专题:磁共振技术

真空封装含 Herriott 多反射腔原子气室 及其在原子磁力仪中的应用^{*}

谢子平1) 郝传鹏2)† 盛东1)‡

(中国科学技术大学精密机械与精密仪器系,安徽省高等院校精密科学仪器重点实验室,合肥 230027)
2)(深空探测实验室,深空科学研究院,合肥 230088)

(2025年2月23日收到; 2025年4月13日收到修改稿)

本文主要研究用于精密测量的含多反射腔原子气室的标准化制备方法:一方面将 Herriott 多反射腔技术 和阳极键合技术相结合,另一方面在全真空条件下密封含多反射腔原子气室.这样制备出的新型气室可以广 泛应用于原子器件中,在提升测量灵敏度的同时,提高器件的标准化程度.本文介绍这种原子气室的制备方 法的同时,还通过气室在磁光双共振碱金属原子磁力仪中的应用展示其工作潜能.该示范展示了利用含 22次反射的多反射腔,充有 400 Torr (1 Torr = 1.33×10² Pa)氮气和自然丰度铷原子气室获得的磁共振信号, 并以此信号为基础在 10—20 Hz 的频率区间测得了 95 fT/Hz^{1/2}的磁场灵敏度.之后,我们将把基于这种技术 制作的气室拓展到对气室质量要求较高的氦原子磁力仪和核自旋原子共磁力仪中.

关键词:Herriott 腔,原子磁力仪,光抽运,真空封装 PACS:07.55.-w0,7.55.Ge,32.80.Xx CSTR:32037.14.aps.74.20250220

DOI: 10.7498/aps.74.20250220

1 引 言

原子器件利用精密原子光谱、先进半导体激光 器和微机电系统 (MEMS) 设计、制造以及测试新 型仪器, 能提供准确稳定的计量基准和测量工具^[1], 它的应用实例包括原子钟^[2]、原子干涉仪^[3]、原子 磁力仪^[4,5]等.原子气室是原子器件的一个重要组 件,其质量对原子器件的性能起决定性影响.早期 的原子气室由玻璃吹制^[6]而成,后来出现了热压工 艺生产的原子气室,2004年,Liew等^[7]利用 MEMS 工艺中的阳极键合技术实现原子气室的制作.阳极 键合技术的引入为原子气室的制作开辟了新思路, 可用于批量制备小型化原子气室^[1,8].

应用于实用化原子器件中的原子气室,不但需

具备小型化和批量化生产,还需要维持足够的探测 灵敏度.本文以光泵原子磁力仪为代表探究具体的 实现方案.光泵原子磁力仪凭借着高灵敏度、无需 低温冷却等优势^[4,5]已经在生物磁场测量^[9-11]、地 质矿产勘探^[12,13]、航天空间磁场测量^[14,15]及基础 物理测量^[16,17]等领域具有广泛的应用.光泵原子 磁力仪的灵敏度指在一定时间内能探测到磁场的 最小变化量,其表达式为^[5]

$$\delta B = \frac{\hbar}{g\mu_{\rm B}} \frac{1}{S/N\sqrt{T\tau}},\tag{1}$$

式中, g是原子基态的朗德因子, μ_B 是玻尔磁子, T 是总测量时间, τ 表示原子极化的弛豫时间, S/N代表系统测量的信噪比, 在系统受限于原子自旋投 影噪声时, S/N正比于原子数的 1/2 次方. 方程 (1) 指出了在固定测量时间内提高探测灵敏度的两种

http://wulixb.iphy.ac.cn

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 11974329) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: cphao@mail.ustc.edu.cn

[‡] 通信作者. E-mail: dsheng@ustc.edu.cn

^{© 2025} 中国物理学会 Chinese Physical Society

方式:一是提高原子的极化弛豫时间,二是提高测量的信噪比.本文着重关注通过将多反射腔引入到原子气室中,在不改变探测噪声的情况下,增大探测光和原子之间的作用距离来提高信号,从而实现 信噪比和系统的探测灵敏度的提升.

自Li等^[18,19]将Herriott多反射腔引入原子磁 力仪领域以来,多反射腔在原子磁力仪中的应用取 得了快速的发展.在早期阶段,多反射腔的制作工 艺相对简单,主要依靠胶水将腔镜与基底进行粘 接^[19].然而胶水在高温环境下可能与原子气室中 的碱金属原子发生化学反应,影响原子磁力仪的性 能表现.此外,由于胶水粘接过程受到人为操作、 环境干扰等多种因素的影响,不同批次制作出的多 反射腔在尺寸精度、结构稳定性等方面存在较大差 异,可重复性难以得到保障.这些问题可以通过引 入阳极键合技术制作含Herriott多反射腔原子气 室来解决^[7].

目前大部分含多反射腔的气室并没有实现 完全的标准化制作,在原子气室一面留有一个通 道用于与真空系统连接实现气体和原子的充入. 这样,原子气室最终还需要通过火焰等手段从真空 系统摘除,从而在外观上保留了一定长度的尾 管,影响原子气室外部尺寸的一致性.而且,原子 气室的尾管通常为气室温度或原子密度不均匀 之处.除此之外,原子气室尾管会增加原子与气 室壁的碰撞次数并且影响原子感受到的磁场均匀 性^[20,21],进而导致原子的自旋状态发生改变,这类 影响在使用核自旋原子的共磁力仪系统中较为明 显.消除尾管可以改善上述问题,有效提高原子弛 豫时间^[22].

基于上文讨论,要实现含 Herriott 多反射腔原 子气室的标准化制作,需要在真空环境中进行原子 充注和原子气室封装.这不仅要求制备流程的可重 复性,且对制备气室里多反射腔的腔长、反射镜间 距等关键参数要求严格一致.其优势是在制备过程 中可以提高原子组分充注的定量控制,保障原子气 室性能的稳定性;在去除尾管后,原子气室外观尺 寸一致性提高,可以实现不同批次产品间的无缝替 代.本文将介绍标准化真空封装含 Herriott 多反射 腔原子气室的制备过程,并在光泵原子磁力仪系统 中验证利用本文方法制作出气室的可用性.本文介 绍的技术和方法在原子气室相关领域将具有广阔 的应用前景.

2 含多反射腔原子气室制备

2.1 Herriott 多反射腔

本文中涉及的多反射腔是密集型 Herriott 多 反射腔^[18,20,23].这种几何光学腔的前后腔镜都由柱 面镜组成,相较于其他构型具有更加密集的光斑分 布,适用于小型化原子器件中.在给定腔镜曲率的 情况下,为了实现光在多反射腔内形成闭合回路, 需要提前通过 ABCD 矩阵计算光在 Herriott 多反 射腔内的传播获得需要的前、后腔镜的相对主轴 夹角以及相对距离.本文使用的多反射腔参数与文 献 [24] 一致:多反射腔的柱面镜直径 12.7 mm, 厚度 2.5 mm,曲率半径 100 mm,两柱面镜间距 18.9 mm,主轴相对转角 52.2°. 腔镜的制作流程与 文献 [25] 一致.前腔镜中心开 2.5 mm 直径的小孔, 探测光以与腔对称轴在水平面呈 5°从小孔入射到 多反射腔中,经 21 次反射后从相同的小孔出射.

在标准化制备过程中,需要保证前、后腔镜与 硅片这两种材料之间的精密定位来实现不同批次 多反射腔的性能一致.为此,机械加工的陶瓷模具 被引入制作流程^[26],其加工精度能控制在 0.1 mm 以内.在阳极键合前,借助陶瓷模具能够精准控制 硅片和前、后腔镜间的位置关系.为配合上面选定 的腔镜,样机键合使用的硅片厚度为 0.5 mm,尺 寸为 21 mm × 33 mm.在键合过程中,硅片连接 电压正极,镜片连接电压负极,键合电场强度约 1200 V/mm,键合温度约为 300 ℃.在键合电流 降为初始电流的 10% 左右时,键合过程基本结束. 一般整个键合过程持续 2 h 左右,基于上述过程键 合出的多反射腔模块如图 1 所示.



图 1 光在本文设计的多反射腔内传播示意图,两个腔镜 键合在一片硅片上形成多反射腔模块,硅片厚度为 0.5 mm, 尺寸为 21 mm × 33 mm

Fig. 1. Illustration of the light propagation in the multipass cavity made in this paper, the two cavity mirrors are bonded on a piece of silicon wafer, whose dimension is 0.5 mm \times 21 mm \times 33 mm.

2.2 含腔气室的真空封装

从 2.1 节制作的多反射腔模块到实际应用中 使用的原子气室, 我们还需要将碱金属原子、缓冲 气体和淬灭气体充入玻璃罩内, 再将多反射腔模块 和玻璃罩密封.本节以制作充有氮气的碱金属原子 气室为例说明含腔气室的后续制备过程.

为了实现含多反射腔原子气室的真空封装, 我 们搭建了一套集成有阳极键合模块的真空腔体, 如 图 2(a)所示.其整体结构可以按功能可以分成碱 金属铷的注入部分、气体充入部分和阳极键合部 分.碱金属铷注入的主体部分是一个金属固定支架 和一个玻璃罩安置平台.本系统将碱金属单质预先 密封在自制的玻璃容器里, 容器被撞击碎裂后, 可 以直接向原子气室内注入碱金属.如图 2(b)所示, 储存碱金属原子的容器被放置在真空腔内的金属 固定架里, 只有容器的尾端不在金属的包裹区域. 该金属架还配有加热片用于控制整个金属架及其 内的温度. 气体充入部分主要由高纯气源, 气体纯 化器, 及调节阀构成. 其中, 气体纯化器用于将输 入的气体杂质组分降低至 10⁻⁹以下. 阳极键合部 分包括一个机械结构用于固定 2.1 节中制备好的 多反射腔模块, 并配有加热片用于提供键合条件. 如图 2(c) 所示, 加热片与多反射腔模块之间有一层 绝缘的陶瓷和—层导电的铜块. 这里陶瓷块用于防 止高压放电击穿加热片, 高压正极通过真空接线引 入到导电铜块上, 高压负极连接至玻璃罩安置平台.

真空腔主体为内部直径 200 mm、高 250 mm 的圆柱形结构, 腔体中心装有直径 100 mm 的观察 窗以观察各组分间的定位及配合. 腔体外留有多个 接口, 用于机械和电控制. 其中机械控制部分由 3 个位移机构组成, 包括两个一维位移台 (1号与 2号) 和一个二维位移机构 (3号). 一维位移台的 最大位移长度 50 mm, 精度为 0.02 mm. 1号位移 台控制玻璃罩的水平方向移动, 2号位移台控制铷



图 2 含腔气室真空封装装置 (a) 真空封装腔体简图, a1 和 a2 为 1 号和 2 号一维位移台, a3 为二维位移台; (b) 铷原子充入部分, b1 为加热区域(此处内侧有放置加热片的空槽), b2 为尼龙隔热层, b3 为玻璃罩放置平台, b4 为自制碱金属原子源, b5 为碱金属原子源尾管, 之后用被撞击碎开; (c) 阳极键合封装部分, c1 为用于撞击 b5 的刀片, c2 为陶瓷绝缘层, c3 为含加热片的陶瓷层, c4 为导热铜块, c5 为与 b3 相同

Fig. 2. Setup for vacuum-sealing the vapor cell with a multipass cavity: (a) Schematic diagram of the main vacuum chamber, a1 and a2 are No. 1 and No. 2 one-dimensional displacement stages, a3 is two-dimensional displacement stage; (b) atom filling part, b1 is the place to put a heater, b2 is nylon insulation layer, b3 is the platform for the glass container, b4 is the home-made atom source, b5 is the bottom part of the atom source, which is to be broken later in the process; (c) anodic bonding and packaging part, c1 is blade, c2 is ceramic insulation layer, c3 is ceramic insulation layer with a heater, c4 is copper, c5 is the same as b3.

源竖直方向移动. 二维位移台的最大位移长度为 25 mm, 精度为 0.01 mm, 控制阳极键合部分结构 沿着竖直方向和垂直纸面方向移动.

在腔体真空抽到 10⁻⁶ Torr (1 Torr =1.33× 10² Pa) 水平后, 首先利用机械碰撞的方法破开铷 源容器在金属固定架露出的尾端.这个过程需要先 通过调整2号位移台,将铷源底部锥形管高度和位 于图 2(c) 展示的合金刀片位置对齐, 再控制 3 号 位移台在垂直于纸面方向运动将锥形管撞开. 铷源 气室尾端被撞开后,控制2号位移台将铷玻璃容器 底部调节至距玻璃罩底侧约 1.5 mm 处,并将电流 通入金属固定架内的加热片,通过温度差将铷原子 迁移到玻璃罩上. 在整个加热过程中, 金属固定架 的最高温度能达到 200 ℃, 而玻璃罩底侧温度能升 至 70 ℃ 以上, 这将严重影响铷在此处汇集. 为了 消除这个问题,加热区域与玻璃罩间加入隔热层, 以降低玻璃罩底面所受的热辐射. 通过控制加热时 间,可以一定程度上定量控制充入玻璃罩里的碱金 属原子. 一般在加热 30 min 左右后, 能观察到成 团的铷原子在玻璃罩底部汇集.

在完成铷的注入后,调节2号位移台将铷源移 开以避免对键合区域产生干扰,然后充入400Torr 氮气.之后通过位移台1和3分别控制玻璃罩和多 反射腔模块,实现玻璃罩开口面与多反射腔模块的 硅片贴合.为了两种材料的紧密贴合,需要提前在玻 璃罩安置平台4个角落粘贴弹性金属箔纸,以保证 玻璃罩在贴合过程中有一定的柔性调整空间.在实 现玻璃罩和硅片初步贴合后,阳极键合工序依次开 始,以实现多反射腔模块与玻璃罩之间的密封,本 节使用的键合条件与之前制作多反射腔模块类似.

3 实验系统及测量结果

由上述键合装置制作出的一个含氮气和自然 丰度 Rb 原子的气室如图 3 的内嵌图所示. 我们首 先利用 Rb 原子 D1 线的吸收光谱对气室的基本参 数进行测试和标定.

实验观测的是一束初始功率为 *P*_i的线偏振光 经过气室后光功率 *P*_o随波长的变化. *P*_o与 *P*_i的 关系可用如下方程进行描述^[27]:

$$\frac{P_{\rm o}}{P_{\rm i}} = a \exp\left[-\frac{b\Gamma/2\pi}{(v - v_0)^2 + (\Gamma/2)^2}\right] + c.$$
 (2)



图 3 利用含 400 Torr N₂和自然丰度 Rb 原子气室得到的在 Rb D1 线跃迁线附近的吸收光谱, 空心点为实验数据, 实线为 (2) 式的拟合结果, 内嵌图为气室的照片

Fig. 3. The light absorption spectrum of Rb atoms near D1 line using an atomic vapor cell filled with 400 Torr N_2 and Rb atoms of natural abundance, the dots are the experimental data, and the line is the fitting result of Eq.(2), the inset is the picture of the cell.

根据图 3 的实验数据,利用 (2) 式拟合得到的 吸收线的半高全宽为 10.8 GHz,共振中心频率相 对于 Rb 原子在无缓冲气体条件下 D1 跃迁的中心 点 (377107.4 GHz) 偏移-4.3 GHz. 按照文献 [28],可以通过气压展宽和共振频率偏移计算出气室所 充 N₂ 气压分别为 440 Torr 和 446 Torr,这与预计 充入气室气压 400 Torr 相差约 10%. 造成差别的 原因还在研究中.

为了进一步验证制备得到原子气室的性能,我 们将其应用到光泵原子磁力仪系统中.光泵原子磁 力仪是利用极化原子在磁场中的响应来提取外界 磁场信号. 原子磁力仪常用的观测量是原子的磁共 振信号,极化原子被共振激发到垂直于磁场的横向 平面,之后横向极化的进动信号会通过光与原子的 相互作用被探测光读出. 实验上, 原子的横向极化 被共振激发有两种常用的模式:第1种是通过功 率、频率或偏振被调制的抽运光在垂直于磁场方向 直接激发极化,当抽运光调制频率与原子拉莫进动 频率共振时,可以形成可观的横向极化,这是 Bell 和 Bloom^[29] 在 1961 年发明的抽运模式, 被称 为 Bell-Bloom 抽运或同步抽运; 第2种是在纵向 通过光抽运形成纵向极化,同时在横向施加与原子 拉莫进动频率共振的射频信号,这样可以将纵向极 化的一部分激发到横向,这是 Brossel 和 Bitter^[30] 在 1952 年研究光抽运机制时提出的方法, 被称为 磁光双共振. 本文采用的是基于磁光双共振的磁力

仪系统.

根据信号探测的手段,磁光双共振原子磁力仪 又可以分为单光和双光系统.其中单光系统使用的 是波长与原子跃迁共振的抽运光,它的吸收信号在 射频信号接近共振时的变化就是磁力仪的磁共振 响应信号;而双光系统会同时使用波长与原子跃迁 共振的抽运光以及远失谐的探测光,信号通过探测 光偏振的旋转读出.这两个系统各有优劣,单光系 统更适合于集成化和小型化,而双光系统提供了更 多的调节参数,有利于优化系统的指标.在本项测 试中选用双光系统.

图 4 所示为测试的整体结构. 磁力仪探头由光 固化树脂 3D 打印制成, 放置于由 5 层坡莫合金组 成的磁屏蔽筒内.屏蔽筒最内层放置一个同轴的线 圈筒,其表面经过加工缠绕着螺线圈(用于提供 z方向主磁场 B_0) 和 cosine 线圈 (用于提供 y方向 激励磁场 B_u). 抽运光与探测光均由 DBR 激光器 提供. 其中, 抽运光为圆偏振光, 功率为 12 mW, 频率和 Rb 的 D1 线跃迁共振, 其光斑经过透镜组 放大成与气室截面相当,之后沿着 z方向射入气室. 探测光由单模保偏光纤引入磁力仪探头上,经准直 后输出光斑直径为1mm. 探测光通过线偏振片和 平面反射镜后从 x 方向进入多反射腔内, 从多反射 腔出射的探测光偏振被差分光电探测器分析. 信号 中含有 y方向激励场频率的部分经过锁相放大器 解调后,转换成与 x方向原子极化相关的信号.这 里需要强调,探测光的方向是由多反射腔内光的平 均方向所决定. 由于光在腔内呈对称分布, 因此腔 镜中心连线方向可以作为探测光的等效方向.

设激励场是沿 y方向的振荡场,即 $B_y = 2B_{\rm m}\cos(\omega t)$,原子感受到的总磁场为沿 z方向的主磁场 B_0 和激励场之和.这样,原子极化 **P**随外磁场的演化可以由 Bloch 方程表示:

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{P}}{\mathrm{d}t} = R_{\mathrm{p}}(\boldsymbol{s}_{0} - \boldsymbol{P}) + \gamma \boldsymbol{P} \times \boldsymbol{B} - \left(\frac{P_{x}}{T_{2}}\hat{\boldsymbol{x}} + \frac{P_{y}}{T_{2}}\hat{\boldsymbol{y}} + \frac{P_{z}}{T_{1}}\hat{\boldsymbol{z}}\right), \quad (3)$$

其中, γ 为基态原子旋磁比, T_1 和 T_2 分别是极化 的纵向弛豫时间和横向弛豫时间, R_p 为光抽运速 率, s_0 是光的角动量方向矢量, 对沿着 z 方向传播 的圆偏振光, $s_0 = \hat{z}$. 此时沿着探测光方向的极化 P_x 可以表示为^[31]

$$P_x = P_1 \cos\left(\omega t\right) + P_d \sin\left(\omega t\right),\tag{4}$$

$$P_{\rm l} = \frac{\gamma B_{\rm m} R_{\rm p} T_1' T_2'}{1 + \left(\Delta \omega T_2'\right)^2 + \left(\gamma B_{\rm m}\right)^2 T_1' T_2'} s_0, \qquad (5)$$

$$P_{\rm d} = \frac{\Delta\omega\gamma B_{\rm m}R_{\rm p}T_1'(T_2')^2}{1 + (\Delta\omega T_2')^2 + (\gamma B_{\rm m})^2 T_1'T_2'}s_0, \qquad (6)$$

 $\Delta \omega = \omega - \omega_0, \ \omega_0 = \gamma B_0, \ 1/T'_{1,2} = R_p + 1/T_{1,2}.$ 通过锁相放大器解调出的磁力仪响应信号与 P_x 成 正比, 可通过调节相位分解成 P_1 和 P_d 两部分输出.



图 4 碱金属原子磁光双共振磁力仪实验装置图,其中探测光通过单模保偏光纤耦合到磁屏蔽内层的磁力仪探头上 Fig. 4. A schematic plot of the double-resonance magnetometer setup, and the probe beam is fiber coupled to the sensor head inside the magnetic shields.

实际测试时,主磁场选择在 40 mG (1 G = 10⁻⁴ T) 附近,气室加热温度维持在 100 ℃ 附近,探测光失谐约为-90 GHz,入射光功率约为 0.5 mW,调制场幅度 20 nT.在此条件下采得的典型的磁力 仪的响应曲线如图 5(a) 所示.由于柱面腔镜对探测光束的会聚和发散效应,探测光在多反射腔内的 光斑分布比较复杂,结合原子在腔内的扩散效应,基于 Herriott腔的磁力仪响应曲线不能用均匀光 斑条件下获得到的单洛伦兹线型描述.根据过往的 经验^[19,32,33],探测信号通常应看作两个不同线宽的 洛伦兹线型的叠加^[18],这等效于将多反射腔内的 光按光斑大小分为两类.本文也沿用了这个结论,用下列的组合来拟合磁力仪的响应曲线:

$$f_{\rm l} = \sum_{i=1}^{2} \frac{a_i \Gamma_i / 2\pi}{\left(\omega - \omega_0\right)^2 + \left(\Gamma_i / 2\right)^2} + b, \tag{7}$$

$$f_{\rm d} = \sum_{i=1}^{2} \frac{c_i(\omega - \omega_0) \, \Gamma_i / 2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma_i / 2)^2} + d. \tag{8}$$

如图 5(a) 所示, 上述两个拟合函数可以很好

地描述实验数据.根据色散曲线可知,将调制场频 率设置在原子拉莫进动频率处时,系统对主磁场变 化最敏感.经过优化,系统的磁场灵敏度如图 5(b) 所示,在 10—20 Hz 频段可以达到 95 fT/Hz^{1/2}的 水平.这个结果与此前温度更高的系统得到的结果 类似^[34],且都受限于电流源的噪声.该噪声是一个 共模噪声,如果想突破该噪声限制,可以使用梯度 仪的模式^[34,35]:利用两个气室或一个气室的两部分 来同时测量相同的背景磁场,然后通过差分的方式 获得磁场梯度,从而可以将共模噪声大幅抑制.



图 5 (a) 原子磁力仪的响应曲线及采用 (7) 式和 (8) 式函数拟合的结果; (b) 磁力仪系统灵敏度, 数据已经过磁力仪的频率响应修正

Fig. 5. (a) Experiment and fitting results by Eq.(7) and Eq.(8) of the magnetometer responses; (b) the field sensitivity of the double-resonance magnetometer, where the results have been corrected using the frequency responses of the magnetometer.

抽运光也是影响磁光双共振系统测量结果的 重要因素.抽运光功率、偏振或频率的波动都直接 影响信号的信噪比.此外,失谐的圆偏振抽运光还 会引起光频移效应^[36],等效于一个沿光传播方向 的磁场,这也会影响最终测量的精度.为了彻底消 除这个影响源,可以选择使用脉冲式的工作模式^[19]: 将单个运行周期分为抽运和探测两个阶段,其中抽运光在探测阶段被迅速关断,这样可以进一步提高测量的灵敏度和精度.这种工作模式也被称为自由感应衰变 (free induction decay, FID) 磁力仪.

4 结 论

本文展示了一种在真空条件下制造不带尾管 且包含 Herriott 多反射腔原子气室的方法,这是实 现含多反射腔原子气室的标准化制备的重要一步. 我们在磁光双共振的碱金属原子磁力仪中展示了 这种气室的性能,并预期其会在氦原子磁力仪[37] 和其他相关的共磁力仪系统^[38]中同样适用,后两 种系统对无尾管封装的需求也更高.常用氦原子磁 力仪气室中氦气的量一般控制在 10 Torr 以下. 根 据 Paschen 定律,相较于本文制作时使用的较高气 压的环境,氦气充气的气压条件使键合系统更容易 受限于真空放电.因此,它的制作流程也需要进行 相应改进,在初始的较低气压下,需要使用较低的 电场强度进行初步键合先实现气室内外的隔离:然 后再填充 300 Torr 以上的气体,并在该环境下提 高键合电场强度加固气室密封键合的强度. 另一方 面,如果需要在本文要制作的气室内充入高于大气 压的气体,则放电对制作过程的影响被抑制,硅片 的机械强度会成为限制充入气体气压的上限. 要提 高充入气体的气压,可行的解决方法包括直接增加 硅片的厚度或者使用双面抛光的硅片, 在硅片的外 侧键合另一层窗口来增大硅片的等效厚度.

参考文献

- [1] Kitching J 2018 Appl. Phys. Rev. 5 031302
- [2] Knappe S, Shah V, Schwindt P D D, Hollberg L, Kitching J, Liew L A, Moreland J 2004 Appl. Phys. Lett. 85 1460
- [3] Biedermann G W, McGuinness H J, Rakholia A V, Jau Y Y, Wheeler D R, Sterk J D, Burns G R 2017 Phys. Rev. Lett. 118 163601
- [4] Budker D, Kimball D F J 2013 Optical Magnetometry (Cambridge: Cambridge University Press)
- [5] Budker D, Romalis M 2007 Nat. Phys. 3 227
- [6] Knappe S, Velichansky V, Robinson H G, Kitching J, Hollberg L 2003 Rev. Sci. Instrum. 74 3142
- [7] Liew L A, Knappe S, Moreland J, Robinson H, Hollberg L, Kitching J 2004 Appl. Phys. Lett. 84 14 2694
- [8] Mhaskar R, Knappe S, Kitching J 2012 Appl. Phys. Lett. 101 241105
- [9] Guo Q Q, Hu T, Feng X Y, Zhang M K, Chen C Q, Zhang X, Yao Z K, Xu J Y, Wang Q, Fu F Y, Zhang Y, Chang Y, Yang X D 2023 *Chin. Phys. B* 32 040702

- [10] 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
- [11] Zhang R, Xiao W, Ding Y D, Feng Y L, Peng X, Shen L, Sun C X, Wu T, Wu Y L, Yang Y C, Zheng Z Y, Zhang X Z, Chen J B, Guo H 2020 *Sci. Adv.* 6 aba8792
- [12] Gavazzi B, Bertrand L, Munschy M, Mercier de Lépinay J, Diraison M, Géraud Y 2020 J. Geophys. Res. Sol. Ea. 125 e2019JB018870
- [13] Nabighian M N, Grauch V J S, Hansen R O, LaFehr T R, Li Y, Peirce J W, Phillips J D, Ruder M E 2005 75th Anniversary: The Historical Development of the Magnetic Method in Explorationhistorical Development of Magnetic Method Geophysics 70 33ND
- [14] Pollinger A, Lammegger R, Magnes W, Hagen C, Ellmeier M, Jernej I, Leichtfried M, Kürbisch C, Maierhofer R, Wallner R, Fremuth G, Amtmann C, Betzler A, Delva M, Prattes G, Baumjohann W 2018 *Meas. Sci. Technol.* **29** 095103
- [15] Dougherty M K, Khurana K K, Neubauer F M, Russell C T, Saur J, Leisner J S, Burton M E 2006 Science 311 1406
- [16] Afach S, Buchler B C, Budker D, Dailey C, Derevianko A, Dumont V, Figueroa N L, Gerhardt I, Grujić Z D, Guo H, Hao C P, Hamilton P S, Hedges M, Kimball D F J, Kim D, Khamis S, Kornack T, Lebedev V, Lu Z T, Roig H M, Monroy M, Padniuk M, Palm C A, Park S Y, Paul K V, Penaflor A, Peng X, Pospelov M, Preston R, Pustelny S, Scholtes T, Segura P C, Semertzidis Y K, Sheng D, Shin Y C, Smiga J A, Stalnaker J E, Sulai I, Tandon D, Wang T, Weis A, Wickenbrock A, Wilson T, Wu T, Wurm D, Xiao W, Yang Y C, Yu D R, Zhang J W 2021 Nat. Phys. 17 1396
- [17] Sachdeva N, Fan I, Babcock E, Burghoff M, Chupp T E, Degenkolb S, Fierlinger P, Haude S, Kraegeloh E, Kilian W, Knappe-Grüneberg S, Kuchler F, Liu T, Marino M, Meinel J, Rolfs K, Salhi Z, Schnabel A, Singh J T, Stuiber S, Terrano W A, Trahms L, Voigt J 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 143003
- [18] Li S, Vachaspati P, Sheng D, Dural N, Romalis M V 2011 *Phys. Rev. A* 84 061403
- [19] Sheng D, Li S, Dural N, Romalis M V 2013 Phys. Rev. Lett.

110 160802

- [20] Yuan L L, Huang J, Fan W F, Wang Z, Zhang K, Pei H Y, Cai Z, Gao H, Liu S X, Quan W 2023 Measurement 217 113043
- [21] Sheng D, Kabcenell A, Romalis M V 2014 Phys. Rev. Lett. 113 163002
- [22] Wang T Y, Peng J P, Li J L, Liu Z C, Mao Y K 2024 Sensor. Actual. A Phys. 374 115461
- [23] Silver J A 2005 Appl. Opt. 44 6545
- [24] Cai B, Hao C P, Qiu Z R, Yu Q Q, Xiao W, Sheng D 2020 *Phys. Rev. A* 101 053436
- [25] Cai B 2020 Ph. D. Dissertation (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [蔡波 2020 博士学位论 文 (合肥: 中国科学技术大学)]
- [26] Cai B, Sheng D 2019 CN Patent CN110187296A (in Chinese) [蔡波, 盛东 2019 CN110187296A]
- [27] Seltzer S J 2008 Ph. D. Dissertation (Princeton: Princeton University)
- [28] Kluttz K A, Averett T D, Wolin B A 2013 Phys. Rev. A 87 032516
- [29] Bell W E, Bloom A L 1961 Phys. Rev. Lett. 6 280
- [30] Brossel J, Bitter F 1952 Phys. Rev. 86 308
- [31] Abragam A 1961 The Principles of Nuclear Magnetism (Oxford: Clarendon Press) pp44–46
- [32] Xiao Y, Novikova I, Phillips D F, Walsworth R L 2006 Phys. Rev. Lett. 96 043601
- [33] Lucivero V G, McDonough N D, Dural N, Romalis M V 2017 Phys. Rev. A 96 062702
- [34] Smullin S J, Savukov I M, Vasilakis G, Ghosh R K, Romalis M V 2009 Phys. Rev. A 80 033420
- [35] Yu Q Q, Liu S Q, Wang X K, Sheng D 2023 Phys. Rev. A 107 043110
- [36] Mathur B, Tang H, Happer W 1968 Phys. Rev. 171 11
- [37] Liu Y, Peng X, Wang H D, Wang B W, Yi K W, Sheng D, Guo H 2022 Opt. Lett. 47 5252
- [38] Hao C P, Yu Q Q, Yuan C Q, Liu S Q, Sheng D 2021 *Phys. Rev. A* 103 053523

SPECIAL TOPIC—Technology of magnetic resonance

Atomic vapor cells with Herriott-cavity sealed under vacuum and their applications in atomic magnetometry^{*}

XIE Ziping¹⁾ HAO Chuanpeng^{2)†} SHENG Dong^{1)‡}

 $1) (Department of Precision Machinery and Precision Instrumentation, Key \ Laboratory \ of \ Precision \ Scientific \ Instrumentation \ of$

Anhui Higher Education Institutes, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China)

2) (Institute of Deep Space Sciences, Deep Space Exploration Laboratory, Hefei 230088, China)

(Received 23 February 2025; revised manuscript received 13 April 2025)

Abstract

This paper focuses on standardized fabrications of atomic vapor cells with multipass cells. For this purpose, we build a vacuum system that enables the sealing of the multipass-cavity-assisted cell under vacuum. Alkali atoms are prepared inside a glass holder, and the tip of the holder is broken by controlled collisions under vacuum. Atoms are then transferred to a cell glass body part by heating. Once enough atoms accumulate inside the glass part, buffer and quenching gases are filled into the system, and the glass body part is moved to contact the silicon wafer which is bonded with a Herriott-cavity. Then the cavity part and the glass part are sealed together using the anodic bonding technique. The resulting vapor cells provide enhanced measurement sensitivity and improved device standardization, which allows for seamless replacements of each other in practical applications. The performances of these cells are tested, including a test in a double-resonance alkalimetal atomic magnetometer. A magnetic field sensitivity of 95 fT/Hz^{1/2} is achieved in a frequency range from 10

to 20 Hz with a multipass cell filled with 400 Torr (1 Torr = 1.33×10^2 Pa) N₂ and natural Rb atoms at 100 °C. The technology and cells developed in this work are expected to have wide applications in atomic devices, especially in He magnetometers and nuclear-spin atomic co-magnetometers, which have special requirements for cell qualities.



Keywords: Herriott cavity, atomic magnetometer, optical pumping, vacuum sealing

PACS: 07.55.–w0, 7.55.Ge, 32.80.Xx

DOI: 10.7498/aps.74.20250220

CSTR: 32037.14.aps.74.20250220

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11974329).

[†] Corresponding author. E-mail: cphao@mail.ustc.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: dsheng@ustc.edu.cn





Institute of Physics, CAS

真空封装含Herriott多反射腔原子气室及其在原子磁力仪中的应用

谢子平 郝传鹏 盛东

Atomic vapor cells with Herriott-cavity sealed under vacuum and their applications in atomic magnetometry XIE Ziping HAO Chuanpeng SHENG Dong

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 74, 110702 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250220 CSTR: 32037.14.aps.74.20250220 在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.74.20250220 当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

抽运-检测型原子磁力仪对电流源噪声的测量

Measurement of noise of current source by pump-probe atomic magnetometer 物理学报. 2022, 71(2): 024202 https://doi.org/10.7498/aps.71.20211122

在开磁路中利用抽运--检测型铷原子磁力仪测量软磁材料的矫顽力

Measurement of coercivity of soft magnetic materials in open magnetic circuit by pump-probe rubidium atomic magnetometer 物理学报. 2022, 71(24): 244206 https://doi.org/10.7498/aps.71.20221618

基于铯原子气室反抽运光增强相干蓝光

Coherent blue light enhancement via repumping laser in cesium vapor 物理学报. 2022, 71(18): 187801 https://doi.org/10.7498/aps.71.20220480

多能级里德伯原子中实现3.4 GHz微波增强测量

Enhanced sensing of 3.4 GHz microwave in multi-level Rydberg atomic system 物理学报. 2025, 74(8): 084204 https://doi.org/10.7498/aps.74.20250081

核磁共振陀螺中EPR信号响应不对称性研究

Asymmetry of EPR signal response in nuclear magnetic resonance gyroscope 物理学报. 2022, 71(22): 220701 https://doi.org/10.7498/aps.71.20220775

一种面向原子干涉仪均匀量子非破坏测量的光学环形腔

Optical ring cavity for homogeneous quantum nondemolition measurement in atom interferometer 物理学报. 2025, 74(3): 033701 https://doi.org/10.7498/aps.74.20241348