} + d \quad (31)$$

式中: c 表示磁强计响应带宽,大小等于磁共振线宽。比较 c 值的大小,即可获知磁补偿效果的好坏。拟合过程如图 6 所示。

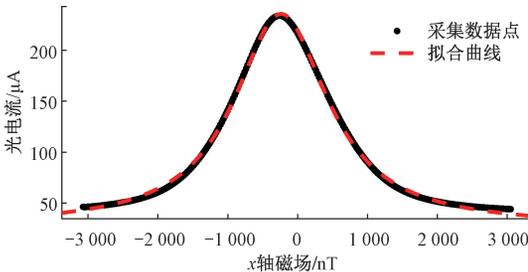


图 6 y 轴对 x 轴耦合系数线性拟合线宽

Fig. 6 Linear fitting of y -axis to x -axis coupling coefficient

如图 7 所示为校准前后磁强计光强响应曲线线宽对比。易知,经三轴耦合系数校准后,磁强计线宽变窄量约为 2~10 Hz,磁强计敏感元件附近的剩磁更小,顺序补偿校准法的补偿效果更好。

3 算法设计与实验分析

3.1 顺序补偿校准算法

本文提出了基于三轴顺序补偿的自动校准算法流程,其中三轴耦合系数的测试独立于磁补偿,在磁强计初始化过程中实现。

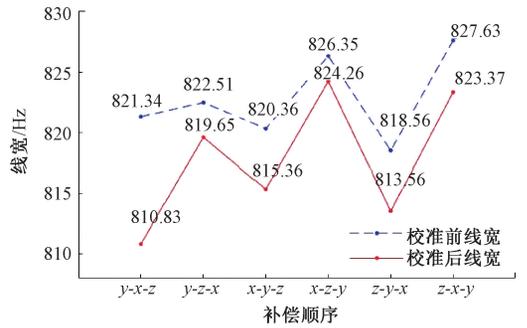


图 7 校准前后磁共振线宽对比

Fig. 7 Contrast of MRI linewidth before and after calibration

自动校准算法流程如图 8 所示,具体步骤如下。

- 1) 将磁强计加热到 145℃,磁强计进入工作状态。
- 2) 采用 3.2 节的方法测试磁强计三轴耦合系数。
- 3) 选择磁补偿顺序,进行三轴顺序磁补偿。
- 4) 根据补偿顺序,对三轴顺序补偿值进行校准。
- 5) 三轴顺序补偿校准完毕,输出校准补偿值。

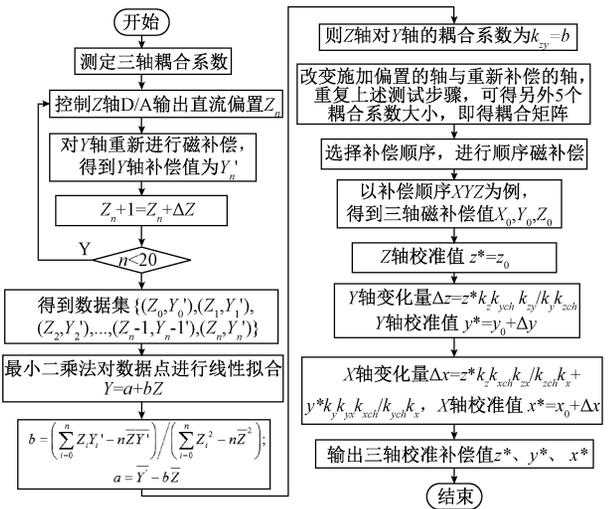


图 8 顺序补偿自动校准算法流程

Fig. 8 Flow chart of sequential compensation automatic calibration algorithm

顺序补偿及校准过程中的光强信号变化如图 9 所示。整个过程分为 x 、 y 、 z 三轴的顺序补偿及校准两个部分。其中, t_{d1} 和 t_{d2} 是为方便波形辨识而设置的时间间隔,不是磁补偿的必要环节。由图易知, x 轴和 z 轴的补偿,是在寻找光电流的最大值,而 y 轴的补偿,是在寻找光电流的最小值。随着补偿的进行,光电流信号总体呈上升趋势,直至最后对补偿值进行校准之后,光电流达到最大,认为磁补偿结束,磁强计内部敏感元件附近剩磁接近零磁。

图 10 所示为步长收敛法的光强信号变化过程:由于该方法为三轴同时迭代补偿,因此光强信号总体呈现不

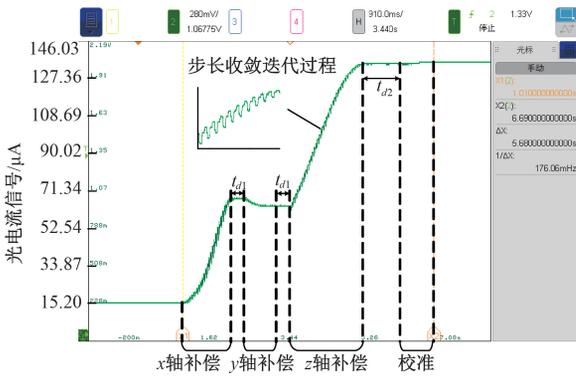


图9 三轴顺序补偿校准法的光强信号变化

Fig. 9 Light intensity signal change of three-axis sequential compensation calibration method

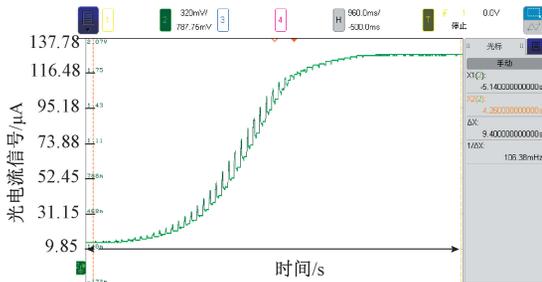


图10 步长收敛补偿法的光强信号变化

Fig. 10 Light intensity signal variation of step convergence compensation method

断上升的趋势。然而由于三轴对于磁场的敏感程度存在差异,因此曲线的斜率在发生变化,这与收敛过程中哪一轴占主导地位有关系。

3.2 实验分析

顺序补偿校准过程中光强及三轴补偿电流的变化过程如图 11 所示。三轴先是按照顺序进行补偿,然后对顺序补偿值进行校准。由图 11 可知,校准时,先补偿的非抽运轴补偿值呈现微小的阶跃变化,抽运轴则呈非阶跃变化;而最后补偿的一轴磁补偿值基本不发生改变(认为最后补偿的一轴不受前两轴补偿的影响,且忽略过程中可能产生的二次耦合)。这是本文所提方法定量减小三轴耦合磁场的过程。

图 12 和 13 所示为步长收敛法磁补偿过程。由图 12、13 可知,由于三轴敏感程度不同,步长收敛开始的时间也不同。其中,任一轴迭代收敛一次都会考虑上一次迭代过程中另外两轴补偿电流引起的耦合磁场。随着三轴步长的不断收敛,三轴磁补偿值变化量变小,3 个方向剩磁场逐渐逼近零磁,三轴之间的耦合磁场降至最低。该方法正是通过这种反复迭代的方式对三轴之间的磁场耦合进行减小,从而保证补偿精度的。

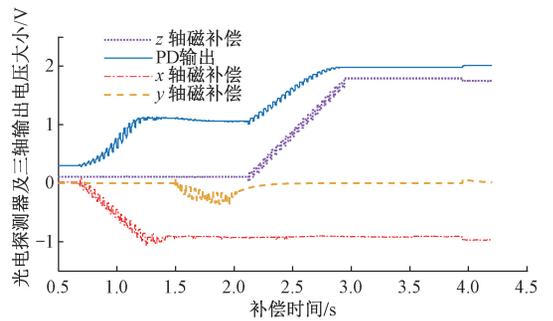


图 11 顺序补偿校准法的补偿过程

Fig. 11 Compensation process of sequential compensation calibration method

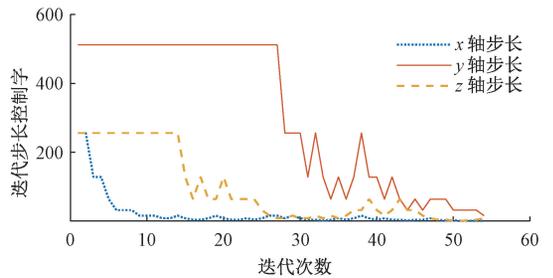


图 12 三轴收敛步长与迭代次数的关系

Fig. 12 Relationship between triaxial convergence step size and iteration times

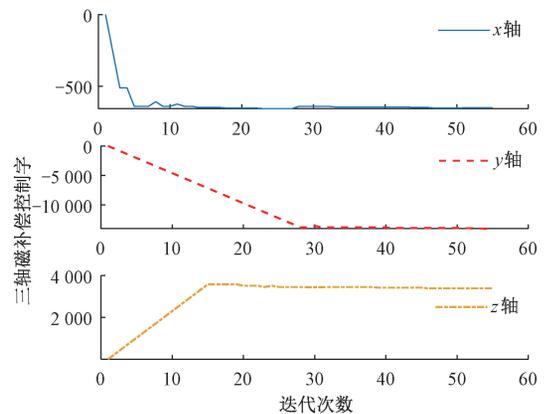


图 13 三轴磁补偿值与迭代次数的关系

Fig. 13 Relationship between triaxial magnetic compensation value and iteration times

分析两种方法减小耦合的过程,步长收敛法通过反复迭代的方式将三轴耦合影响降到了最小,而本文提出的顺序补偿校准法对三轴耦合进行了定量修正。

3.3 结果对比

验证顺序补偿校准法的效果如下:1)分别使用顺序补偿法、顺序补偿校准法、步长收敛迭代法对磁强计进行磁补偿;2)通过磁屏蔽桶对磁强计样机施加 1 kHz

@ 200 nTpp 的调制磁场,并对磁强计输出的信号进行锁向放大,得到待测磁场数据;3)通过校正后的线圈施加 30 Hz@ 100 pTrms 的标定磁场信号,采集锁向放大后的输出数据 30 s,并进行快速傅里叶变换(FFT)频谱分析,30(± 5) Hz 范围内的最低点即为磁强计样机的测量灵敏度。

实验结果如图 14 和 15 所示,顺序补偿校准法基本可实现与步长收敛补偿法相当的灵敏度,即本文提出的方法具备了一定的解耦效果。将本文方法与顺序补偿法进行对比,发现校准前后磁强计的灵敏度分别为 28.84 fT/Hz^{1/2} 和 25.12 fT/Hz^{1/2};多次重复实验,证明了本文提出的方法相比于顺序补偿法,灵敏度可提升约 13%。

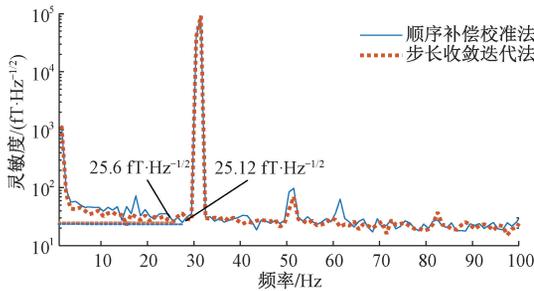


图 14 顺序补偿校准法与步长收敛迭代法的灵敏度对比

Fig. 14 Sensitivity comparison between sequential compensation calibration method and step convergence iterative method

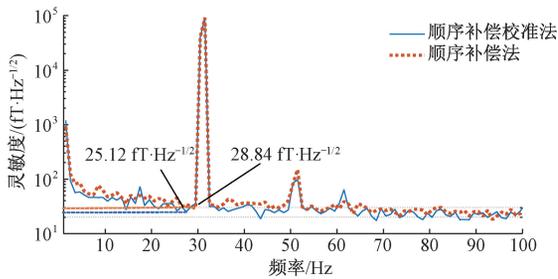


图 15 顺序补偿校准法与顺序补偿法的测试灵敏度对比

Fig. 15 Comparison of test sensitivity between sequential compensation calibration method and sequential compensation method

4 结 论

本文提出了一种基于单光束 SERF 磁强计三轴顺序磁补偿自动校准方法。实验结果表明,对耦合磁场校准后,磁强计的响应线宽平均变窄 2~10 Hz,测量灵敏度达到 25.12 fT/Hz^{1/2},灵敏度提升 13% 左右,满足磁强计的测量灵敏度要求。该方法优化了现有的顺序补偿方法,

提出了一种新颖的处理三轴磁场耦合的思路,对于磁强计三轴耦合研究具有一定的理论及实验研究价值。

参考文献

- [1] 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.
- [2] STRAND S, LUTTER W, STRASBURGER J F, et al. Low-cost fetal magnetocardiography: A comparison of superconducting quantum interference device and optically pumped magnetometers. [J]. Journal of the American Heart Association, 2019, 8(16): 013436.
- [3] 王宇,赵惟玉,康翔宇,等. SERF 原子磁强计最新进展及应用综述[J]. 光学仪器, 2021, 43(6): 77-86. WANG Y, ZHAO W Y, KANG X Y, et al. The latest development and application of SERF atomic magnetometer: A Review[J]. Optical Instruments, 2021, 43(6): 77-86.
- [4] ZHANG Y, TIAN Y, LI S S, et al. Faraday-rotation atomic magnetometer using triple-chromatic laser beam[J]. Physical Review Applied, 2019, 12(1): 011004.
- [5] 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.
- [6] 李建军,王学锋,王巍,等. SERF 原子磁力仪关键技术及应用[J]. 导航与控制, 2021, 20(2): 18-23. LI J J, WANG X F, WANG W, et al. Key technology and application of SERF atomic magnetometer [J]. Navigation and Control, 2021, 20(2): 18-23.
- [7] COOPER R J, PRESCOTT D W, MATZ P, et al. Atomic magnetometer multisensor array for rf interference mitigation and unshielded detection of nuclear quadrupole resonance[J]. Physical Review Applied, 2016, 6(6): 064014.
- [8] 陈东营,杨远洪,王中亮,等. 无自旋交换弛豫原子自旋陀螺非线性特性实验研究[J]. 光学学报, 2019, 39(8): 71-74. CHEN D Y, YANG Y H, WANG ZH L, et al. Experimental investigation on nonlinearity of spin-exchange relaxation-free atomic spin gyroscope[J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(8): 71-74.
- [9] 杨宝,崔敬忠,缪培贤,等. 自由弛豫信号截取时长对 NMOR 铷原子磁力仪性能的影响[J]. 电子测量与仪器学报, 2020, 34(1): 97-104. YANG B, CUI J ZH, LIAO P X, et al. Effect of interception-length of free relaxation signals on erformance of NMOR Rb atomic magnetometer [J]. Journal of

- Electronic Measurement and Instrumentation, 2020, 34(1):97-104.
- [10] LI J, QUAN W, HAN B C, et al. Multilayer cylindrical magnetic shield for SERF atomic co-magnetometer application[J]. IEEE Sensors Journal, 2019, 19(8): 2916-2923.
- [11] KATARZYNA G, MACIEJ S. In situ compensation method for high-precision and high-sensitivity integral magnetometry [J]. Measurement Science and Technology, 2019, 30(8): 085003.
- [12] 王先华, 贾森, 郝安庆, 等. 用于原子干涉测量的多段圆柱形磁屏蔽装置性能分析及实验研究[J]. 仪器仪表学报, 2020, 41(5): 1-9.
WANG X H, JIA S, HAO AN Q, et al. Performance analysis and experiment study on multi-sectional cylindrical magnetic shield device used for atom interferometric measurement [J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2020, 41(5): 1-9.
- [13] YANG K, LU J, WANG Z, et al. Minimizing magnetic fields of the low-noise MnZn ferrite magnetic shield for atomic magnetometer[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2022, 55(1): 015003.
- [14] SELTZER S J, ROMALIS M V. Unshielded three-axis vector operation of a spin-exchange-relaxation-free atomic magnetometer [J]. Applied Physics Letters, 2004, 85(20): 4804-4806.
- [15] LI Z, WAKAI R T, WALKER T G. Parametric modulation of an atomic magnetometer [J]. Applied Physics Letters, 2006, 89(13): 134105.
- [16] PAPOYAN A, SHMAVONYAN S, KHANBEKYAN A, et al. Magnetic-field-compensation optical vector magnetometer [J]. Applied Optics, 2016, 55(4): 892-895.
- [17] FANG J, QIN J. In situ triaxial magnetic field compensation for the spin-exchange-relaxation-free atomic magnetometer [J]. Review of Scientific Instruments, 2012, 83(10): 103104.
- [18] ZHAO J, LIU G, LU J, et al. A non-modulated triaxial magnetic field compensation method for spin-exchange relaxation-free magnetometer based on zero-field resonance [J]. IEEE Access, 2019(7): 167557-167565.
- [19] DONG H, LIN H, TANG X. Atomic-signal-based zero-field finding technique for unshielded atomic vector magnetometer[J]. IEEE Sensors Journal, 2012, 13(1): 186-189.

作者简介



宋欣达(通信作者), 2004年于太原理工大学获得学士学位, 2011年于太原理工大学获得硕士学位, 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, 主要研究方向为量子精密测量、人体生物极弱磁场测量、微弱信号检测与处理。

E-mail: songxinda@buaa.edu.cn

Songxinda (Corresponding author) received his B. Sc. degree and M. Sc. degree both from Taiyuan University of Technology in 2004 and 2011, and received his Ph. D. degree from Beihang University in 2016. He is currently an associate professor at Beihang University. His main research interests include quantum precision measurement, human biological extremely weak magnetic field measurement, and weak signal detection and processing.