

doi:10.19306/j.cnki.2095-8110.2020.04.018

可芯片化的激光抽运 M_z 型原子磁强计参数研究

范雪琴^{1,2}, 田原², 张奕², 李松松^{1,2}, 陈杰华²

(1. 中国科学院大学, 北京 100049;
2. 中国科学院武汉物理与数学研究所, 武汉 430071)

摘要: 激光抽运 M_z 型原子磁强计具有体积小、功耗低和灵敏度高的优点。介绍了激光抽运 M_z 型原子磁强计的工作原理, 研究了该类型原子磁强计中激光功率和射频场强度对磁共振信号的影响, 并对当前实现的原子磁强计样机中射频线圈的磁场强度均匀性对磁共振信号的影响进行了仿真分析。最后, 给出了当前实现的原子磁强计样机的性能参数, 并讨论了实现芯片级原子磁强计的可行性。

关键词: 激光抽运; M_z 型原子磁强计; 磁共振信号

中图分类号: P716+.82 文献标志码: A 开放科学(资源服务)标识码(OSID):
文章编号: 2095-8110(2020)04-0138-07



Parameters Study of Optically Pumped M_z Atomic Magnetometer for Chip Scale Feasibility

FAN Xue-qin^{1,2}, TIAN Yuan², ZHANG Yi², LI Song-song^{1,2}, CHEN Jie-hua²

(1. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;
2. Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China)

Abstract: Optically pumped M_z atomic magnetometer has the advantages of small size, low power consumption and high sensitivity. In this paper, the working principle of optically pumped M_z atomic magnetometer is introduced, and the influence of laser power and radio frequency (RF) field intensity on magnetic resonance signal are studied. In the atomic magnetometer prototype we have implemented so far, the magnetic field intensity uniformity of the RF coil is simulated to study its influence on the magnetic resonance signal. The performance parameters of the atomic magnetometer prototype are given, and the feasibility of implementing chip-scale atomic magnetometer is discussed.

Key words: Optical pumping; M_z atomic magnetometer; Magnetic resonance signal

0 引言

原子磁强计利用光与原子作用来测量磁场, 具有灵敏度高的优点, 在空间探测^[1]、水下目标发现^[2]

和地磁导航^[3]等方面有广泛应用。根据实现原理不同, 原子磁强计分为光学-射频双共振原子磁强计^[4-5]、相干布居囚禁磁强计^[6-7]、无自旋交换弛豫磁强计^[8-9]和非线性磁光旋转磁强计^[10-11]等。其中光

收稿日期: 2019-05-31; 修订日期: 2019-07-04

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金项目(11604371)

作者简介: 范雪琴(1995-), 女, 硕士研究生, 主要从事芯片原子磁强计方面的研究。E-mail: aegean17@163.com

通信作者: 田原(1988-), 男, 博士, 高级工程师, 主要从事芯片原子磁强计、芯片原子钟方面的研究。

E-mail: yuantian@wipm.ac.cn

学-射频双共振原子磁强计发展最为成熟,已形成产品,并在反潜、探矿和导航等场合实现应用^[12]。

光学-射频双共振原子磁强计利用原子的超精细能级在外磁场作用下发生分裂形成多个 Zeeman 子能级,且相邻 Zeeman 子能级裂距与外磁场大小成正比。当原子被光场极化后,施加一个射频场,当射频频率与原子相邻 Zeeman 子能级裂距频率一致时,可以观测到磁共振现象,此时通过磁共振信号可以获得相邻 Zeeman 子能级裂距频率,从而反推出磁场大小,实现磁场测量。根据磁共振信号探测方式的不同,光学-射频双共振原子磁强计分为 M_x 型和 M_z 型, M_x 型磁场响应速度更快,而 M_z 型磁场测量准确度更高^[13]。根据光源的不同,光学-射频双共振原子磁强计又分为光谱灯抽运型和激光抽运型,激光抽运型使用半导体激光器,相比光谱灯抽运型,可以实现更小体积和更低功耗。

国内仅有的光学-射频双共振原子磁强计产品属于 M_x 型,采用光谱灯抽运,探头体积大于 500cm^3 ,功耗大于 20W ,灵敏度小于 $1\text{pT}/\text{Hz}^{1/2}@1\text{Hz}$,测量范围为 $10\mu\text{T}\sim 100\mu\text{T}$;而国外激光抽运 M_z 型原子磁强计产品灵敏度达 $1\text{pT}/\text{Hz}^{1/2}@1\text{Hz}$,测量范围为 $1\mu\text{T}\sim 100\mu\text{T}$,但探头体积小于 20cm^3 ,功耗小于 3W ,且该产品对我国禁运^[12]。

本文介绍了在实验平台上开展的激光抽运 M_z 型原子磁强计的研究工作,并对影响磁共振信号质量的激光功率和射频场强度进行了实验研究,获得了研制原理样机的相关实验参数;还介绍了已经实现的激光抽运 M_z 型原子磁强计原理样机,并对样机中射频线圈在原子气室空间内形成的磁场的场强均匀性进行了仿真分析。

1 实验原理及装置

在激光抽运 M_z 型原子磁强计中,激光与原子作用的原理如图 1 所示。工作原子采用 ^{87}Rb 原子,在外加弱磁场下,原子能级发生 Zeeman 分裂,基态能级 $F_g=1$ 和 $F_g=2$ 发生如图 1 所示的 Zeeman 子能级分裂。基态相邻 Zeeman 子能级之间的分裂频率 $\omega_0 = \gamma B_0$, 其中, ^{87}Rb 原子的基态旋磁比 $\gamma = 7\text{kHz}/\mu\text{T}$, B_0 为待测磁场。采用波长对应 ^{87}Rb 原子 D_1 线 ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$) 的左旋圆偏振光场与 ^{87}Rb 原子作用,激发 $|F_g=2, m_F=-2\rangle \rightarrow |F_e=2, m_F=-1\rangle$ 、 $|F_g=2, m_F=-1\rangle \rightarrow |F_e=2, m_F=0\rangle$ 、 $|F_g=2, m_F=0\rangle \rightarrow |F_e=2, m_F=+1\rangle$ 和

$|F_g=2, m_F=+1\rangle \rightarrow |F_e=2, m_F=+2\rangle$ 跃迁,使得大量原子积聚在 $|F_g=2, m_F=+2\rangle$ 能态上,原子不再吸收光场。此时,在垂直于光场传播方向上施加一个射频场,当射频频率在 ω_0 附近时,由于磁偶极相互作用,处于 $|F_g=2, m_F=+2\rangle$ 能态上的原子数在基态 Zeeman 子能级之间重新分布,原子吸收光场增加,发生磁共振现象,由得到的磁共振谱线中心所对应的射频频率就可反推出待测磁场的大小。

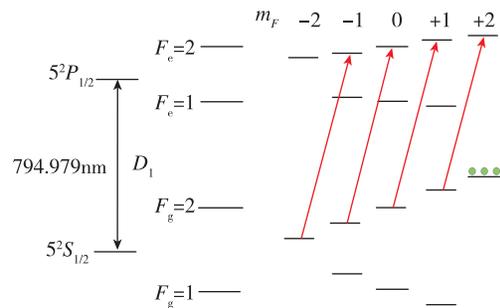


图 1 圆偏振激光场与 ^{87}Rb 原子对应能态作用原理图 ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ 对应 ^{87}Rb 原子 D_1 线, F_g 和 F_e 分别表示 ^{87}Rb 原子基态和激发态, m_F 为磁量子数)

Fig. 1 Schematic diagram of interaction between the circularly polarized laser field and the energy state of ^{87}Rb atom ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ corresponds to D_1 line of ^{87}Rb atom, F_g and F_e respectively represent the ground state and excited state of ^{87}Rb atom, and m_F is the magnetic quantum number)

实验装置如图 2 所示。光源为纵腔面发射半导体激光器 (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser, VCSEL), 输出波长为 794.979nm 的线偏振发散光束。激光波长随激光器驱动电流的变化率为 $0.6\text{nm}/\text{mA}$, 随温度的变化率为 $0.06\text{nm}/\text{K}$, 为保证激光频率的稳定性, 实验中对电流和温度的控制精度分别为 $1 \times 10^{-4}\text{mA}$ 和 1mK 。透镜将发散光束会聚为光斑直径约 2mm 的平行光束, 平行光束经过光学衰减片被衰减至合适的光强, $\lambda/4$ 波片将线偏振光转换为圆偏振光并与原子气室内原子相互作用。利用光电探测器 (Photodetector, PD) 探测透过气室的激光光强。原子气室为直径 2cm 、厚度 1cm 的圆柱形玻璃泡, 泡内充有工作原子 ^{87}Rb 以及缓冲气体氮气和甲烷, 缓冲气体可以减小原子与泡壁的碰撞几率。为了保证气室中有足够多的原子与激光作用, 一般要对气室进行加热, 但温度过高会导致原子退相干, 增宽磁共振谱线。结合实验中所采用的气室压强大小和缓冲气体配比, 测得气室的最

佳工作温度为 66°C 。通过在气室周围环绕双绞线加热丝,在紧贴气室处设置热敏电阻监控气室温度,并设置PID反馈电路对气室控温至 66°C ,控温精度达 0.01K 。为避免加热丝电流引入磁噪声,采用交流加热方式,加热电流频率高于 ^{87}Rb 原子在 $100\mu\text{T}$ 磁场环境中的拉莫尔进动频率(约 700kHz)。圆形射频线圈提供射频磁场 B_{rf} ,通入线圈的电流由信号发生器产生,精度达 0.1mA 。由毕奥-萨伐尔定律可知, B_{rf} 与线圈电流成正比,通过所绕线圈的半径和匝数计算可得,二者的正比关系为 30nT/mA 。为保证在气室空间内产生磁场强度的均匀性,线圈在气室上下对称分布, B_{rf} 磁场方向与光束传播方向垂直。长螺线管提供待测磁场 B_0 ,磁场方向沿光束传播方向,设置 $B_0 = 50\mu\text{T}$ (该磁场下原子的拉莫尔进动频率为 350kHz)。为了屏蔽外界杂散磁场干扰,在物理系统外部设置高磁导率的五层磁屏蔽筒,实际测得磁屏蔽桶内剩磁约为 5nT ,在地磁场测量范围内,该剩磁对待测磁场的影响可忽略。

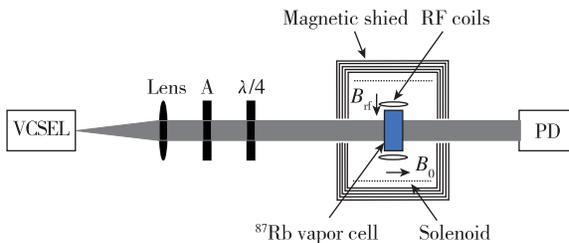


图2 实验装置(A表示衰减片; $\lambda/4$ 表示四分之一波片; B_0 和 B_{rf} 分别表示待测磁场和射频场;PD表示光电探测器)

Fig. 2 Experimental apparatus(A: variable optical attenuator; $\lambda/4$: quarter-wave plate; B_0 : magnetic field to be measured; B_{rf} : radio frequency field; RF coils: radio frequency coils; PD: photo detector)

2 实验结果及讨论

采用圆偏振光场将原子极化后,大量原子积聚在 $|F_g = 2, m_F = +2\rangle$ 能态上,原子不再吸收光场。此时,施加一个射频磁场,并在 350kHz 附近扫描射频频率,获得了如图3黑线所示的磁共振信号;在射频信号中叠加浅幅调制,调制频率为 137Hz ,并利用锁相放大器对探测到的光电信号进行同步解调,获得了如图3红线所示的磁共振信号的微分信

号。测得磁共振信号线宽为 2.8kHz ,信号最低点对应的频率值 $\omega = 346\text{kHz}$,由公式 $\omega = \gamma B$ 计算可得 $B = 49.4\mu\text{T}$ 。

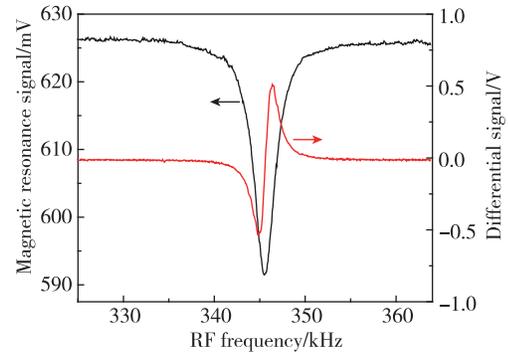


图3 黑线表示磁共振信号,红线表示锁相放大器输出;设置激光功率为 $40\mu\text{W}$, $B_{\text{rf}} = 0.3\mu\text{T}$

Fig. 3 Black line represents the magnetic resonance signal and red line represents the output of lock-in amplifier; the laser power is $40\mu\text{W}$, $B_{\text{rf}} = 0.3\mu\text{T}$

原子磁强计灵敏度评价公式为 $\delta B = \frac{\Delta\nu}{\gamma \times S/N}$,

其中, $\Delta\nu$ 是磁共振信号线宽, S 是磁共振信号幅度, N 是信号噪声功率谱密度。为了获得最优灵敏度,应压缩磁共振信号线宽 $\Delta\nu$,并提高磁共振信号幅度 S 。因此,针对影响磁共振信号幅度和线宽的实验参数包括激光功率和射频场强度进行了研究,获得了磁共振信号幅度和线宽比值随2个参数的变化趋势。

2.1 激光功率

激光功率的增大会导致磁共振信号展宽。通过衰减片改变激光功率,得到了如图4所示的磁共振信号线宽与激光功率关系,随着激光功率的增大,磁共振信号的线宽也近似线性增大。同时,得到了如图5所示的磁共振信号幅度与激光功率关系,随着激光功率的增大,信号幅度增速逐渐减小,这一现象可以从光抽运的过程给出解释。极化的原子由于多种因素导致的驰豫过程而转移到其他能级上,即退极化,退极化原子再次被光抽运极化,这种动态平衡过程需要足够功率的入射光来维持。但是随着入射光功率的增加,光抽运的速度相较于驰豫速度更快,退极化且待抽运的原子数减少,光抽运过程很快达到近饱和^[14],因此原子对入射光的吸收幅度并未增加,磁共振信号幅度增速减小。

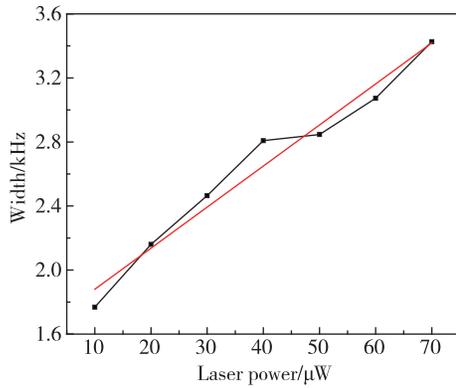


图 4 磁共振信号线宽随激光功率变化(红线为线性拟合结果,拟合表达式为 $W=0.026P+1.62$, W 表示信号线宽, P 表示激光功率,射频场强度设置为 $0.3\mu\text{T}$)

Fig. 4 Magnetic resonance signal linewidth varies with laser power(red line is the linear fit result, the fitting expression is $W=0.026P+1.62$, W indicates signal linewidth, P indicates laser power; RF field intensity is $0.3\mu\text{T}$)

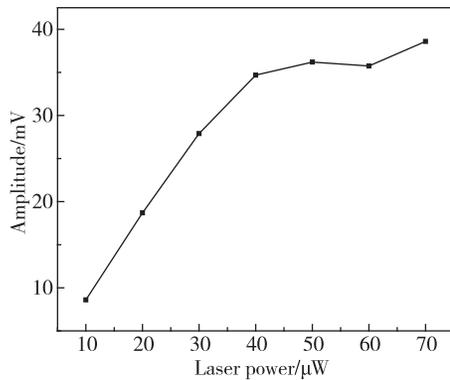


图 5 磁共振信号幅度随激光功率变化(射频场强度设置为 $0.3\mu\text{T}$)

Fig. 5 Magnetic resonance signal amplitude varies with laser power(RF field intensity is $0.3\mu\text{T}$)

将磁共振信号的幅度与线宽比值随激光功率的变化情况绘制如图 6 所示,激光功率由 $10\mu\text{W}$ 增大至 $50\mu\text{W}$ 时,幅度与线宽比值持续增大,并在 $50\mu\text{W}$ 处达到最大值,但随着激光功率继续增大,比值呈减小趋势。这是由于光抽运过程逐渐达到饱和后,磁共振信号幅度的增速减小,而线宽持续地线性增长。磁共振信号的幅度-线宽比值是磁强计灵敏度评价公式中的重要参数,该比值越大,则灵敏度越高。因此,取 $50\mu\text{W}$ 作为激光功率的最佳参数值,为研制原理样机提供了参考依据。

2.2 射频场强度

射频场强度增大会导致磁共振信号展宽。通过改变射频线圈的电流幅值,得到了如图 7 所示的

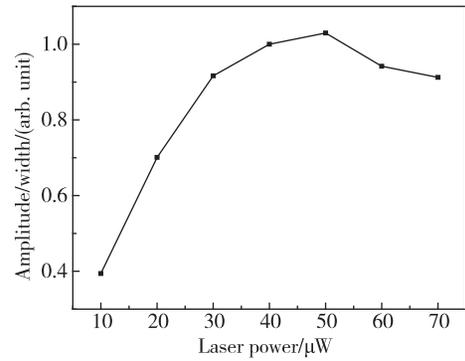


图 6 磁共振信号幅度与线宽的比值随激光功率变化

Fig. 6 The amplitude-to-linewidth ratio of magnetic resonance signal varies with laser power

磁共振信号线宽与射频场强度的关系,随着射频场强度的增大,磁共振信号的线宽也近似线性增大。同时,得到了如图 8 所示的磁共振信号幅度与射频场强度的关系。随着射频场强度的增大,信号的幅度也显著增大,但当射频场强度相对于有效原子数量和有效光强趋于饱和时,磁共振信号幅度增速减小。

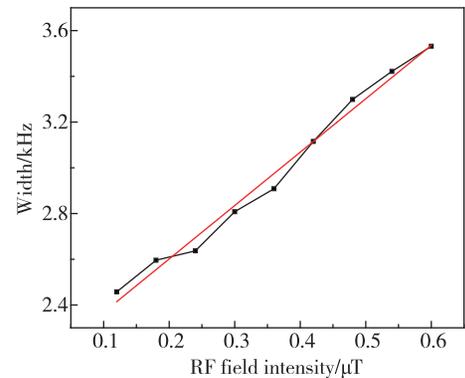


图 7 磁共振信号线宽随射频场强度变化(红线为线性拟合结果,拟合表达式为 $W=2.34R+2.13$, W 表示信号线宽, R 表示射频场强度;激光功率设置为 $40\mu\text{W}$)

Fig. 7 Magnetic resonance signal width varies with RF field intensity(red line is the linear fit result, the fitting expression is $W=2.34R+2.13$, W indicates signal linewidth, R indicates RF field intensity; Laser power is $40\mu\text{W}$)

磁共振信号的幅度与线宽比值与射频场强度的关系如图 9 所示。当射频场强度达到 $0.36\mu\text{T}$ 后,随着射频场强度的增大,幅度与线宽比值几乎保持不变。待测磁场 B_0 为原子跃迁提供量子化轴,而射频场 B_{rf} 方向与 B_0 方向垂直,当 B_{rf} 过大时将对 B_0 形成干扰,影响原子自旋磁矩在待测磁场方向上的投影,从而降低磁共振信号的幅度。因此,

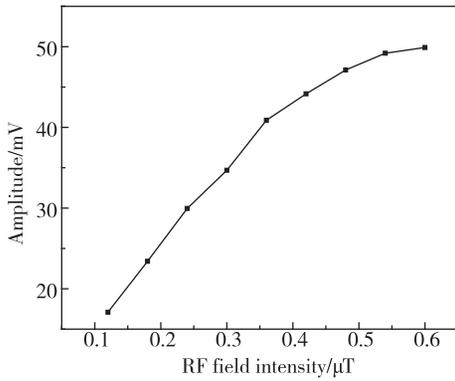


图8 磁共振信号幅度随射频场强度变化
(激光功率设置为 40μW)

Fig. 8 Magnetic resonance signal amplitude varies with RF field intensity (laser power is 40μW)

取 0.5μT 作为射频场强度的最优参数值,其相对待测地磁场(10μT~100μT)而言干扰较小。

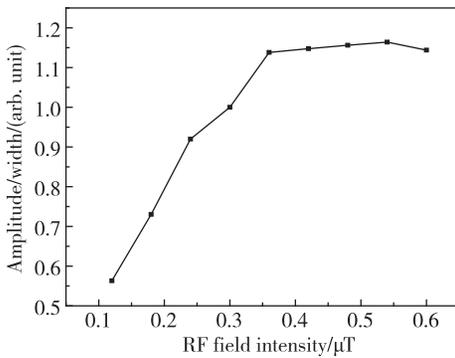


图9 磁共振信号幅度与线宽的比值随射频场强度变化

Fig. 9 The amplitude-to-linewidth ratio of magnetic resonance signal varies with RF field intensity

2.3 射频场强均匀性

射频线圈在气室空间内形成的磁场存在不均匀性,导致气室内不同位置的原子在发生 Zeeman 跃迁时,吸收的射频磁场能量不同,因此磁共振信号会发生展宽及幅度变化。为了探究气室内射频磁场强度的均匀性对磁共振信号幅度和线宽的影响,对气室内的磁场强度分布情况进行了仿真分析。图 10 所示为磁强计原理样机内射频线圈与原子泡的相对位置示意图。射频线圈在⁸⁷Rb 原子气室上下对称分布。气室形状为圆柱体,利用毕奥-萨伐尔定律计算可知,其空间内沿 x 轴的各个轴切面上的磁场强度分布情况均相同,因此,由轴切面 xoz 内各点磁场强度可推出整个气室空间内任意点处的磁场强度。利用 Mathematica 软件对气室轴截面

xoz 的磁场强度分布进行了仿真计算,得到如图 11 所示的三维分布图。为了直观地反映 xoz 面内各点磁场强度的相对大小,将纵坐标设为 xoz 面内各点磁场强度与 O 点磁场强度的比值。

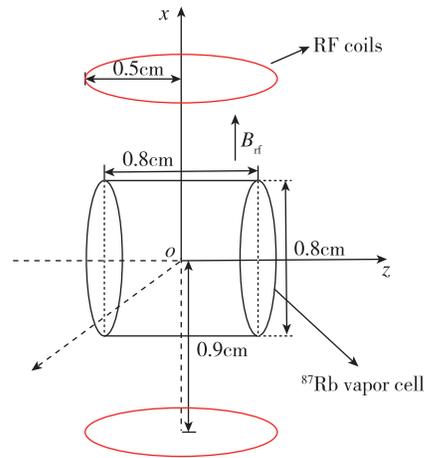


图 10 射频线圈与原子气室的相对位置示意图,气室(圆柱体)关于 x 轴和 z 轴对称

Fig. 10 Schematic diagram of the relative position of RF coil and vapor cell, and the vapor cell(cylinder) is symmetric about the x axis and the z axis

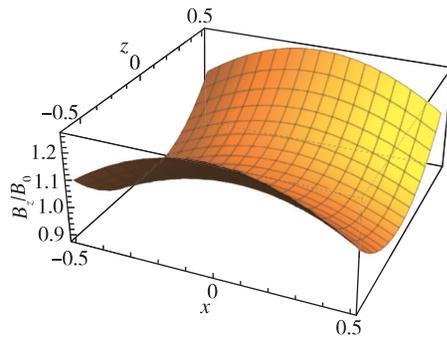


图 11 气室内 xoz 平面上各点的磁场强度分布三维图
(纵坐标 B_z/B_0 表示 xoz 平面内各点磁场大小与中心点 O 处磁场大小的比值)

Fig. 11 A three-dimensional map of the magnetic field intensity distribution on the xoz plane in the vapor cell (the ordinate B_z/B_0 represents the ratio of the magnetic field intensity at each point in the xoz plane to the magnetic field strength at O point)

图 11 反映了 xoz 面内各点的磁场强度关于 x 轴和 z 轴呈对称分布,且越靠近中心 O 点磁场越均匀。设置中心 O 点处射频磁场 $B_{rf} = 0.5\mu T$ 。图 12 所示为 xoz 面内各点与 O 点磁场强度比值的等高线图。当采用光斑直径为 4mm 的平行光束沿中心轴线射入原子气室时,光束与气室原子的作用区域为

图 12 中的红色阴影部分。由各等高线可以看出,在 $\{-0.3 \leq z \leq 0.3, -0.2 \leq x \leq 0.2\}$ 区域内,各点与中心 O 点磁场强度相差小于 10%, 磁场强度分布范围为 $0.49 \sim 0.55 \mu\text{T}$; 在 $\{-0.2 \leq z \leq 0.2, -0.2 \leq x \leq 0.2\}$ 区域内,各点与 O 点磁场强度相差小于 3%, 磁场强度分布范围为 $0.49 \sim 0.515 \mu\text{T}$ 。边缘位置与 O 点磁场强度相差值最大约为 75nT 。因此,由 xOz 面内各点的磁场强度分布情况可推得,整个气室空间的光束入射区域内磁场强度均匀性较好,对磁共振信号的展宽及幅度变化的影响很小。

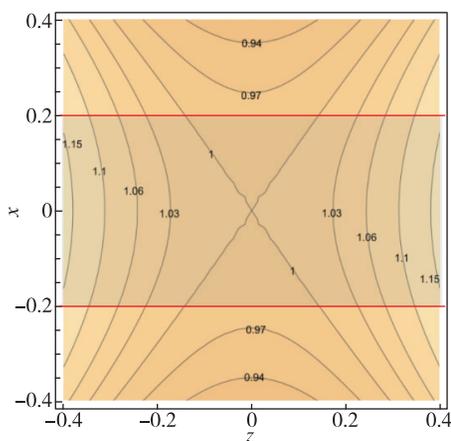


图 12 xOz 面内各点磁场强度与 O 点磁场强度比值的等高线图

Fig. 12 Contour map of the ratio of the magnetic field intensity at each point in the xOz plane to the magnetic field intensity at O point

3 原子磁强计样机性能

在前期实验参数研究的基础上,实现了激光抽运 M_z 型原子磁强计样机,样机实物图如图 13 所示。样机功耗 2W , 体积 190cm^3 (探头+电路), 灵敏度 $1 \text{pT}/\text{Hz}^{1/2} @ 1 \text{Hz}$, 测量范围 $10 \mu\text{T} \sim 100 \mu\text{T}$ 。当前样机使用的 VCSEL 激光器为 TO-46 封装, 原子气室使用玻璃吹制, 光学元件通过设计结构进行安放组装。接下来, 利用前期芯片原子钟研制技术, VCSEL 可以使用裸芯, 原子气室通过阳极键合技术可将尺寸降低至 5mm^3 以内, 利用微机电系统 (Micro-Electro-Mechanical System, MEMS) 集成技术将 VCSEL 激光器、原子气室、光学元件、射频线圈和光电探测器集成, 可使探头尺寸降低至 10cm^3 以内, 并通过专用集成电路 (Application-Specific Integrated Circuit, ASIC) 技术实现电路部

分集成, 最终可实现该类型原子磁强计的芯片化。



图 13 激光抽运 M_z 型原子磁强计样机

Fig. 13 Optically pumped M_z atomic magnetometer

4 结论

本文通过实验系统开展了激光抽运 M_z 型原子磁强计参数研究, 确定了激光功率和射频场强度最佳值。以实验研究为基础, 实现了可在地磁背景下工作的原子磁强计样机。此外, 仿真分析了样机内射频线圈产生的磁场的场强均匀性, 仿真结果表明, 该场强均匀性满足磁强计样机的性能要求。样机灵敏度与目前光谱灯抽运的铯光泵原子磁强计相当, 但体积更小、功耗更低。未来, 我们将加快实现该类型芯片级原子磁强计产品, 打破国外禁运, 满足国内无人机反潜、水下导航和资源探测等军民需求。

参考文献

- [1] Korth H, Strohhahn K, Tejada F, et al. Chip-scale absolute scalar magnetometer for space applications [J]. Johns Hopkins APL Technical Digest, 2010, 28 (3): 248-249.
- [2] Bulatowicz M, Larsen M. Compact atomic magnetometer for global navigation[C]// Proceedings of the ION 2013 Pacific PNT Meeting. Washington: Inst Navigation, 2013: 610-615.
- [3] 王冬霞, 郭睿, 毛潇, 等. PNT 体系关键技术研究 [J]. 数字通信世界, 2018(4): 1-3+15.
Wang Dongxia, Guo Rui, Mao Xiao, et al. Key technologies research of PNT system[J]. Digital Communication Word, 2018(4): 1-3+15(in Chinese).
- [4] Schwandt P D D, Lindseth B, Knappe S, et al. Chip-scale atomic magnetometer with improved sensitivity by use of the M_x technique[J]. Applied Physics Letters, 2007, 90(8): 081102.
- [5] Jimenez-Martinez R, Griffith W C, Wang Y J, et al.

- Sensitivity comparison of M_x and frequency-modulated bell-bloom Cs magnetometers in a micro-fabricated cell[J]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2010, 59(2): 372-378.
- [6] Kitching J, Knappe S, Shah V, et al. Microfabricated atomic magnetometers and applications[C]// *Proceedings of 2008 IEEE International Frequency Control Symposium*. Honolulu; IEEE, 2008: 789-794.
- [7] Liu G B, Gu S H. Experimental study of the CPT magnetometer worked on atomic energy level modulation[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2010, 43(3): 035004.
- [8] Shah V, Romalis M V. Spin-exchange relaxation-free magnetometry using elliptically polarized light[J]. *Physical Review A*, 2009, 80(1): 013416.
- [9] 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.
- [10] Pustelny S, Gawlik W, Rochester S M, et al. Non-linear magneto-optical rotation with modulated light in tilted magnetic fields[J]. *Physical Review A*, 2006, 74(6): 063420.
- [11] Zigdon T, Wilson-Gordon A D, Guttikonda S, et al. Nonlinear magneto-optical rotation in the presence of a radio-frequency field[J]. *Optics Express*, 2010, 18(25): 25494-508.
- [12] Dr. Shal V. Technical specifications of the QuSpin total-field magnetometer[EB/OL]. [2019-04-15]. [2019-05-10]. <http://quspin.com/about-us>.
- [13] Budker D, Romalis M. Optical magnetometry[J]. *Nature Physics*, 2007, 3(4): 227-234.
- [14] 李楠, 黄凯凯, 陆璇辉. 提高激光抽运铯原子磁力仪灵敏度的研究[J]. *物理学报*, 2013, 62(13): 193-198.
- Li Nan, Huang Kaikai, Lu Xuanhui. Study on improvement of the sensitivity of optically pumped cesium atomic magnetometer[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62(13): 193-198(in Chinese).