Analysis of Angular Correlation Characteristics of ODMR Magnetometer Sensitivity *

SHI Hongyu[1,2*], DU Shangyu[1,2]
(1.CCTEG Coal Mining Research Institute, Beijing 100013, China;
2.Coal Mining Branch, China Coal Research Institute, Beijing 100013, China)

Abstract: The angular correlation characteristics of the sensitivity of the optically detected magnetic resonance (ODMR) magnetometers determine the optimal operating angle range of the ODMR magnetometer. The mathematical expression of the detecting signals of ODMR magnetometers under different polarized light, radio frequency electromagnetic field, and measured magnetic field configurations is derived. Based on this, an in-depth analysis is conducted on the angle dependence of the detecting sensitivity of M_X magnetometers based on measuring horizontal components and M_Z magnetometers based on measuring vertical components. The results indicate that there is a significant difference in the angular correlation characteristics of sensitivity between M_X and M_Z magnetometers under $B_{rf} // k$ and $B_{rf} \perp k$ conditions. Based on this, the optimal installation angle for magnetic field measurement of ODMR magnetometers with different configurations is obtained.

Key words: weak magnetic field detection; angular correlation characteristics; magnetic resonance signal expression; ODMR magnetometer; sensitivity
EEACC: 7230 **doi**: 10.3969/j.issn.1004-1699.2025.11.006

ODMR 型磁力仪灵敏度的角相关特性分析 *

时洪宇[1,2*], 杜尚宇[1,2]
(1.中煤科工开采研究院有限公司, 北京 100013; 2.煤炭科学研究总院开采研究分院, 北京 100013)

摘 要: 光检测磁共振(Optically Detected Magnetic Resonance, ODMR)型磁力仪灵敏度的角相关特性决定了磁力仪的最佳工作角度范围。推导了 ODMR 型磁力仪不同偏振光、射频电磁场、被测磁场构型下检测信号的数学表达, 基于此深入分析了基于测量水平分量的 M_X 型磁力仪、测量垂直分量的 M_Z 型磁力仪的检测灵敏度的角度依赖关系, 结果表明 M_X、M_Z 型磁力仪在 $B_{rf} // k$ 与 $B_{rf} \perp k$ 条件下的灵敏度角相关特性存在明显差异, 基于此得到不同构型的 ODMR 型磁力仪进行磁场测量时的最佳安装角度。

关键词: 弱磁检测; 角相关特性; 磁共振信号表达; ODMR 型磁力仪; 灵敏度
中图分类号: TP212.13 **文献标识码**: A **文章编号**: 1004-1699(2025)11-1963-06

光检测磁共振(Optically Detected Magnetic Resonance, ODMR)型磁力仪采用光泵浦的方法使原子介质极化, 然后采用交变的微弱磁场去扰动原子的磁矩空间取向或者自旋极化, 且当磁场频率恰好等于原子的拉莫尔频率时扰动作用达到最大, 通过光检测扰动强度的改变, 获得磁场信息[1-2], 在地震前兆电磁观测[3-6]、地磁导航[7-8]、空间物理研究[9-14]等领域应用广泛。

当 ODMR 型磁力仪的光矢方向与磁场夹角发生变化时, 亚稳态各子能级的粒子数之比发生变化, 导致光电探测器检测到的共振信号强度随之改变, 从而影响磁力仪的噪声灵敏度。一般地, 将 ODMR 磁力仪灵敏度的这种角度依赖关系称为磁力仪灵敏度的角相关特性。磁力仪能够正常工作时的角度范围称为工作区, 磁力仪无法锁定时的角度范围称为盲区(死区)。研究 ODMR 型磁力仪灵敏度的角相关特性, 对于实现磁场的高精度检测具有重要意义。张军海、WEIS 等[15-16]理论分析了共振线极化原子矢量磁力仪检测信号对于角度的依赖关系; 时洪宇等[17]研究了 DRAM 型激光氦光泵磁力仪灵敏度的角相关特性, 张杰[18]深入研究氦灯光源式氦光泵磁力仪的灵敏度表达。以上研究多是针对基于线偏振

项目来源: 国家自然科学基金项目(52204170, 51974159); 中煤科工开采研究院有限公司“科技创新基金”项目(KCYJY-2024-MS-05)
收稿日期: 2023-09-17 **修改日期**: 2023-11-10

激光检测的磁力仪，对于采用圆偏振激光检测的ODMR型磁力仪灵敏度的角相关特性还缺乏系统全面的分析研究。

本文首先推导不同圆偏振激光、射频电磁场、被测磁场矢量组合下ODMR型磁力仪的检测信号的数学表达，基于此深入研究分析不同检测方式下磁力仪灵敏度的角相关特性，最终得到最佳的磁力仪工作状态，实现高灵敏度磁场检测目的。

1 ODMR磁力仪磁共振信号表达

如图1所示，原子磁矩 M 绕磁场 B_0 进行拉莫尔进动，此时施加频率为 ω 的射频场 B_1（$B_1=|B_1|\cos(\omega t)$）。当交变磁场能量等于相邻子能级差时产生顺磁共振，共振频率即为原子的拉莫尔频率。

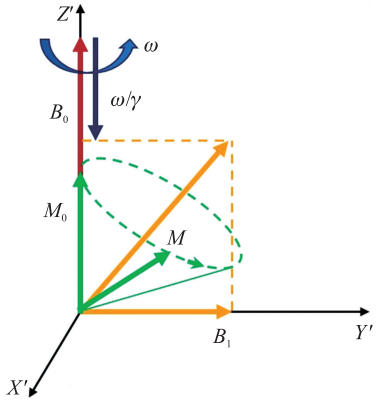

图1 旋转坐标系下磁矩进动

ODMR型磁力仪检测信号的求解过程如下：①建立描述原子极化矢量运动的Bloch方程；②采用旋波近似的方法建立磁力仪旋转坐标系，推导此时坐标系下的Bloch方程，进一步求解原子极化矢量在正交坐标系下的分量；③根据测量体系稳态条件求解得到极化矢量的正交分量，并转换到实验室坐标系；④代入得到信号表达式。

基于电动力学原理，在不考虑原子弛豫过程的影响前提下，原子磁矩 $\boldsymbol{M}$ 在任意磁场下的进动过程由Bloch方程描述，如下式所示：

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{M}}{\mathrm{d}t}=\gamma M\times B_0 \tag{1}$$

此时假设磁场方向为垂直 Z 轴，则磁矩的垂直分量为常数，水平分量绕 Z 轴转动，频率为 $\omega_0=\gamma B_0$。

如图1所示，实验室坐标系绕 Z 轴以频率 ω 转动形成旋转坐标系，此时射频电磁场 $B_1\parallel Y'$ 且为常量，只有垂直于磁场的分量 B_{eff} 是有效射频场。该磁场可以分解为两个大小相同方向相反的旋转磁场，分别为 $B_{\mathrm{eff}}[-\sin(\omega t)x+\cos(\omega t)y]$ 和 $B_{\mathrm{eff}}[\sin(\omega t)x+\cos(\omega t)y]$，其中，逆时针旋转射频场与磁矩的进动方向同向，旋转角频率为 ω；顺时针旋转射频场与磁矩的进动方向反向，相对与磁矩进动的旋转角频率为 2ω，发生共振时的频率为2倍的Lamor频率，因此可以忽略，这个近似过程即为旋波近似，如图2所示。

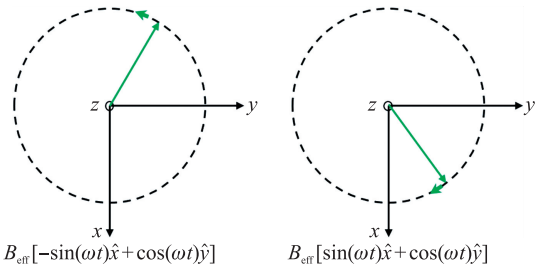

图2 旋波近似

以逆时针旋转磁场的旋转方向与频率为参考建立旋转坐标系[X' Y' Z']，此时射频场的有效分量可以看成静态磁场 B_{eff}，根据Lamor定理，同时在 $-Z$ 方向会引入一个虚拟的磁场 ω/γ，如图1所示。

旋转坐标系下，极化矢量会沿着总磁场作Lamor进动并最终达到稳态，描述其运动的Bloch方程此时表示为：

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{M}}{\mathrm{d}t}=\gamma\left[\boldsymbol{M}\times\left(B_0-\frac{\omega}{\gamma}\right)\right] \tag{2}$$

式中：γ 为原子的旋磁比。求解Bloch方程可以得到旋转坐标系下极化矢量的正交分量[M'_x M'_y M'_z]，如下式所示：

$$\begin{cases}\boldsymbol{M}'_x=-\boldsymbol{M}_0\dfrac{\Omega T_2}{1+(\Delta\omega T_2)^2+\Omega^2T_1T_2}\\ \boldsymbol{M}'_y=\boldsymbol{M}_0\dfrac{\Delta\omega\Omega T_2^2}{1+(\Delta\omega T_2)^2+\Omega^2T_1T_2}\\ \boldsymbol{M}'_z=\boldsymbol{M}_0\dfrac{1+(\Delta\omega T_2)^2}{1+(\Delta\omega T_2)^2+\Omega^2T_1T_2}\end{cases} \tag{3}$$

式中：$\Delta\omega$ 为频率失谐量，T_1、T_2 分别为纵向、横向弛豫时间，Ω 为垂直于磁场方向的有效射频场分量拉比频率。

将旋转坐标系映射到实验室坐标系可得此时磁矩的分量表达式，表示为：

$$\begin{cases}\boldsymbol{M}_x=\boldsymbol{M}'_x\cos(\omega t)-\boldsymbol{M}'_y\sin(\omega t)\\ \boldsymbol{M}_y=\boldsymbol{M}'_x\sin(\omega t)+\boldsymbol{M}'_y\cos(\omega t)\\ \boldsymbol{M}_z=\boldsymbol{M}'_z\end{cases} \tag{4}$$

ODMR型磁力仪利用探测光检测原子磁矩进行磁场测量。其中，测量水平分量 $\boldsymbol{M}_x$ 和 $\boldsymbol{M}_y$ 的称为 $\boldsymbol{M}_X$ 型磁力仪，测量垂直分量 $\boldsymbol{M}_z$ 的称为 $\boldsymbol{M}_Z$ 型磁力仪。本文重点对这两种磁力仪的检测信号特征进行

讨论分析。

建立 ODMR 磁力仪的一般检测坐标系,如图 3 所示。其中,圆偏振光光失 k(泵浦/探测)沿 Z 轴方向,射频电磁场 B_{rf}在 XZ 平面内,任意方向的外磁场 B_0 采用极坐标表示,θ_B 为 B_0 与光失 k 的夹角,φ_B 为 B_0 在 XY 平面内的投影与 X 轴的夹角。

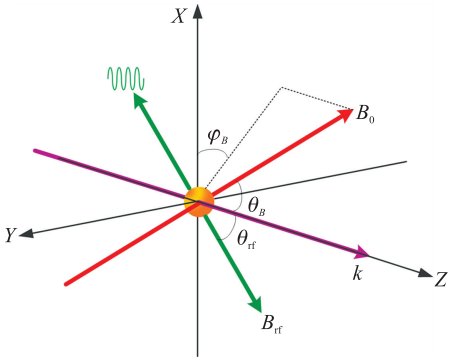

图 3　M_Z 型磁力仪检测坐标系

透过原子气室的光功率与极化矢量在光轴方向的分量成正比,检测光信号最终可以表示为:

$$P=P_{dc}+P_{as}\sin(\omega t)+P_{ds}\cos(\omega t) \tag{5}$$

$$P_{dc}=P_0-P_0\kappa_0 L+P_0\kappa_0 L\alpha_S M_z\cos\theta_B \tag{6}$$

$$P_{as}=-P_0\kappa_0 L\alpha_S M_x\sin\theta_B \tag{7}$$

$$P_{ds}=-P_0\kappa_0 L\alpha_S M_y\sin\theta_B \tag{8}$$

式中:P_0 为入射光强,κ_0 是未极化氦原子对光的吸收系数,L 是氦原子团对应的长度,α_S 是与原子多极矩相关的系数,φ 是相位差,P_{dc}、P_{as}、P_{ds}分别为光强的直流分量、吸收分量、色散分量。

式(6)中 P_0、κ_0、L、α_S 为常数,因此可以采用 S_{dc} 表征 M_Z 型磁力仪直流信号特性,S_{as}、S_{ds}表征 M_X 型磁力仪吸收、色散信号特性,如下所示:

$$S_{dc}=\frac{1+(\Delta\omega T_2)^2}{1+(\Delta\omega T_2)^2+\Omega^2 T_1 T_2}M_0\cos\theta_B^2 \tag{9}$$

$$S_{as}=\frac{\Omega T_2}{1+(\Delta\omega T_2)^2+\Omega^2 T_1 T_2}M_0\sin\theta_B\cos\theta_B \tag{10}$$

$$S_{ds}=-\frac{\Delta\omega\Omega T_2^2}{1+(\Delta\omega T_2)^2+\Omega^2 T_1 T_2}M_0\sin\theta_B\cos\theta_B \tag{11}$$

为了简化磁力仪结构,降低磁力仪结构加工工艺精度要求,通常射频电磁场方向设计为平行或者垂直于光轴方向。两种磁力仪结构下垂直于磁场方向的有效射频场分量不同,导致磁力仪检测信号特性也不尽相同。当射频场垂直于光轴方向($B_{rf}\perp k$),如图 4 所示,此时有效射频场分量如式(12)所示。

$$\Omega^2=(\gamma B_{rf})^2\times f(\theta_B,\varphi_B)=(\gamma B_{rf})^2\times(\cos^2\theta_B+\sin^2\theta_B\sin^2\varphi_B) \tag{12}$$

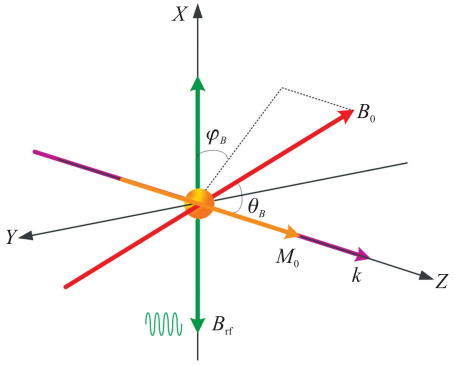

图 4　射频场垂直于光轴检测坐标系

当射频场平行于光轴方向,如图 5 所示,此时有效射频场分量只与 B_0 与光失 k 的夹角 θ_B 有关,如式(13)所示。

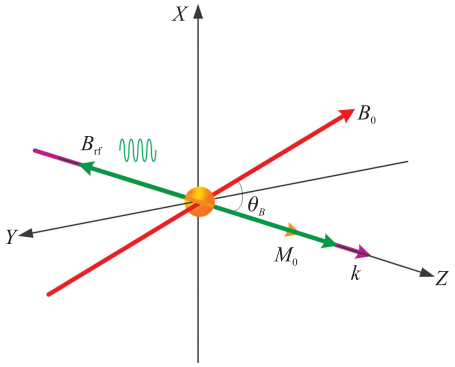

图 5　射频场平行于光轴检测坐标系

$$\Omega^2=(\gamma B_{rf})^2\times f(\theta_B,\varphi_B)=(\gamma B_{rf})^2\times\sin^2\theta_B \tag{13}$$

根据式(9)~式(11),由于 S_{dc}、S_{as}、S_{ds}是关于 B_0 与光失 k 的夹角 θ_B,以及 B_0 在 XY 平面内的投影与 X 轴的夹角 φ_B 的变量,因此 ODMR 磁力仪存在测量角相关特性。

2　M_Z 型磁力仪灵敏度的角相关特性

根据式(9),M_Z 型磁力仪的直流检测信号 S_{dc}的线型如图 6 所示。可以看出直流检测信号呈洛伦兹线型,磁场共振点即为信号的最小值。

由于直流分量 S_{dc}呈现偶对称特性,因此在进行扫频锁定时无法确定频点在共振频率的左侧或者右

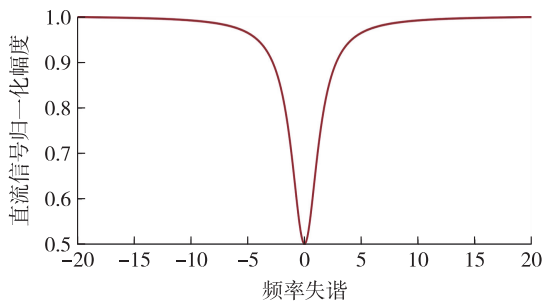

图 6　直流检测信号线型

侧,一般基于频率调制解调的方法,通过求解一阶微分将其转换为奇对称曲线,然后通过寻找零点进行共振锁定检测。

射频场信号频率可以表示为:

$$f=f_0+f_d\cos(2\pi f_m t) \tag{14}$$

式中:f_0 为中心频率,f_d 为调制深度,f_m 为调制频率。可见,经调频后该射频信号的瞬时频率是在中心频率 f_0 上叠加了一个按调制频率 f_m 变化的频率。在 f_0 处对式(14)作泰勒级数展开,展开后的线型函数为:

$$\begin{aligned} g(f)=&\sum_{i=0}^{n}\frac{g_{(f_0)}^{(n)}}{n!}(f-f_0)^n+R_n(f)=g(f_0)+\\ &g'(f_0)(f-f_0)+\frac{g''(f_0)}{2}(f-f_0)^2+\frac{g_{(f_0)}^{(n)}}{n!}(f-f_0)^n+R_n(f)=\\ &g(f_0)+g'(f_0)[f_d\cos(2\pi f_m t)]+\cdots+\\ &\frac{g_{(f_0)}^{(n)}}{n!}[f_d\cos(2\pi f_m t)]^n+R_n(f) \end{aligned} \tag{15}$$

可以看出,$g(f)$ 中包含了它自身的各次微分信息,并且分别与 $[\cos(2\pi f_m t)]^n$ 成正比,将 $[\cos(2\pi f_m t)]^n$ 按照倍角公式展开,既可以得到各次谐波的系数。其中,与一次谐波 $\cos(2\pi f_m t)$ 成比例的系数为:

$$\begin{aligned} a_1=&f_d g'(f_0)+\frac{1}{8}f_d^3 g^{(3)}(f_0)+\frac{1}{192}f_d^5 g^{(5)}(f_0)+\cdots=\\ &\sum_{m=0}^{\infty}\frac{f_d^{2m+1}}{2^{2m}m!\ (m+1)!}\left[\frac{\mathrm{d}^{2m+1}g(f)}{\mathrm{d}f^{2m+1}}\right]_{f_0} \end{aligned} \tag{16}$$

m 取 0,1,2 等,当调制深度 $f_d \ll \Delta B$ 时,高阶导数可以忽略,则信号正比于 $f_d g'(f_0)$,从而得到一阶微分信号。当 f_d 与线宽 ΔB 差别不足够小时,由于高阶微分的混入,一阶微分曲线会发生轻微畸变。

采用上述方法对直流分量 S_{dc} 求解一阶微分,结果如图 7 所示,通过检测曲线的过零点即可得到共振频率,曲线过零点斜率表征其检测灵敏度。

基于式(9)、式(12),可以看出 $B_{rf}\perp k$ 条件下,M_Z 型磁力仪的角相关特性同时与 B_0 与光失 k 的夹角 θ_B,以及 B_0 在 XY 平面内的投影与 X 轴的夹角 φ_B 有关,如图 8 所示。

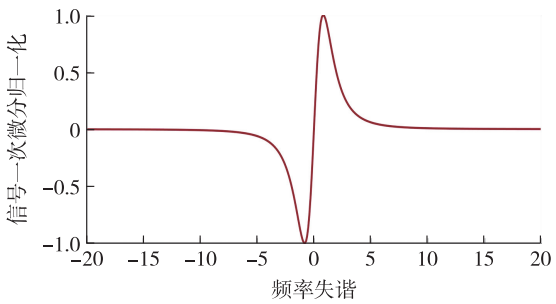

图 7 直流检测信号一次微分线型

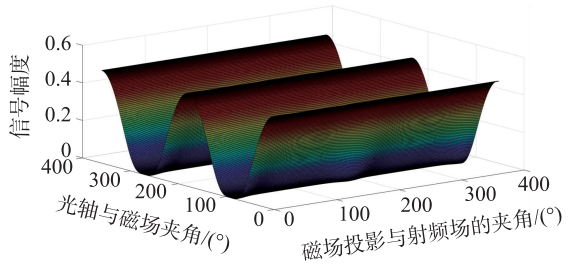

图 8 $B_{rf}\perp k$ 时 M_Z 型磁力仪角相关特性

可以看出,当 $B_{rf}\perp k$ 时,当 B_0 与光失 k 的夹角 θ_B 一定时,B_0 在 XY 平面内的投影与 X 轴的夹角 φ_B 对磁力仪检测灵敏度的影响不大。取 $\varphi_B=0°$,进一步分析 $B_{rf}\perp k$ 时 M_Z 型磁力仪检测灵敏度与 θ_B 的关系,结果如图 9 所示。可以看出,M_Z 型磁力仪的最佳工作角度为 0°和 180°,此时检测灵敏度最大;工作盲区在 90°与 270°附近,此时检测灵敏度约为零。

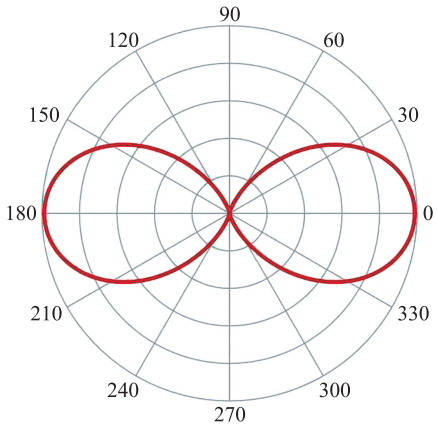

图 9 $B_{rf}\perp k$ 时 M_Z 型磁力仪检测灵敏度与 θ_B 关系

当 $B_{rf}/\!/k$ 时,基于式(9)、式(13)可以看出此时 M_Z 型磁力仪的角相关特性仅与 B_0 与光失 k 的夹角 θ_B 相关,如图 10 所示。可以看出:当 $B_{rf}/\!/k$ 时,M_Z 型磁力仪的最佳工作角度为 35.3°、144.7°、215.3°和

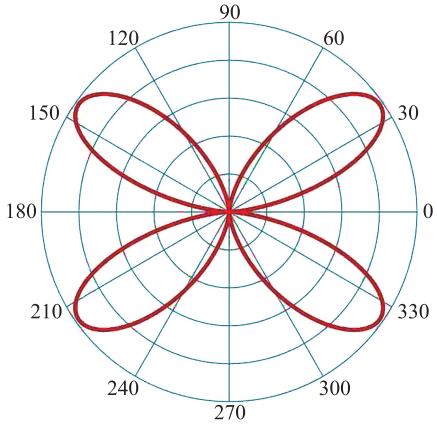

图 10 $B_{rf}/\!/k$ 时 M_Z 型磁力仪角相关特性

324.7°,此时检测灵敏度最大;工作盲区为 0°、90°、180°和 270°附近,此时检测灵敏度约为零。

3　M_X 型磁力仪灵敏度的角相关特性

根据式(10)、式(11),M_X 型磁力仪吸收 S_{as}、色散信号 S_{ds} 的线型如图 11 所示。可以看出,吸收信号呈偶对称特性的洛伦兹线型,磁场共振点即为信号的最大值;色散信号呈奇对称特性的色散线型,曲线的过零点即为磁场共振点。

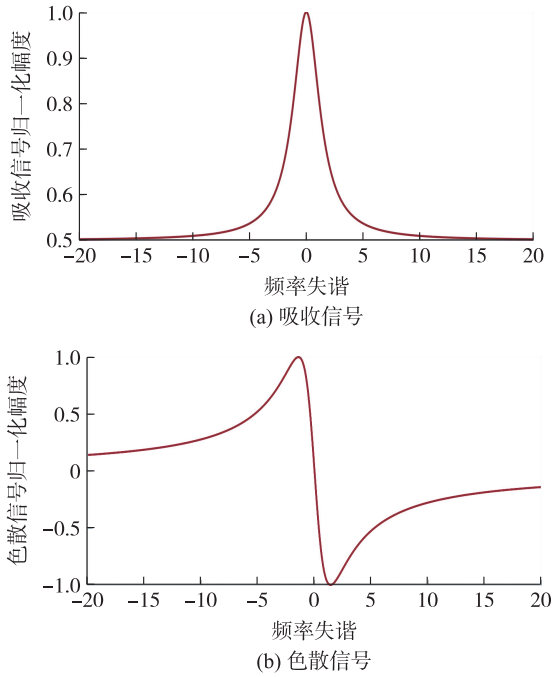

图 11　吸收信号与色散信号线型

对于吸收信号 S_{as},可以通过求解一阶微分将其转变为奇对称曲线,然后通过检测过零点实现共振锁定。对于色散信号 S_{ds},可以直接检测过零点实现共振锁定。因此,M_X 型磁力仪一般采用色散信号进行信号检测。

基于式(11)、式(12),可以得到 $B_{rf}\perp k$ 条件下 M_X 型磁力仪灵敏度的角相关特性同时与 B_0 与光失 k 的夹角 θ_B,以及 B_0 在 XY 平面内的投影与 X 轴的夹角 φ_B 有关,如图 12 所示。

可以看出,当 $B_{rf}\perp k$ 时,当 B_0 与光失 k 的夹角

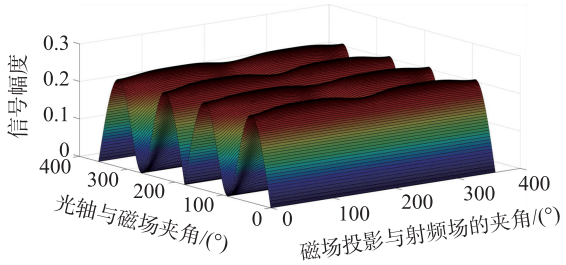

图 12　$B_{rf}\perp k$ 时 M_X 型磁力仪角相关特性

θ_B 一定时,B_0 在 XY 平面内的投影与 X 轴的夹角 φ_B 对磁力仪检测灵敏度的影响不大。取 $\varphi_B=0°$,进一步分析 $B_{rf}\perp k$ 时 M_X 型磁力仪检测灵敏度与 θ_B 的关系,结果如图 13 所示。M_X 型磁力仪的最佳工作角度为 41.5°、138.5°、221.5°和 318.5°,此时检测灵敏度最大;工作盲区为 0°、90°、180°和 270°附近,此时检测灵敏度约为零。

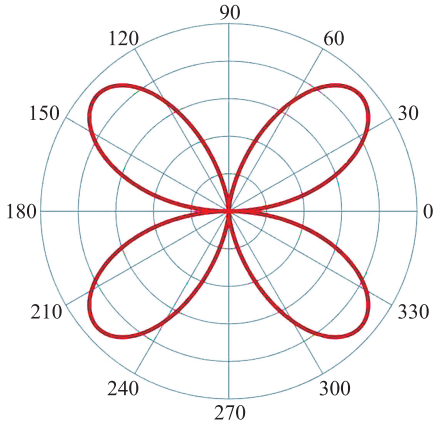

图 13　$B_{rf}\perp k$ 时 M_X 型磁力仪检测灵敏度与 θ_B 关系

基于式(11)、式(13),可以得到 $B_{rf}/\!/k$ 条件下 M_X 型磁力仪灵敏度的角相关特性仅与 B_0 与光失 k 的夹角 θ_B 相关,如图 14 所示。

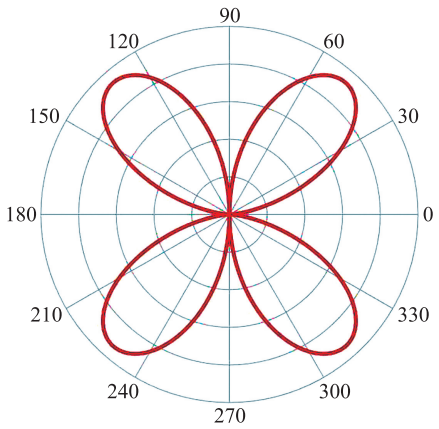

图 14　$B_{rf}/\!/k$ 时 M_X 型磁力仪角相关特性

由图可以看出:当 $B_{rf}/\!/k$ 时,M_X 型磁力仪的最佳工作角度为 48.5°、131.5°、228.5°和 311.5°,此时检测灵敏度最大;工作盲区为 0°、90°、180°和 270°附近,此时检测灵敏度约为零。

4　结论

本文基于 ODMR 型磁力仪检测原理,分析了不同偏振激光、射频电磁场、被测磁场矢量组合下检测信号的数学表达,基于此深入研究分析不同检测方式下磁力仪灵敏度的角相关特性,最终得到最佳的磁力仪工作状态。研究结果表明,M_X、M_Z 型磁力仪在

B_{rf} // k 或 B_{rf} ⊥ k 条件下灵敏度的角相关特性存在明显差异。对于 M_Z 型磁力仪,当 B_{rf} ⊥ k 时(φ_B = 0°为例),最佳工作角度为 0°和 180°,工作盲区为 90°与 270°附近;当 B_{rf} // k 时,最佳工作角度为 35.3°、144.7°、215.3°和 324.7°,工作盲区为 0°、90°、180°和 270°附近。对于 M_X 型磁力仪,当 B_{rf} ⊥ k 时(φ_B = 0°为例),最佳工作角度为 41.5°、138.5°、221.5°和 318.5°,工作盲区为 0°、90°、180°和 270°附近;当 B_{rf} // k 时,最佳工作角度为 48.5°、131.5°、228.5°和 311.5°,工作盲区为 0°、90°、180°和 270°附近。因此,在使用不同构型的 ODMR 型磁力仪进行磁场检测时,应综合考虑被测磁场的大概角度和磁力仪灵敏度的角相关特性以选择合适的磁力仪检测方式。

参考文献:

[1] Weis A, Bison G, Grujic Z D. Magnetic Resonance Based Atomic Magnetometers[A]//Grosz A, Haji-Sheikh M J, Mukhopadhyay S C. High Sensitivity Magnetometers[M]. Cham, Switzerland, Springer, 2017: 361-424.

[2] 张振宇,程德福,连明昌,等. 氦光泵磁力仪信号的分析及检测[J]. 仪器仪表学报,2011,32(12):2656-2661.

[3] Shen X H, Zhang X M, Wang L W, et al. The Earthquake-Related Disturbances in Ionosphere and Project of the First China Seismo-Electromagnetic Satellite[J]. Earthquake Science, 2011, 24(6): 639-650.

[4] Shen X H, Zhang X M, Yuan S G, et al. The State-of-the-Art of the China Seismo-Electeomagnetic Satellite Mission [J]. Science China Technological Sciences, 2018, 61(5): 634-642.

[5] Cheng B J, Zhou B, Magnes W, et al. High Precision Magnetometer for Geomagnetic Exploration Onboard of the China Seismo-Electromagnetic Satellite [J]. Science China Technological Sciences, 2018, 61(5): 659-668.

[6] Zhang J, Wang Y Z, Wang C, et al. 4He Optically Pumped Magnetometer with RF Field Modulation and Light Stabilization in Deep Well for Earthquake Monitoring[J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 2022, 71: 7007710.

[7] 孙伟民,刘双强,赵文辉,等. 光学原子磁力仪[M]. 哈尔滨:哈尔滨工程大学出版社,2015: 1-9.

[8] 孙晓洁,寇军,张笑楠,等. 地磁导航技术研究进展[J]. 导航与控制,2016,15(6): 1-6.

[9] Budker D, Jackson Kimball D F. Optical Magnetometery [M]. New York, NY, USA: Cambridge University Press, 2013: 285-298.

[10] 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.

[11] Potemra T A, Mobley F F, Eckard L D. The Geomagnetic Field and Its Measurement: Introduction and Magnetic Field Satellite (MAGSAT) Glossary[J]. Johns Hopkins APL Technical Digest, 1980, 1(3): 162-170.

[12] Nielsen O V, Petersen J R, Primdahl F, et al. Development, Construction and Analysis of the "OErsted" Fluxgate Magnetometer[J]. Measurement Science and Technology, 1995, 6(8): 1099-1115.

[13] Léger J M, Bertrand F, Jager T, et al. SWARM Absolute Scalar and Vector Magnetometer Based on Helium 4 Optical Pumping[J]. Procedia Chemistry 1, 2009, 1(1): 634-637.

[14] Parrot M. The Micro-Satellite Demeter[J]. Journal of Geodynamics, 2002, 33(4-5): 535-541.

[15] 张军海,王平稳,韩煜,等. 共振线极化光实现原子矢量磁力仪的理论研究[J]. 物理学报,2018,67(6): 54-63.

[16] Weis A, Bison G, Pazgalev A S, et al. Theory of Double Resonance Magnetometers Based on Atomic Alignment [J]. Physical Review A, 2006, 74(3): 033401.

[17] 时洪宇,宋晓林,刘金胜,等. 基于旋转偏振的氦激光泵浦磁力仪无盲区探测方法研究[J]. 仪器仪表学报,2020,41(7): 10-18.

[18] 张杰. 井下高灵敏度氦光泵磁力仪关键技术研究[D]. 长春:吉林大学,2023.

时洪宇(1990—),男,2018 年于吉林大学获得博士学位,现为中煤科工开采研究院有限公司助理研究员,主要研究方向为智能感知技术及装备,shihongyujlu@163.com。