

磁场梯度对 Herriott 腔多反射原子磁力仪的影响*

郑锦韬¹⁾²⁾ 金世龙¹⁾ 杨开勇¹⁾ 肖希林³⁾ 钱天予¹⁾²⁾ 刘智贤⁴⁾

汪之国^{1)2†)}

1) (国防科技大学前沿交叉学科学院, 长沙 410073)

2) (量子信息机理与技术湖南省重点实验室, 长沙 410073)

3) (华惯科技有限公司, 长沙 410119)

4) (吉林大学物理学院, 长春 130012)

摘要

Herriott 多反射气室通过延长原子-光作用路径增强磁力仪读出信号, 但在磁场梯度存在时, 其多通结构会放大空间非均匀场对磁共振响应的影响。本文建立了磁场梯度作用下 Herriott 多反射原子磁力仪的空间卷积模型, 并重点分析横向磁场梯度的影响。结果表明, 环形多通采样使磁共振响应由单一 Lorentzian 线型转变为多个局域 Lorentzian 的空间加权叠加, 从而引起谱线展宽及非 Lorentzian 畸变。实验结果表明, 横向梯度导致吸收谱展宽、平顶及双肩结构, 并伴随线宽增加、色散斜率降低及等效磁场噪声退化, 使多反射结构的灵敏度优势在高梯度条件下减弱。进一步轴向梯度结果表明, 其响应主要由气室轴向有效采样长度决定, 而与横向环形采样半径无关。该研究揭示了多反射结构中光程增益与梯度容忍度之间的权衡关系, 为多反射气室的结构优化提供了参考。

关键词: 原子磁力仪, 梯度磁场, Herriott 多反射气室

PACS: 07.55.Ge, 32.80.Xx, 33.25.+k

基金: 国家自然科学基金(批准号: U23B2066, 12174446)和湖南省杰出青年科学基金(批准号: 2023JJ10050)资助的课题。

† 通信作者.E-mail: maxborn@nudt.edu.cn

第一作者.E-mail: zhengjintao20@nudt.edu.cn

1 引言

原子磁力仪利用原子自旋在磁场中的进动实现弱磁场探测, 已广泛用于基础物理^[1-3]、生物磁测量^[4-6]、地磁探测和弱磁无损检测等领域^[7-10]。其性能受自

旋弛豫、光学读出效率和环境磁场均匀性共同制约，其中气室结构^[11]、缓冲气体条件^[12-14]、内表面性质及光学深度等参数^[15-19] 会直接影响磁共振线宽、信号幅度和最终灵敏度。

在光学读出的碱金属原子磁力仪中，在弱吸收、未饱和条件下，光学旋转信号随探测光与原子介质的有效相互作用长度增加而增强。因此多反射结构可被引入探测光传输路径，在不增大气室体积的情况下延长有效光程，进而提升光学读出信噪比。多反射结构在原子磁力仪中的应用大致可分为两类，其一是通过延长有效光程提高原子磁力仪的灵敏度，例如 Sheng 等人使用两个 Rb 多通光学气室构成标量梯度计，报道 $0.54 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的磁场灵敏度^[20]。其二是基于多反射结构实现梯度磁场测量，Lucivero 等人在单个多反射气室内构建了两个由相反圆偏振光泵浦的 ^{87}Rb 原子系综，远失谐探测光的 Faraday 旋转在两个系综之间本征相减，获得了 $10.1 \text{ fT}/(\text{cm}\sqrt{\text{Hz}})$ 的梯度灵敏度^[21]； Yu、Sheng 等人在单个 Herriott 腔气室中，利用两个独立 Bell-Bloom 泵浦的原子系综，演示了总场梯度和部分磁场梯度张量元素的测量^[22]。此外，相关研究还包括多种基于多反射结构的原子磁力测量方案^[23-29]。

目前，原子磁力仪中多反射结构的相关研究主要集中在提高光学读出信噪比和构建差分读出通道等方面。相比之下，多通光路自身的空间采样函数如何影响非均匀磁场中的磁共振响应，仍缺乏系统讨论。本文以射频（Radio Frequency, RF）驱动双光束原子磁力仪为研究对象，建立了描述磁场梯度下磁共振响应的空间卷积模型，并重点比较 Herriott 多反射模式（后文均采用 Herriott 模式）与单通模式在横向梯度下的响应差异。实验通过测量吸收线型、共振中心频率、线宽、色散斜率和等效磁场噪声，评估横向梯度对两种模式响应和灵敏度的影响。进一步结合梯度方向旋转实验、CCD 光斑成像和 Herriott 模式下的轴向梯度测量，

分析实际空间采样函数的非理想性，并验证模型对梯度方向依赖性的预测。上述研究为 Herriott 多反射原子磁力仪在非均匀磁场环境中的性能评估与结构优化提供了实验依据。

2 实验装置与原理

2.1 实验设置

本实验采用双光束RF原子磁力仪构型，装置示意图如图1（a）所示。为减弱环境磁场的干扰，原子气室置于五层坡莫合金磁屏蔽装置中心，采用高频交流加热方式将气室加热到80℃，以提高 ^{87}Rb 蒸气密度。主偏置磁场 B_0 沿磁屏蔽筒的 z 方向施加，大小约为13.6 μT ；RF沿 x 方向施加，与 B_0 正交，用于驱动原子自旋磁共振。波长为795 nm的分布式反馈（DFB）激光器输出泵浦光，泵浦光经线偏振片和四分之一波片转换为圆偏振光，并沿 z 方向入射到原子气室中，通过光泵浦过程建立沿偏置场方向的原子自旋极化。为减小泵浦光的空间非均匀性引起的附加展宽，泵浦光扩束后直径约为25 mm，可覆盖所用气室的全部区域；实验中泵浦光功率密度约为1 mW/cm²，以避免明显的功率展宽。波长为780 nm DFB 激光器产生的探测光经线偏振起偏后，通过光纤耦合和准直系统沿 x 方向入射，光束直径约0.8 mm，光功率约为270 μW ，频率相对于Rb原子 D_2 线失谐约200 GHz，以减弱探测光吸收。如图1(b)所示，单次通过模式下探测光沿 x 方向一次穿过气室；在Herriott模式下，探测光由位于气室前表面的入射孔进入多反射腔，并从异侧出射孔输出，在气室内形成多次反射的空间采样路径。实验使用的气室中填充有过量的 ^{87}Rb ，缓冲气体为 N_2 ，分压300 Torr。单通气室与Herriott多反射气室由同一批次制备，具有相同的 Rb 与缓冲气体条件；在Herriott模式下，探测光在气室内形成23程有效通过光路。

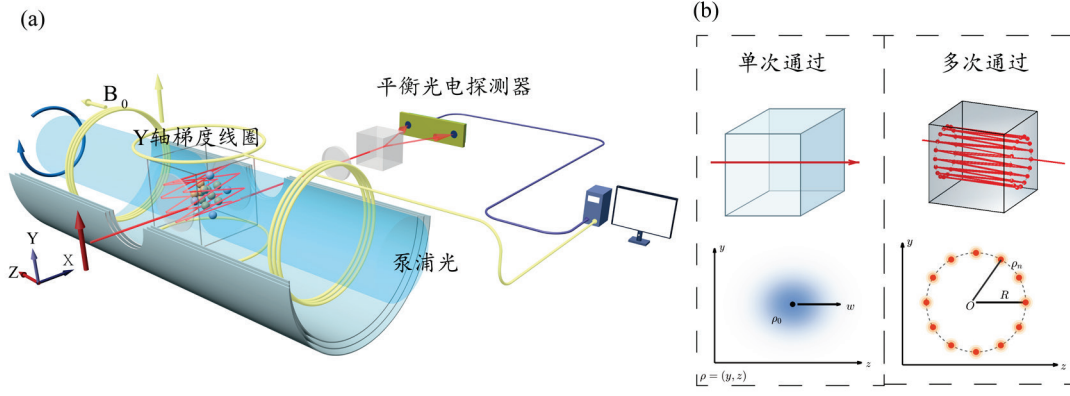


图 1 实验装置与探测光通过模式示意图 (a)实验装置示意图; (b)探测光单次与多次通过时光斑分布情况示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the experimental setup and probe-beam pass configurations: (a) Experimental setup; (b) Schematic illustration of the beam-spot distributions for single-pass and multipass modes

2.2 理 论

在基于光学读出的RF原子磁力仪中,实验测得的磁共振信号并不是某一点处的局域响应,而是探测光、泵浦光、原子密度分布以及原子自旋扩散等因素共同决定的空间加权平均。根据图1(a)中的坐标轴方向定义位置,设原子气室中心为坐标原点。气室内空间位置为 (x, y, z) 处的极化原子自旋进动的局域Larmor频率可表示为:

$$\omega_L(x, y, z) = \gamma B_z(x, y, z) \quad (1)$$

其中 γ 为其旋磁比。在小信号近似下考虑RF驱动磁共振,则该位置处的局域复响应可写成 Lorentzian 形式:

$$L(\omega; x, y, z) = \frac{A}{\Gamma - i[\omega - \omega_L(x, y, z)]} \quad (2)$$

其中 Γ 为无磁场梯度下的本征弛豫线宽, A 为与泵浦效率、探测光强、原子密度等有关的比例因子。在弱光泵浦与低饱和近似下,各空间因素可近似解耦处理。

因此,实验测得的总响应应写为三维空间加权积分:

$$S(\omega) = \iiint W(x, y, z) \frac{A}{\Gamma - i[\omega - \omega_L(x, y, z)]} dx dy dz \quad (3)$$

其中， $W(x, y, z)$ 为归一化有效空间权重函数。一般而言， W 可理解为局域原子数密度、泵浦产生的稳态自旋极化、探测光局域强度以及各次通过光路权重的乘积，并包含镜面反射损耗、气室吸收、通光孔径截断和探测效率等因素。为分离空间采样几何对梯度响应的主导作用，因此本文不逐项讨论上述非理想因素。实际装调偏差、光斑位置与通道权重不均可通过 W 的加权质心和协方差矩阵体现，第2.2.3节及梯度方向旋转实验部分讨论了实际权重函数偏离理想模型时所需的相应修正。

在实验工作点附近，忽略二阶及更高阶磁场不均匀性，沿偏置场方向的磁场分量可近似为：

$$B_z(x, y, z) = B_0 + G_x x + G_y y + G_z z \quad (4)$$

其中 $G_i = \partial B_z / \partial i (i = x, y, z)$ 。将式(4)代入式(3)中，可得磁场梯度下的总响应：

$$S(\omega) = \iiint W(x, y, z) \frac{A}{\Gamma - i[\omega - \omega_0 - \gamma(G_x x + G_y y + G_z z)]} dx dy dz \quad (5)$$

依据式(5)可知，系统对梯度的敏感程度由 $W(x, y, z)$ 对应方向上的空间尺度决定，因为梯度场将空间位置映射为局域 Larmor 频率偏移，权重函数的一阶矩对应局域频率偏移的平均值，因而决定共振中心频移；二阶中心矩对应局域频率偏移的方差，因而决定梯度诱导展宽。

2.2.1 横向梯度情形

首先考虑相对于探测光传播方向 x 的横向梯度。本文所测磁共振频率主要由偏置场方向分量 B_z 决定，因此仅保留 B_z 在 y 、 z 方向的一阶空间变化，即 $G_y = \partial B_z / \partial y$ ， $G_z = \partial B_z / \partial z$ ，并在所讨论的横向梯度条件下令 $G_x = \partial B_z / \partial x \approx 0$ ，则：

$$B_z(y, z) = B_0 + G_y y + G_z z \quad (6)$$

将三维权重函数沿 x 方向积分，可将式(5)化为二维空间加权形式：

$$S(\omega) = \iint W_{\perp}(y, z) \frac{A}{\Gamma - i[\omega - \omega_0 - \delta\omega(y, z)]} dydz \quad (7)$$

其中 $W_{\perp}(y, z) = \int W(x, y, z) dx$, $\delta\omega(y, z) = \gamma(G_y y + G_z z)$ 。因此, 横向梯度下的谱线可理解为不同横向位置处局域Lorentzian响应的空间加权叠加。

对于单通模式, 探测光在横向截面内可近似为二维高斯分布:

$$W_{\text{single}}(y, z) = \frac{1}{2\pi w^2} \exp\left[-\frac{(y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}{2w^2}\right] \quad (8)$$

其中 w 为探测光横向强度分布的等效标准差, (y_0, z_0) 为光斑中心相对于梯度零点的位置。相应的中心频移为:

$$\Delta\omega_c^{\text{single}} \equiv \omega_L - \gamma B_0 \approx \gamma(G_y y_0 + G_z z_0) \quad (9)$$

横向梯度引起的频率分布宽度由权重函数的二阶中心矩决定:

$$\sigma_{\omega, \text{single}} = \gamma \sqrt{G_y^2 \sigma_y^2 + G_z^2 \sigma_z^2 + 2G_y G_z \sigma_{yz}} \quad (10)$$

其中 $\sigma_y^2 = \langle (y - \langle y \rangle)^2 \rangle$, $\sigma_z^2 = \langle (z - \langle z \rangle)^2 \rangle$, $\sigma_{yz}^2 = \langle (y - \langle y \rangle)(z - \langle z \rangle) \rangle$ 。对于圆对称的高斯光斑且仅施加 y 方向梯度时:

$$\sigma_{\omega, \text{single}} \approx \gamma |G_y| w \quad (11)$$

由于探测光的 w 通常较小, 因此在相同横向梯度下, 单通模式产生的梯度展宽也较弱, 磁共振吸收曲线仍可近似保持单Lorentzian线型。

在Herriott模式下, 如图1(b)所示, 探测光在气室中多次反射, 并在横向截面上形成多个离散采样点。此时横向权重函数可写为:

$$W_H(y, z) = \sum_{i=1}^N \eta_i \delta(y - y_i) \delta(z - z_i), \quad (12)$$

其中 N 为有效通过次数, (y_i, z_i) 为第 i 次通过对应的采样位置, η_i 为第 i 次通过的归一化读出权重, 可写为 $\eta_i = Q_i / \sum_{j=1}^N Q_j$; Q_i 为第 i 程光路的未归一化有效读出贡献, 综合反映第 i 程探测光功率、镜面反射损耗、气室吸收、孔径截断及探

测效率等因素。若各程具有相同的等效传输因子 ρ ，则可近似写为 $Q_i = Q_1 \rho^{i-1}$ 。

从而有 $\eta_i = (1-\rho) \rho^{i-1} / (1-\rho^N)$ 。因此，均匀权重 $\eta_i = 1/N$ 仅在多程累计衰减较小，

即 $N(1-\rho) \ll 1$ 时成立。本文所用腔镜反射率优于99.96%，且探测光相对于Rb D2

线远失谐约200 GHz，单程镜面损耗和原子吸收均较小。因此，在理想环形模型

中采用均匀权重作为基准近似，以突出环形采样几何对梯度响应的主要作用。实

际的多程衰减和通道间权重差异可通过一般形式的 η_i 纳入，并进一步改变有效空

间权重的加权质心和协方差矩阵，从而影响共振中心频移、梯度展宽及高梯度条

件下的线型。将其代入式(7)，得：

$$S_H(\omega) = \sum_{i=1}^N \eta_i \frac{A}{\Gamma - i \left[\omega - \omega_0 - \gamma (G_y y_i + G_z z_i) \right]} \quad (13)$$

该式表明，Herriott 模式下的响应可以看成多个不同局域共振频率 Lorentzian 响应的加权叠加。

本实验采用的 Herriott 气室，理想情况下光斑分布在半径为 R 的圆环上，即：

$$y = R \cos \theta, z = R \sin \theta \quad (14)$$

若只存在 y 方向梯度时，系统响应式(13)可写为：

$$S_{ring}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{A}{\Gamma - i \left[\omega - \omega_0 - \gamma G_y R \cos \theta \right]} d\theta \quad (15)$$

理想圆环采样时 $\langle y \rangle = 0$ ，此时线性横向梯度不会引起明显的一阶中心频移，即

$\Delta \omega_c^{ring} \approx 0$ 。但 $\langle y^2 \rangle = R^2/2$ ，即横向梯度会引入明显展宽：

$$\sigma_{\omega, ring} = \frac{\gamma |G_y| R}{\sqrt{2}} \quad (16)$$

通常 Herriott 环形采样半径 R 远大于单次通过光斑尺寸 w ，即 $R \gg w$ ，所以

$\sigma_{\omega, ring} \gg \sigma_{\omega, single}$ 。这表明 Herriott 多反射模式在横向梯度下比单通模式更容易出现

梯度展宽、非 Lorentzian 线型畸变。

2.2.2 轴向梯度情形

考虑轴向磁场梯度，即磁场梯度方向与探测光传播方向一致。由于局域共振频率只依赖于 x ，轴向有效权重函数为：

$$W_x(x) = \iint W(x, y, z) dy dz \quad (17)$$

系统响应约化为：

$$S(\omega) = \int W_x(x) \frac{A}{\Gamma - i[\omega - \omega_0 - \gamma G_x x]} dx \quad (18)$$

与横向梯度不同，轴向梯度下的频率分布并不主要由横向光斑半径 w 或 Herriott 圆环半径 R 决定，而是由气室沿 x 方向的有效长度和轴向权重函数 $W_x(x)$ 决定。

对于单通模式，如果忽略探测光吸收和泵浦不均匀性，可近似认为探测光沿 x 方向均匀采样，此时单通模式的响应可写为：

$$S_{single(\omega)} = \frac{A}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{dx}{\Gamma - i(\omega - \omega_0 - \gamma G_x x)} \quad (19)$$

对于 Herriott 模式，探测光在气室内经历多次反射。设第 i 次通过的路径坐标为 $x_i(\ell)$ ，其中 ℓ 表示该程光路上的路径长度，则总响应可写为：

$$S_H(\omega) = \sum_{i=1}^N \eta_i \int \frac{A_i}{\Gamma - i[\omega - \omega_0 - \gamma G_x x_i(\ell)]} d\ell \quad (20)$$

如果第 i 次通过与 x 轴的夹角为 β_i ，则有：

$$d\ell = \frac{dx}{|\cos \beta_i|} \quad (21)$$

在 Herriott 多反射气室中，各程通常为小角度离轴传播，因此 $|\cos \beta_i| \approx 1$ 。则式(20)可以写为：

$$S_H(\omega) = A_H \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{dx}{\Gamma - i(\omega - \omega_0 - \gamma G_x x)} \quad (22)$$

其中 $A_H \propto \sum_{i=1}^N \frac{\eta_i A_i}{|\cos \beta_i|}$ ，表示 Herriott 多反射带来的有效读出增益。式(19)和式(22)

表示在理想轴向梯度条件下，Herriott 模式与单通模式具有相同的归一化线型形式，区别主要在于信号幅值因多通光程而增大。因此，轴向梯度并不会像横向梯

度那样通过环形采样半径显著放大梯度响应。该结论也说明，多通磁力仪的梯度响应不仅取决于有效光程，还取决于梯度方向与空间权重函数之间的相对关系。

轴向梯度引起的中心频移为：

$$\Delta\omega_{c,x} \approx \gamma G_x \langle x \rangle \quad (23)$$

其中 $\langle x \rangle = \int x W_x(x) dx$ 。若轴向权重函数关于中心对称，则 $\langle x \rangle = 0$ ，从而 $\Delta\omega_{c,x} \approx 0$ 。

轴向梯度引起的展宽由 $W_x(x)$ 的二阶中心矩决定：

$$\sigma_{\omega,x} = \gamma |G_x| \sigma_x \quad (24)$$

其中 $\sigma_x^2 = \langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle$ 。对于理想均匀轴向采样，有：

$$W_x(x) = \frac{1}{L}, -\frac{L}{2} \leq x \leq \frac{L}{2} \quad (25)$$

此时轴向梯度导致的展宽为：

$$\sigma_{\omega,x} = \gamma |G_x| \frac{L}{\sqrt{12}} \quad (26)$$

需要指出的是，式(22)所给出的相同归一化线型依赖于以下近似：各程与 x 轴夹角较小，磁场在有效体积内可由一阶梯度描述。当探测光吸收较强时，后续通过的功率衰减会使 Herriott 模式的轴向权重 $W_x(x)$ 明显非均匀；当存在高阶磁场不均匀性或位置相关弛豫时，也不宜采用式(26)的均匀采样估算。此时应返回式(18)或式(20)，使用实际 $W_x(x)$ 与 $B_z(x)$ 进行数值卷积。

严格地说，实验观测到的磁共振线型由局域 Lorentzian 响应与该频率分布的卷积决定，尤其是梯度较大的情况下，需要采用完整的空间卷积模型进行拟合：

$$S_{abs}(\omega) = C_0 + C_1(\omega - \omega_0) + A \iiint W(x, y, z) \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + [\omega - \omega_0 - \gamma\Delta]^2} dx dy dz \quad (27)$$

其中 C_0 为背景偏置常数， C_1 为用于补偿实验曲线中的基线偏置和缓慢漂移的线性背景斜率， $\Delta = G_x x + G_y y + G_z z$ 。

2.2.3 非理想情况下的修正

上述模型假设 Herriott 光斑为理想均匀圆环。实际系统中，装调偏差、镜面损耗和各次反射光强不均会使空间权重 $W_{\perp}(y, z)$ 偏离理想分布。因此，横向梯度引起的中心频移和展宽应由实际权重函数的一阶矩和协方差矩阵决定。中心频移可写为：

$$\Delta\omega_c \approx \gamma(G_y \langle y \rangle + G_z \langle z \rangle) \quad (28)$$

梯度展宽式(10) 可推广为：

$$\sigma_{\omega} = \gamma \sqrt{\begin{pmatrix} G_y & G_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \langle (y - \langle y \rangle)^2 \rangle & \langle (y - \langle y \rangle)(z - \langle z \rangle) \rangle \\ \langle (y - \langle y \rangle)(z - \langle z \rangle) \rangle & \langle (z - \langle z \rangle)^2 \rangle \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_y \\ G_z \end{pmatrix}} \quad (29)$$

若 Herriott 横向采样轨迹可近似为长、短半轴分别为 a 和 b 、长轴方向为 α 的椭圆，则当梯度幅值为 G 、方向角 ϕ 时：

$$\sigma_{\omega}(\phi) = \frac{\gamma G}{\sqrt{2}} \sqrt{a^2 \cos^2(\phi - \alpha) + b^2 \sin^2(\phi - \alpha)} \quad (30)$$

该式说明，非圆对称采样会使梯度展宽随梯度方向呈各向异性变化。

3 实验结果与讨论

按照图 1(a)所示构建双光束 RF 原子磁力仪后，将 Herriott 多反射气室置于磁屏蔽中心。泵浦光、探测光及 RF 驱动参数经优化后固定，其中 RF 输入幅值取 10 mV，以避免功率展宽。横向和轴向梯度由标定后的三轴梯度线圈产生，并通过 PXIe 电流模块控制；横向梯度由 Y、Z 轴梯度线圈产生，其线圈系数分别为 0.3411 nT/(cm·mA)、0.4270 nT/(cm·mA)；纵向梯度由 X 轴梯度线圈施加，线圈常数为 0.3418 nT/(cm·mA)；磁共振吸收和色散分量由锁相放大器扫频解调获得。

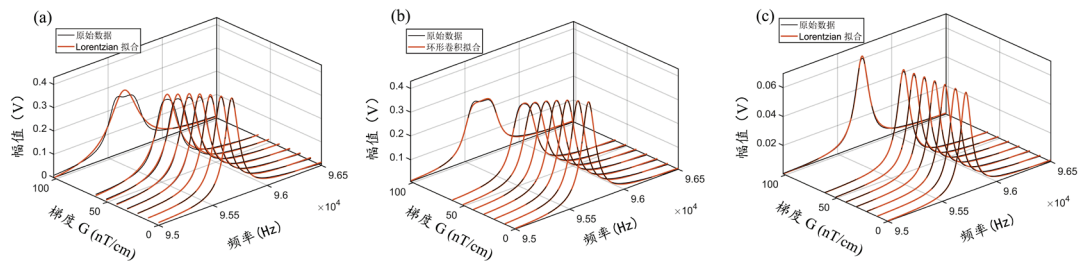


图 2 不同横向梯度下两种模式的吸收曲线数据与拟合结果 (a) Herriott 模式下数据与 Lorentzian 拟合结果; (b) Herriott 模式下数据与环形卷积拟合结果; (c) 单通模式下数据与 Lorentzian 拟合结果

Fig. 2. Absorption spectra and fitting results of the two modes under different transverse gradients:

(a) Herriott multipass mode data with Lorentzian fitting; (b) Herriott multipass mode data with circular convolution fitting; (c) single-pass mode data with Lorentzian fitting.

实验首先在横向梯度下比较 Herriott 模式和单通模式的磁共振吸收谱，结果和拟合曲线如图 2 所示。如图 2(a)所示，在低梯度区域，Herriott 模式的吸收谱仍接近单峰 Lorentzian 线型；随着横向梯度增大，Herriott 模式的吸收谱逐渐展宽，并出现平顶化和双肩结构，单 Lorentzian 拟合开始出现明显系统偏差。相比之下，图 2(b)中采用的环形卷积模型能够更好地描述高梯度下的线型演化，表明此时 Herriott 模式的响应已表现为多个局域磁共振响应的空间加权叠加，两者的拟合优度 (R^2) 如表 1 所示。作为对比，如图 2(c)所示，单通模式在相同梯度范围内仍保持较稳定的单峰响应，说明高梯度下的非 Lorentzian 畸变主要来源于 Herriott 模式扩展的横向空间采样，而非 RF 驱动或梯度线圈本身造成的谱线异常。值得注意的是，环形卷积模型虽然大幅改善了谱线拟合结果，但在高磁场梯度条件下依然存在拟合偏差。因此，理想圆环模型能够给出梯度展宽的主要趋势，但高梯度下的精确线型还会受到实际光斑位置和各次反射权重的影响。

表 1 两种拟合模型在不同梯度下的拟合优度情况

Table 1. Goodness of fit of two fitting models under different gradients.

梯度 nT/cm	单 Lorentzian 拟合拟合优度 R^2	环形卷积拟合拟合优度 R^2
10.233	0.999562	0.999608
20.466	0.999209	0.999565
30.699	0.998477	0.999548
40.932	0.984168	0.999522
51.165	0.970142	0.999442
61.398	0.945676	0.998365

为量化横向梯度的影响，单通模式的吸收信号采用 Lorentzian 模型拟合，Herriott 模式采用环形卷积模型拟合。共振中心由拟合中心参数获得；线宽定义为拟合线型的半高全宽。中心色散斜率通过在零交叉频率两侧各 15 Hz、总宽度为 30 Hz 的区间内进行线性拟合获得，结果如图 3 所示。图 3(a)给出了共振中心频率随横向梯度的变化。单通模式下中心频率近似线性移动，说明探测光斑中心与梯度零点存在轻微偏离，符合式(9)的预期。Herriott 模式的频移幅度更大，说明实际多通光斑分布存在一阶矩偏移，未满足理想圆环的中心对称条件。需要强调的是，Herriott 模式下频移幅度的增大并非由环形采样半径本身直接产生。根据式(28)，在线性梯度下，共振中心频移由实际有效空间权重的加权质心($\bar{y}, \bar{z}$)决定，而环形半径主要通过二阶矩影响梯度展宽。实际光斑轨迹的几何偏心 and 不同通道的强度权重不均均可使加权质心偏离梯度零点，二者在当前测量中难以完全分离。因此，实验结果更准确地表明实际 Herriott 有效权重存在非零一阶矩。

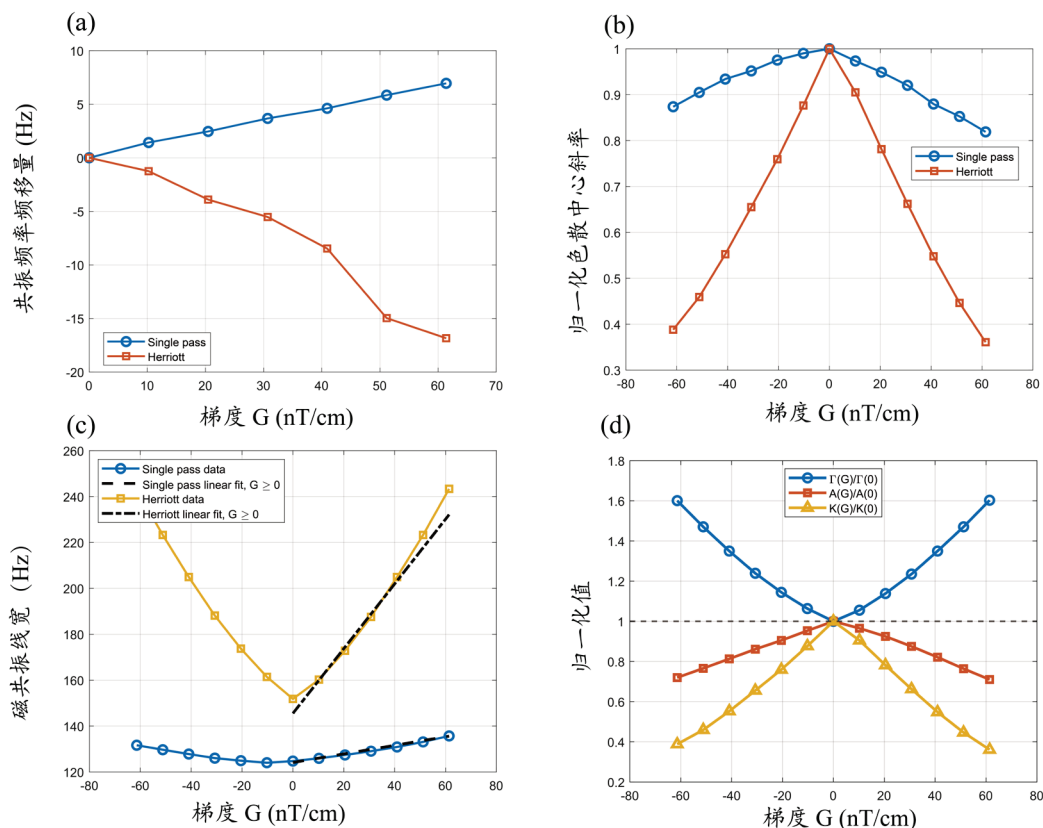


图 3 横向磁场梯度下两种模式的响应参数对比 (a) 共振中心频移; (b) 归一化中心色散斜率; (c) 共振线宽; (d) 归一化参数对比

Fig. 3. Comparison of response parameters of the two modes under transverse magnetic-field gradients: (a) Resonance-center frequency shift; (b) Normalized central dispersive slope; (c) Resonance linewidth; (d) Normalized comparison of characteristic parameters.

图 3(b)、(c) 分别比较了两种模式下中心色散斜率和共振线宽随梯度的变化关系。单通模式中，两特征参数随梯度变化较弱，而 Herriott 模式中，线宽随梯度显著增加，色散斜率明显下降，表现出更强的梯度敏感性。对线宽随梯度变化关系进行线性拟合，得到 Herriott 模式和单通模式的展宽系数分别为： $1.4102 \text{ Hz/(nT/cm)}$ 和 $0.1868 \text{ Hz/(nT/cm)}$ ，前者约为后者的 7.55 倍。根据设计光斑分布半径 $R \approx 3.3 \text{ mm}$ 和探测光的等效横向标准差 $w \approx 0.4 \text{ mm}$ 估算，理论比值约为 5.83，与实验趋势一致。实验比值略高于理想估算，可能来自实际光斑分布不均和反射权重差异；二者比值的差异说明实际光斑分布和权重不均会修正理想模型的预测。

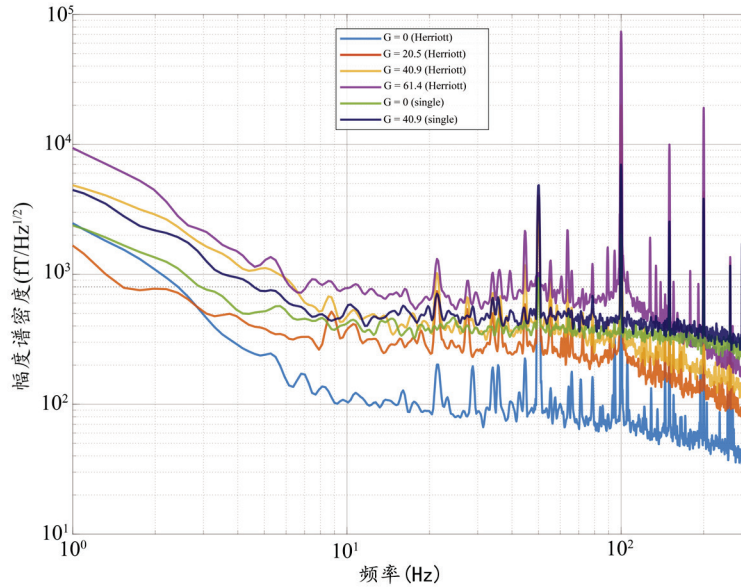


图 4 不同横向梯度下的等效磁场噪声幅值谱密度对比

Fig. 4. Comparison of equivalent magnetic-field noise amplitude spectral densities under different transverse gradients.

将系统锁定在色散零点位置后，以 1799 Hz 的采样率记录了 1 min 的数据，结合各状态下的色散斜率得到的等效磁场噪声结果如图 4 所示。为避免曲线重叠，图中仅展示若干代表性梯度条件下的噪声谱。零梯度条件下，Herriott 模式由于有效光程增加，在 10 Hz 处相对于单通模式获得约 4.5 倍的灵敏度提升。然而，

随着横向梯度的增大，Herriott 模式的等效噪声谱也逐渐抬升，其灵敏度优势随之减弱；当梯度强度约为 61.4nT/cm 时，噪声水平已接近单通模式，甚至在部分频段不再优于单通模式。相比之下，单通模式下同等梯度场下表现出更好的线型稳定性和梯度鲁棒性。因此，Herriott 模式的梯度场性能并不单调受益于有效光程增加，而是由光程增益带来的信号增强和梯度展宽导致的色散斜率下降共同决定。

为验证实际 Herriott 多反射气室的有效空间权重的非理想性，实验保持梯度场幅值不变，通过 Y、Z 两方向梯度线圈的矢量叠加改变横向梯度方向，并记录不同方向下的磁共振线宽。归一化结果如图 5(a) 所示。实验结果显示，线宽随梯度方向发生周期性调制，表明实际空间采样函数存在各向异性。图 5(b) 的 CCD 成像进一步显示，出射端光斑分布并非理想圆环，而具有一定椭圆化特征。

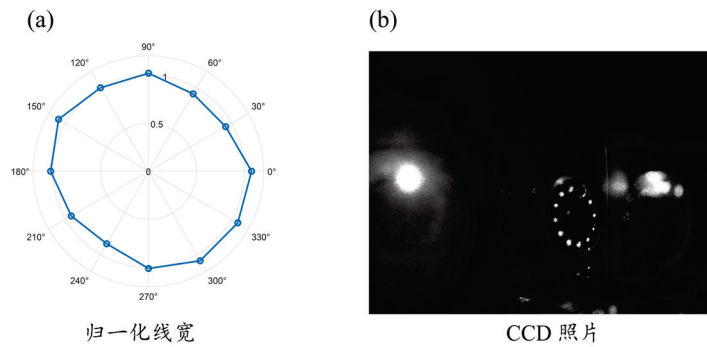


图 5 横向梯度方向依赖性与出射光斑分布 (a)不同横向梯度方向下的归一化线宽；(b) CCD 拍摄的出射端光斑分布

Fig. 5. Directional dependence of the linewidth and measured spot pattern: (a) Normalized linewidth as a function of transverse-gradient direction; (b) CCD image of the output spot pattern.

轴向梯度测量作为空间卷积模型的边界情形检验，结果如图 6 所示。与横向梯度不同，轴向梯度下频率分布主要由轴向有效权重函数 $W_x(x)$ 决定，而不直接由横向环形半径决定。实验中 Herriott 模式的共振中心和线宽均随轴向梯度近似线性变化，其中线宽展宽系数为 $1.2815\text{ Hz}/(\text{nT/cm})$ ，根据气室轴向几何长度 0.9 cm 和式(26)估算得理想均匀轴向采样下的轴向梯度展宽系数约为 $1.82\text{ Hz}/(\text{nT/cm})$ ，

实验值与理论估算处于同一量级，但低于理想均匀采样模型的预测值。

该差异说明实际轴向权重函数并非完全均匀，可能与探测光吸收、泵浦光空间分布以及多通光路中各次通过权重不均有关。此外本实验中也存在若干可能影响定量结果的系统因素。磁屏蔽内的残余静态梯度会改变零梯度下的基线线宽，并可能造成梯度正、负方向响应的不完全对称；RF 线圈场强的空间非均匀性会使局域驱动幅值和功率展宽随位置变化，从而偏离仅考虑局域共振频移的模型；探测光路的慢漂移会改变有效权重的加权质心及协方差矩阵，分别表现为共振中心和线宽的漂移；温度波动则会通过 Rb 蒸气密度、光学深度和自旋弛豫率影响信号幅值及本征线宽。

但是总体来说，梯度响应由梯度方向与有效空间权重函数共同决定：横向响应主要反映多通光斑的横向分布，轴向响应则主要反映气室沿探测光方向的有效采样长度。

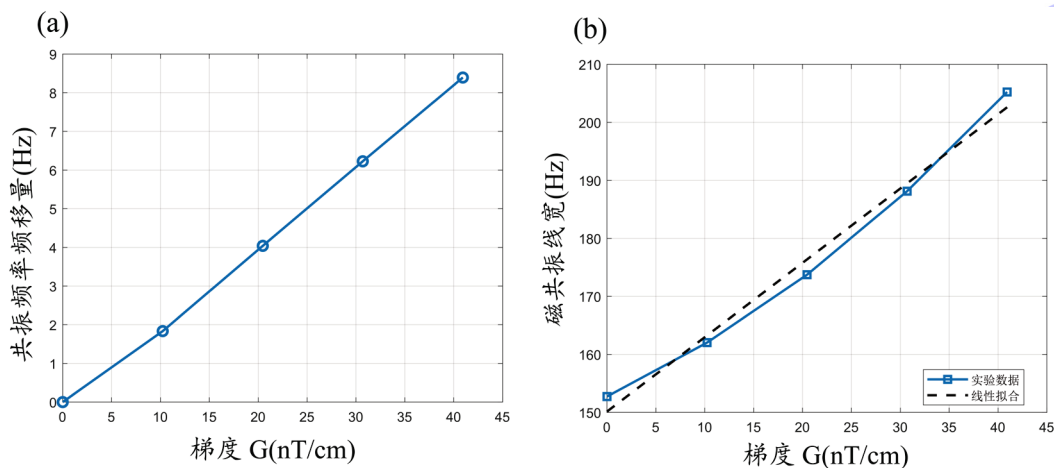


图 6 Herriott 模式在不同轴向梯度下的响应参数变化 (a) 共振中心频移；(b) 共振线宽；
Fig. 6. Response parameters of the Herriott mode under axial magnetic-field gradients: (a) Resonance-center frequency shift; (b) Resonance linewidth.

4 结 论

本文建立了非均匀磁场中 Herriott 多反射原子磁力仪响应的空间卷积模型，并重点研究其在横向磁场梯度下的响应特性。理论和实验结果表明，单通模式，探测光采样区域较局域，梯度诱导的频率分布较窄，在横向梯度下仍保持较稳定

的 Lorentzian 响应；对于 Herriott 模式，多反射光路在横向截面内形成扩展的环形采样，不同采样位置对应不同局域 Larmor 频率，导致谱线展宽、非 Lorentzian 畸变和色散斜率下降。噪声测量进一步表明，多反射光路在零梯度下能够提高读出灵敏度，但该优势会在较大横向梯度下被部分抵消。

梯度方向旋转实验和 CCD 成像表明，实际 Herriott 光斑分布存在一定椭圆化和权重非均匀性，会引入中心频移和线宽各向异性。轴向梯度测量进一步说明，梯度响应并不只由多通光程决定，而是由梯度方向与有效空间权重函数共同决定。本文模型尚未显式考虑 Rb 原子的扩散运动和气壁碰撞。根据已报道的 Rb-N₂ 扩散系数 $D \propto T^{3/2}/P$ 的近似标度关系^[30]，计算得到本实验中单方向扩散长度约为 0.4 mm，该扩散长度与单通探测光的横向尺度相近，但显著小于 Herriott 模式约 3.3 mm 的环形采样半径。这表明，扩散可能对单个光斑附近的磁场差异产生运动平均并修正局域线宽，但在一个横向相干时间内尚不足以完全平均整个环形采样区域的磁场差异，因此不会消除本文所观察到的横向梯度展宽和非 Lorentzian 畸变。另一方面，气壁碰撞可通过边界自旋破坏影响本征弛豫线宽，但在 300 Torr 缓冲气体条件下，原子从气室中心扩散至气壁的特征时间明显长于 T_2 ，预计其对梯度依赖线型的直接影响弱于扩展空间采样效应。未来可通过独立测量扩散系数和壁面自旋弛豫率，并数值求解 Bloch-Torrey 方程，对扩散、壁碰撞与非均匀磁场的耦合效应进行定量研究。

综上所述，对于需要在非均匀磁场中工作的多反射原子磁力仪，不能仅追求更长有效光程，还应限制横向采样半径或采用更对称的光斑分布，以降低横向梯度引起的二阶矩展宽。对于梯度不可避免的应用场景，可通过优化光斑权重均匀性、减小环形半径、采用主动补偿梯度等方式提高梯度容忍度。

参考文献

- [1] Chupp T E, Fierlinger P, Ramsey-Musolf M J, Singh J T 2019 *Rev. Mod. Phys.* **91** 015001
- [2] Safronova M S, Budker D, DeMille D, Kimball D F J, Derevianko A, Clark C W 2018 *Rev. Mod. Phys.* **90** 025008
- [3] Zhai H, Li W, Jin G 2025 *Sensors (Basel)* **25** 1229
- [4] Baillet S 2017 *Nat Neurosci* **20** 327
- [5] Shah V K, Wakai R T 2013 *Phys Med Biol* **58** 8153
- [6] Boto E, Holmes N, Leggett J, Roberts G, Shah V, Meyer S S, Muñoz L D, Mullinger K J, Tierney T M, Bestmann S, Barnes G R, Bowtell R, Brookes M J 2018 *Nature* **555** 657
- [7] Cipolletti R, Riedrich-Moeller J, Fuchs T, Wickenbrock A, Budker D 2021 2021 IEEE Sensors , 2021-10 pp1–4
- [8] Taylor J M, Cappellaro P, Childress L, Jiang L, Budker D, Hemmer P R, Yacoby A, Walsworth R, Lukin M D 2008 *Nature Phys* **4** 810
- [9] Budker D, Romalis M V 2007 *Nature Phys* **3** 227
- [10] Jin G, Shi T, Zhao Y, Zhang H, Zou S 2024 *Adv Quantum Tech* **7** 2300377
- [11] Kitching J 2018 *Applied Physics Reviews* **5** 031302
- [12] Zhang S, Zhou Y, Lu F, Yan Y, Wang W, Zhou B, Zhai Y, Lu J, Ye M 2023 *Measurement* **215** 112860
- [13] Shah V, Knappe S, Schwindt P D D, Kitching J 2007 *Nature Photon* **1** 649
- [14] Yu M, Chen Y, Wang Y, Ma Y, Luo G, Lu S, Zhao L, Yang P, Lin Q, Jiang Z 2023 *Journal of Materials Research and Technology* **27** 1046
- [15] Adams H, Reinert D, Kalkert P, Urban W 1984 *Appl. Phys. B* **34** 179
- [16] Li S, Dai P, Liu J, Xu Z, Chida K 2022 *Opt. Mater. Express, OME* **12** 4384
- [17] Cunha F M, Silva M F, Gomes N M, Correia J H 2023 *Coatings* **13** 638
- [18] Bradley T D, Jouin J, McFerran J J, Thomas P, Gerome F, Benabid F 2014 *Journal of Lightwave Technology* **32** 2486
- [19] Balabas M V, Karaulanov T, Ledbetter M P, Budker D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 070801
- [20] Sheng D, Li S, Dural N, Romalis M V 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 160802
- [21] Lucivero V G, Lee W, Dural N, Romalis M V 2021 *Phys. Rev. Applied* **15** 014004
- [22] Yu Q Q, Liu S Q, Wang X K, Sheng D 2023 *Phys. Rev. A* **107** 043110
- [23] Xie Z P, Hao C P, Sheng D 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 110702 (in Chinese) [谢子平, 郝传鹏, 盛东 2025 物理学报 **74** 110702]
- [24] Heilman D J, Sauer K L, Prescott D W, Motamedi C Z, Dural N, Romalis M V, Kornack T W 2024 *Phys. Rev. Appl.* **22** 054024
- [25] Yi K, Liu Y, Wang B, Xiao W, Sheng D, Peng X, Guo H 2024 *Phys. Rev. Appl.* **22** 014084
- [26] Li R, Perrella C, Luiten A 2022 *Appl. Phys. Lett.* **121** 172402
- [27] Liu Y, Peng X, Wang H, Wang B, Yi K, Sheng D, Guo H 2022 *Opt. Lett.* **47** 5252
- [28] Hao C P, Yu Q Q, Yuan C Q, Liu S Q, Sheng D 2021 *Phys. Rev. A* **103** 053523
- [29] Cai B, Hao C P, Qiu Z R, Yu Q Q, Xiao W, Sheng D 2020 *Phys. Rev. A* **101** 053436
- [30] Pouliot A, Carlse G, Beica H C, Vacheresse T, Kumarakrishnan A, Shim U, Cahn S B, Turlapov A, Sleator T 2021 *Phys. Rev. A* **103** 023112

Effects of Magnetic Field Gradients on a Herriott-Cavity Multipass Atomic Magnetometer *

1) (College of Advanced Interdisciplinary Studies, National University of Defense Technology,
Changsha 410073, China)

2) (Hunan Key Laboratory of Mechanism and Technology of Quantum Information, National
University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

3) (Huaguan Technology Co., Ltd., Changsha 410119, China)

4) (College of Physics, Jilin University, Changchun 130012, China)

Abstract

Atomic magnetometers are sensitive tools for weak magnetic-field detection. In alkali-metal atomic magnetometers, multipass cells can extend the effective atom–light interaction length and enhance the optical readout signal. Previous studies have mainly used such structures to improve magnetometer sensitivity or to realize compact magnetic-gradient measurements. However, the influence of the multipass sampling path on the magnetic-resonance response in non-uniform magnetic fields remains insufficiently understood.

In this work, we investigate the response characteristics of a Herriott multipass atomic magnetometer under magnetic-field gradients, with emphasis on transverse gradients. A spatial convolution model is established for an RF-driven dual-beam atomic magnetometer. The measured magnetic-resonance signal is described as a spatially weighted superposition of local Lorentzian responses. In this framework, the first moment of the effective sampling function determines the resonance-center shift, while its second central moment determines gradient-induced broadening. The model is used to compare the **Herriott multipass mode** with the single-pass mode.

Experiments are performed in a magnetically shielded system under controlled transverse and axial magnetic-field gradients. The absorption line shape, resonance-center frequency, linewidth, dispersive slope, and equivalent magnetic-field noise are measured and analyzed. The results show that the single-pass mode maintains an approximately Lorentzian line shape under transverse gradients because of its localized spatial sampling. In contrast, the Herriott mode gradually evolves from a nearly

Lorentzian profile into a broadened, flattened, non-Lorentzian line shape with shoulder-like structures. This behavior confirms that the Herriott response is determined by the weighted superposition of multiple local magnetic-resonance signals with different Larmor frequencies. Further analysis shows that transverse gradients significantly increase the linewidth and reduce the central dispersive slope in the Herriott mode, leading to degradation of the equivalent magnetic-field noise. Therefore, the readout sensitivity gain obtained from the multipass optical path at zero gradient is partially offset under large transverse gradients. Axial-gradient measurements indicate that the axial response is mainly determined by the effective sampling length along the cell axis rather than by the transverse ring radius of the Herriott pattern. These results reveal the trade-off between optical-path gain and gradient tolerance in Herriott multipass atomic magnetometers and provide guidance for optimizing multipass vapor-cell structures in non-uniform magnetic-field environments.

Keywords: Atomic magnetometer, magnetic-field gradient, Herriott multipass cell

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U23B2066, 12174446), and the National Science Fund for Distinguished Young Scholars of Hunan Province, China(Grant No. 2023JJ10050) .

† Corresponding author. E-mail: maxborn@nudt.edu.cn
The first author. E-mail: zhengjintao20@nudt.edu.cn