

氦原子精密光谱实验中的精密磁场设计与测量*

冯高平 孙羽† 郑昕 胡水明

(中国科学技术大学, 合肥微尺度物质科学国家实验室, 合肥 230026)

(2014年1月2日收到; 2014年3月8日收到修改稿)

在很多精密原子光谱实验中, 杂散磁场或者磁场强度的不均匀所引入的系统误差, 是影响实验不确定度的主要因素之一. 为保证测量精度, 必须实现精密的磁场控制. 氦原子精细结构的精密光谱测量可用于测定精细结构常数, 同时也是检验多电子原子体系量子电动力学理论的一种重要方法. 本文介绍所设计制作磁屏蔽系统和余弦线圈产生精密可控磁场, 并利用 He 原子光谱对所加磁场进行了精密测定. 磁屏蔽结构可将外磁场降低到小于 0.8 mGs ($1 \text{ Gs} = 10^{-4} \text{ T}$), 控制磁场在 20 Gs 范围内时, 光谱测量区域磁场的均匀性和控制误差均小于 10 mGs. 在此实验条件下, 氦原子精细结构精密光谱测量中磁场所导致的系统误差小于 0.2 kHz.

关键词: 氦原子, 精细结构, 磁屏蔽, 磁场测量

PACS: 32.30.-r, 07.55.Ge, 07.55.Nk, 42.62.Fi

DOI: 10.7498/aps.63.123201

1 引言

精细结构常数是一个基本物理常数, 用于表征电磁相互作用的强度, 也是量子电动力学理论 (QED) 中惟一可调节参数. 氦原子精细结构的精密光谱, 是基于量子电动力学原理测定精细结构常数的方法之一^[1-4]. 该方法所得的测量结果与通过测量电子反常磁矩^[5]等完全不同的方法所得结果进行比较, 在检验 QED 理论的内在自洽性等方面具有重要的意义. 氦原子是最简单的多电子原子, 其束缚态能级包含复杂的电子-电子相互作用的贡献, 是多体物理研究的典型. 氦原子研究高精密光谱测量可为多电子束缚态原子物理和量子力学近似方法提供高灵敏检验.

^4He 原子精细结构能级如图 1 (a) 所示. 其中三重态的基态 2^3S_1 为亚稳态, 寿命约 7870 s^[6,7]; 三重态第一激发态 2^3P_J 由于存在自旋和轨道相互作用, 分裂为三个子能级, 相应能级间隔分别约 2.291 和 29.617 GHz. 理论认为^[1-3], $2^3\text{P}_{0,1,2} \rightarrow 2^3\text{S}_1$ 跃迁的

精细结构最适于在原子体系中测定精细结构常数 α 和检验 QED 理论.

氦原子精细结构跃迁的精密光谱测量实验中, 系统误差的修正是需要考虑的关键因素. 在已报道的实验结果中, 实验测量精度在 0.35—1.4 kHz 范围, 而不同实验结果之间的系统偏差甚至达到 3.5 kHz^[4,8-14]. 其中, 由于跃迁频率对于磁场十分敏感, 实验中地磁场等杂散磁场带来的影响是测量误差的主要因素之一. 为了减小磁场引入的系统误差, 需要尽量降低测量区域的杂散磁场强度, 技术上通常采用主动补偿或被动屏蔽的方法实现. 主动补偿是通过添加与外场方向相反、大小相等的补偿场, 以抵消外场的影响; 被动屏蔽是指采用高磁导率合金制作磁屏蔽结构, 将杂散磁场衰减, 从而降低对测量的影响. 磁场测量常以磁场强度的大小作为度量标准. 在 ^4He 精细结构的精密测量中, 一般需要主动添加确定的外磁场对高阶塞曼效应引入的误差进行修正, 因而对所加磁场的准确测量, 是实现精密测量的前提. 同时, 利用原子在磁场中的塞曼效应, 通过激光抽运磁共振方法测定磁场,

* 国家自然科学基金 (批准号: 11304303, 21225314)、中国博士后科学基金 (批准号: 2013M541828) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: WK234000042) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: robert@mail.ustc.edu.cn

能够获得磁场绝对强度^[15-19], 这种方法具有高精度、高灵敏度的特点, 广泛应用于微弱磁场的精密测量中. 本文介绍我们搭建的氦原子光谱实验中磁场相关系统的设计与测量, 通过对磁场的精确控制可以实现亚 kHz 频率精度的氦原子精细结构测定.

2 实验装置

实验装置如图 2 所示. 基态氦原子由液氮预冷至 110 K 左右, 以减小发散角, 提高束流强度. 亚稳态氦原子束流由射频放电激发产生, 并通过激光实现横向冷却和偏折^[20]. 其中二维激光横向冷却对束流进行压缩以进一步提高束流强度; 另有两组激光束分别对原子束流进行准直和偏转, 以去除射频放电产生的紫外光和 2^1S_0 亚稳态原子的影响. 2^3S_1 态的氦原子在经过探测区后, 穿过一个钕铁硼永磁体制造的斯特恩-盖拉赫型梯度磁场 (中心磁感应强度约 6000 Gs ($1 \text{ Gs} = 10^{-4} \text{ T}$), 强度梯度约

5000 Gs/cm), 处于 $m_s = \pm 1$ 子能级的原子受偏转力作用偏离轴线方向, 只有处于 $m_s = 0$ 子能级的原子不受力, 沿轴向继续飞行, 打在抛光的不锈钢表面, 产生二次电子, 被通道倍增管探测, 实现氦原子的单量子态探测.

光学系统部分: 采用自制的外腔式半导体激光器 (ECDL) 作为探测光. 探测光的频率通过 Pound-Drever-Hall 方法^[21,22] 锁定在法布里-珀罗干涉标准具上, 该标准具使用超低温膨胀系数材料制成, 并通过真空控温的方法提高频率稳定度^[20]. 探测光功率使用声光调制器 (AOM) 组成的反馈回路锁定. 实验中通过扫描电光调制器 (EOM2) 的驱动频率实现光谱测量. 探测光使用来回反射的方法以消除一阶多普勒效应的影响. 抽运激光采用的是分布反馈式半导体激光器 (DFB), 其频率通过拍频方式与探测激光锁定, 中心频率锁定在 $2^3S_1-2^3P_1$ 跃迁的共振频率上.

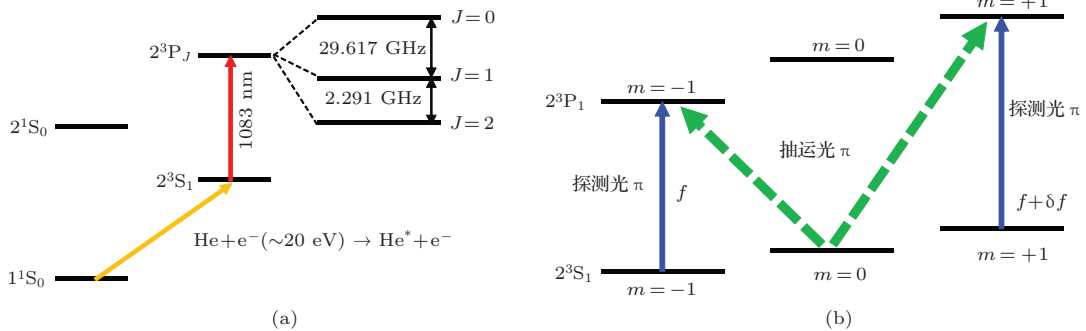


图 1 (a) 氦原子精细结构能级; (b) 用于激光抽运磁场测量的塞曼子能级结构

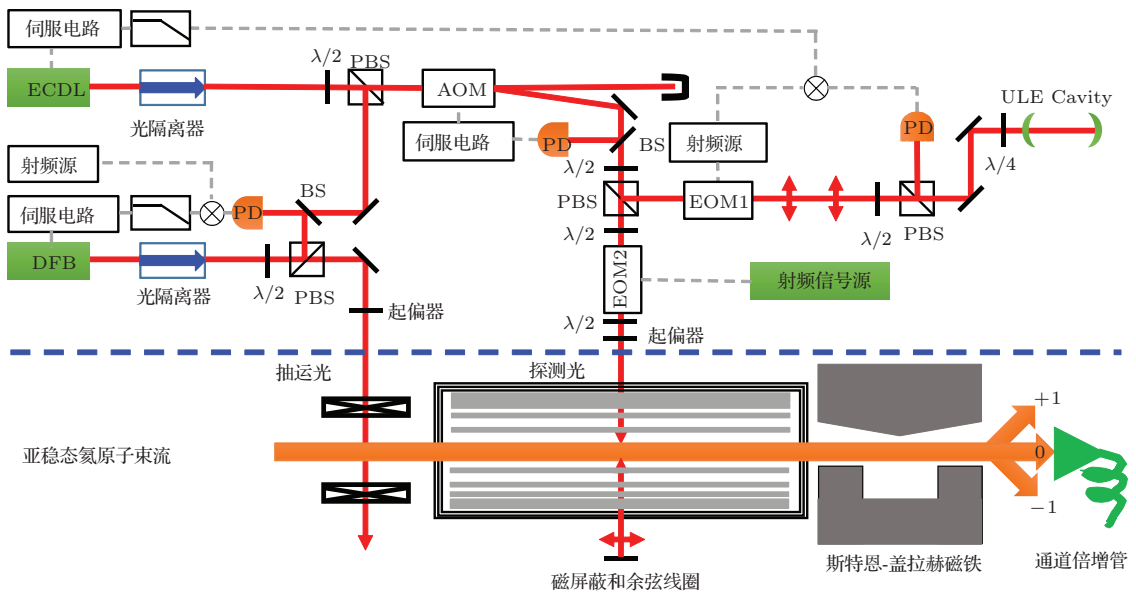


图 2 实验装置 BS, 分束片; PBS, 偏振分束棱镜; EOM, 电光调制器; AOM, 声光调制器; PD, 光电探测器; ECDL, 外腔式半导体激光器; DFB, 分布反馈式激光器; ULE Cavity, 超低温膨胀系数标准具; $\lambda/2$, $1/2$ 波片; $\lambda/4$, $1/4$ 波片

光谱探测区磁屏蔽设计: 实验中采用被动屏蔽的方法对外磁场进行衰减, 以减小地磁场和环境杂散磁场对测量的影响. 磁屏蔽通常是采用具有较高磁导率的薄壁壳体材料制成, 根据实际需要, 可做成圆球状、圆筒状、长方体等各种形状^[23-27]. 影响屏蔽效果的因素主要包括屏蔽体的尺寸 (长度 L 、半径 R 等), 屏蔽材料的厚度 t 、屏蔽材料的磁导率 μ , 对于多层结构还需要考虑屏蔽体的层数 n 、层间间距 δ 等. 在磁屏蔽系统的加工过程中, 材料的热处理工艺对磁导率以及最终的屏蔽效率有重要影响^[28-30]. 影响磁性能最大的因素主要包括退火气氛、退火温度和时间、冷却速度. 非真空熔炼材料采用真空退火可以获得更好的磁性能, 而真空熔炼材料则更适合采用氢气氛围退火; 通常退火温度越高, 高温保持时间越长, 最终的磁性能也越好; 冷却速度对磁性能的影响则受到材料成分影响很大, 具体材料需要使用不同的降温方案以获得最佳的磁性能.

简单结构的单层磁屏蔽体的屏蔽效果可通过经验公式进行估算, 多层屏蔽结构通常采用有限元模拟方法计算. 实际设计方案都是屏蔽的强度需求与器件重量、尺寸、造价等因素之间的权衡. 本实验中使用的磁屏蔽体采用三层圆筒状结构, 其尺寸取决于屏蔽体内部余弦线圈的尺寸, 最内层直径为 210 mm, 长度为 530 mm, 各层间间距为 15 mm. 实际加工中, 采用广东省钢铁研究所生产的高磁导率铁镍合金 (牌号 1J85) 冷轧带材 (厚度为 1 mm, 宽度为 144 mm). 加工中筒状结构通过焊接成型, 经过 1100 °C 真空退火消除加工应力以提高屏蔽效率. 通过高斯计测量表明最终工作区域残余磁感应强度小于 0.8 mGs.

光谱探测区精密磁场设计: 实验中利用余弦线圈来产生均匀磁场^[31,32]. 与亥姆霍兹线圈相比, 相同尺寸条件下余弦线圈能产生空间上更加均匀的磁场. 余弦线圈基本原理是: 无限长的载流圆柱体, 当圆柱体表面的面电流密度与方位角之间满足 $\sigma(\theta) = \sigma_0 \cos \theta$ 时, 在圆柱体内部可产生垂直于圆柱体轴线方向的匀强磁场 (如图 3(a) 所示). 余弦线圈正是对上述电流分布结构的一种近似, 将连续的电流密度分布利用载有相同电流的分立导线在空间的特定排列实现. 为了在圆柱体表面得到面电流密度分布与方位角的余弦呈正比的关系, 我们所采用的导线分布使得导线的位置在 x 轴上的投影为等间隔分布 (如图 3(b) 所示). 在右手直角坐标

系中, 若 y 轴正半部分的电流方向沿 z 轴正方向, y 轴负半部分的电流方向沿 z 轴负方向, 则磁场方向沿 x 轴正方向. 对应的导线在 y 轴正半部分圆周面上的排布如图 3(c) 所示. 由于单位电流产生的磁场与线圈的总导线数目成正比, 因此该方法设计的线圈具有较大的调节范围.

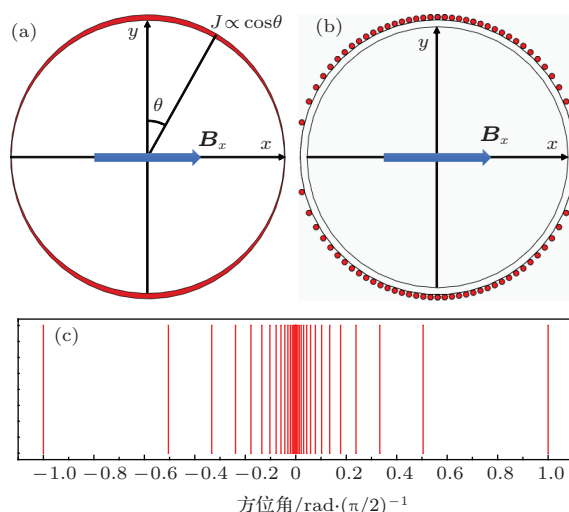


图3 余弦线圈结构示意图

余弦线圈的设计有两个主要参数: 总导线数目 N , 和载流导线长度 L 与圆柱体半径 R 的比值 L/R . 由余弦线圈工作原理可知: N 越大, 圆柱体表面电流密度分布越接近于余弦分布; L/R 越大, 线圈越接近于无限长载流圆柱体, 即 N 和 L/R 的值越大, 所产生的磁场就越均匀. 实际中这两个参数都只能取有限值, 需根据设计要求选择优化. 根据 ^4He 光谱测量实验对磁场的要求, 并考虑到磁屏蔽的尺寸的限制, 采用有限元模拟和数值计算, 本实验最终采用的余弦线圈尺寸为: 载流导线长度为 400 mm, 线圈直径为 173 mm, 对应长度与半径的比值 L/R 约为 4.6, 载流导线总数为 64. 为了保证光谱测量的激光通路, 设计中去掉了方位角最小处的两根导线, 由此导致中心区域磁场的均匀性降低 (如图 4 所示). 在磁场中心区域 $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ 范围内, 完全按余弦分布排列的线圈磁感应强度最大偏差为 0.05 mGs, 实际加工的线圈 (去掉方位角最小的两根导线) 的最大偏差为 0.5 mGs, 相对变化率小于 0.05%. 在 ^4He 精细结构测量实验中, 所使用的磁感应强度不大于 20 Gs, 中心区域内的磁场变化小于 10 mGs, 相应频率测量精度可小于 200 Hz, 满足亚 kHz 实验测量要求.

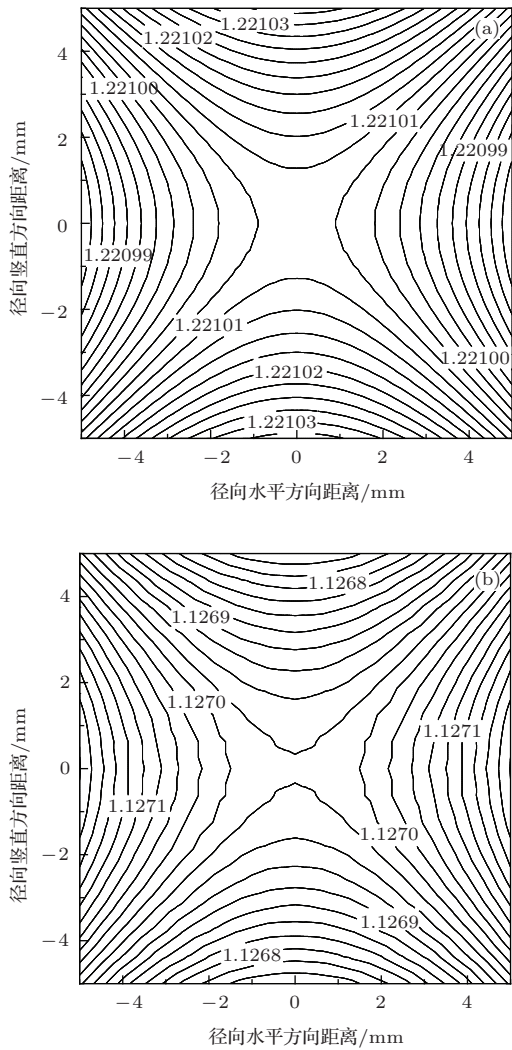


图4 线圈排布对磁场均匀性的影响, 磁场强度单位为Gs (a) 完全按余弦分布的线圈; (b) 实际加工的线圈

3 实验结果与分析

本文根据激光抽运磁共振原理测量磁场的技术, 用全光谱方法测定光谱测量区域的磁场强度. 在抽运区域, 频率锁定于 $2^3S_1-2^3P_1$ 跃迁的线偏振激光将亚稳态 2^3S_1 上处于 $m_s = 0$ 态上的原子激发到 2^3P_1 态上(如图1(b)所示), 原子通过自发辐射返回到 $m_s = \pm 1$ 态上, 从而将处于 $m_s = 0$ 态上的原子清空, 此时通道倍增管探测器上没有原子计数; 在探测区, 通过调节电光调制器(EOM2)驱动频率来改变与原子作用的激光频率, 当探测激光频率与 $2^3S_1-2^3P_1$ 能级共振时, 原子被激发到 2^3P_1 态. 当原子通过自发辐射返回 2^3S_1 时, 有50%的概率回到 $m_s = 0$ 态上, 在探测器上产生原子计数. 在外加磁场的作用下, 2^3S_1 态上处于 $m_s = +1$ 和 $m_s = -1$ 子能级的原子其共振频率是不相同的, 两

者之间的频率差的一阶近似可表示为

$$\Delta f = \alpha \cdot B,$$

其中 $\alpha = 1402933 \text{ Hz/Gs}$ ^[33,34]为一阶塞曼效应系数. 通过扫描激光频率可分别得到两个共振峰. 拟合共振峰的中心位置, 可得到两者之间的差值 Δf , 即可根据上式计算出相应的磁场值 B .

图5是实验上测量所得的光谱图, 其中横轴取左边共振峰中心位置为频率零点. 图中蓝色空心圆为测量值, 红色实线是利用洛伦兹线型拟合所得的结果, 下半部分是拟合值和测量值之间的偏差. 两个共振峰分别对应处于 $m_s = +1$ 和 $m_s = -1$ 子能级的原子信号.

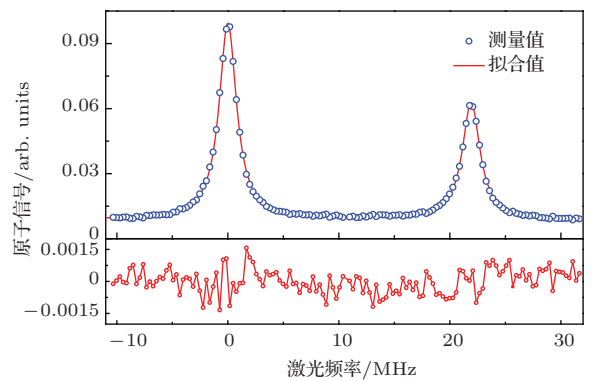


图5 (网刊彩色) 实验测量光谱图及其洛伦兹拟合

本实验分别测量了2—8 A激励电流下的磁场大小(如图6所示), 每个电流条件下频率测量分别平均20次, 测定频率精度为7 kHz, 对应磁场测量精度为5 mGs. 通过线性拟合可得到线圈激励电流和磁感应强度的比例关系. 如图6所示, 磁场与线圈激励电流之间呈很好的线性关系.

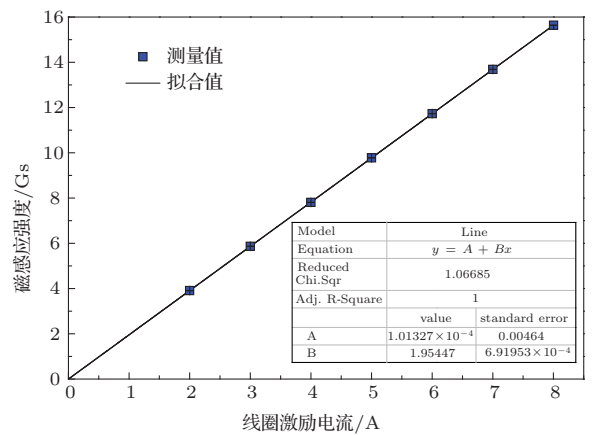


图6 线圈激励电流与磁感应强度的关系

由图6可知, 余弦线圈激励电流和磁感应强

度的关系为 1.9545 Gs/A, 这一结果远大于数值计算的结果 1.0655 Gs/A (未考虑电流导线粗细的影响). 这是因为前述的数值计算中未考虑磁屏蔽层对余弦线圈内部磁感应强度的影响. 利用有限元模拟方法, 计算了余弦线圈外部存在磁屏蔽层的条件下, 余弦线圈内部磁场的改变. 结果表明: 该磁屏蔽会影响磁感应强度的大小, 但基本不改变其径向相对分布; 在有磁屏蔽的情况下, 1 A 电流产生的磁感应强度为 1.9493 Gs, 这与实验测量结果符合得很好.

采用 $2^3S_1-2^3P_1$ 跃迁和 $2^3S_1-2^3P_2$ 跃迁共振频率之差的方法测量精细结构 $2^3P_1-2^3P_2$ 能级间隔的实验中, 一阶塞曼效应引起的能级位移可相互抵消, 只有二阶塞曼效应对最终结果有贡献. 二阶塞曼效应引起的频率偏差与磁场强度之间的关系为

$$\Delta f = \beta \cdot B^2,$$

其中 $\beta = 429.6 \text{ Hz/Gs}^2$ ^[33,34] 为二阶塞曼效应系数. 实验中所使用电流源 (Agilent E3638A) 的电流控制精度为 1 mA, 所使用的最大电流在 10 A 以下时, 对应磁感应强度不大于 20 Gs, 磁场绝对精度好于 7 mGs, 则 $2^3P_1-2^3P_2$ 能级间隔频率的精度为

$$\delta f = 2 \cdot \beta \cdot B \cdot \delta B < 121 \text{ Hz},$$

可以满足亚 kHz 精度光谱测量实验要求.

4 结 论

本文介绍了所建立的磁屏蔽和精密磁场控制系统, 在 $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ 的空间范围内, 实现了磁感应强度小于 10 mGs 水平的精度控制与测量. 该磁场系统用于氢原子 $2^3P_1-2^3P_2$ 精密光谱测量中, 可将磁场因素导致的系统不确定度降低至 200 Hz 以下; 同时还可用于其他需要稳定、精密磁场控制的实验中, 比如原子喷泉^[35]、永久电偶极矩^[36,37]、原子干涉仪^[38]等.

参考文献

[1] Schwartz C 1964 *Phys. Rev.* **134** A1181
 [2] Pachucki K, Yerokhin V A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 070403
 [3] Pachucki K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 013002
 [4] Smiciklas M, Shiner D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 123001

[5] Hanneke D, Hoogerheide S F, Gabrielse G 2011 *Phys. Rev. A* **83** 052122
 [6] Hodgman S S, Dall R G, Byron L J, Baldwin K G H, Buckman S J, Truscott A G 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 053002
 [7] Lach G, Pachucki K 2001 *Phys. Rev. A* **64** 042510
 [8] Pastor P C, Giusfredi G, Natale P D, Hagel G, Mauro C D, Inguscio M 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 023001
 [9] Pastor P C, Giusfredi G, Natale P D, Hagel G, Mauro C D, Inguscio M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 139903
 [10] Giusfredi G, Pastor P C, Natale P D, Mazzotti D, Mauro C D, Fallani L, Hagel G, Krachmalnicoff V, Inguscio M 2005 *Can. J. Phys.* **83** 301
 [11] George M C, Lombardi L D, Hessels E A 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 173002
 [12] Borbely J S, George M C, Lombardi L D, Weel M, Fitzakerley D W, Hessels E A 2009 *Phys. Rev. A* **79** 060503(R)
 [13] Zelevinsky T, Farkas D, Gabrielse G 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 203001
 [14] Castilleja J, Livingston D, Sanders A, Shiner D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4321
 [15] Keyser A R, Rice J A, Scheerer L D 1961 *J. Geophys. Res.* **66** 4163
 [16] Gravrand O, Khokhlov A, Mouel J L L, Leger J M 2001 *Earth Planets Space* **53** 949
 [17] Frandsen A M A, Conner B V, Amersfoort J V, Smith E J 1978 *IEEE Trans. Geosci. Electron.* **GE-16** 195
 [18] Magnes W, Michelena M D 2009 *IEEE Trans. Geosci. Electron.* **45** 4493
 [19] Kominis I K, Kornack T W, Allred J C, Romalis M V 2003 *Nature* **422** 596
 [20] Sun Y, Feng G P, Cheng C F, Tu L Y, Pan H, Yang G M, Hu S M 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 170601 (in Chinese) [孙羽, 冯高平, 程存峰, 涂乐义, 潘虎, 杨国民, 胡水明 2012 物理学报 **61** 170601]
 [21] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, Hough J, Ford G M, Munley A J, Ward H 1983 *Appl. Phys. B* **31** 97
 [22] Black E D 2001 *Am. J. Phys.* **69** 79
 [23] Mager A J 1970 *IEEE Trans. Magnet.* **MAG-6** 67
 [24] Gubser D U, Wolf S A, Cox J E 1979 *Rev. Sci. Instrum.* **50** 751
 [25] Sumner T J, Pendlebury J M, Smith K F 1987 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **20** 1095
 [26] Burt E A, Ekstrom C R 2002 *Rev. Sci. Instrum.* **73** 2699
 [27] Calvo E, Cerrada M, Botella I G, Palomares C, Rodriguez I, Toral F, Verdugo A 2009 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **600** 560
 [28] Cui Y R, Liu H, Shi Y, Li X M, Ma H Z 2005 *Foundry Technol.* **26** 1145 (in Chinese) [崔雅茹, 刘环, 施源, 李小明, 马红周 2005 铸造技术 **26** 1145]
 [29] Li C J 2000 *Southern Iron and Steel* **116** 7 (in Chinese) [李晨隽 2000 南方钢铁 **116** 7]
 [30] Chen G J, Li M C, Zhou Y L 1986 *Metal Soft Magnetic Materials and Heat Treatment* (Beijing: China Machine Press) p47 (in Chinese) [陈国钧, 李茂昌, 周元龙 1986 金属软磁材料及其热处理 (北京: 机械工业出版社) 第 47 页]

- [31] Shi J J, Dai Z Y, Xie L 2000 *High Power Laser and Particle Beams* **12** 635 (in Chinese) [施将君, 戴志勇, 谢龙 2000 强激光与粒子束 **12** 635]
- [32] Tang B, Jelicks L A 2001 *Proc. Intl. Soc. Mag. Reson. Med* **9** 1110
- [33] Lewis M L, Hughes V W 1973 *Phys. Rev. A* **8** 2845
- [34] Yan Z C, Drake G W F 1994 *Phys. Rev. A* **50** R1980
- [35] Clairon A, Laurent P, Santarelli G, Ghezali S, Lea S N, Bahoura M 1995 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44** 128
- [36] Romalis M V, Griffith W C, Jacobs J P, Fortson E N 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 2505
- [37] Swallows M D, Loftus T H, Griffith W C, Heckel B R, Fortson E N, Romalis M V 2013 *Phys. Rev. A* **87** 012102
- [38] Gustavson T L, Bouyer P, Kasevich M A 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2046

Design and measurement of a magnetic field for precision spectroscopy of helium*

Feng Gao-Ping Sun Yu[†] Zheng Xin Hu Shui-Ming

(Hefei National Laboratory for Physical Sciences at the Microscale, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

(Received 2 January 2014; revised manuscript received 8 March 2014)

Abstract

Systematic error caused by stray magnetic fields is often one of the major sources of the uncertainties in many precision measurements. It is necessary to accurately control the magnetic fields in these measurements. The spectrum of the fine structure of helium can be used to determine the fine structure constant, and also to test the quantum electrodynamic theory of multi-electron systems. In this work, we present a magnetic shield that can eliminate stray magnetic fields and a cosine coil that generates a uniform magnetic field. The central magnetic strength produced by the coil is measured through the spectrum of a ^4He metastable atomic beam. The magnetic shield reduces the strength of the external magnetic field down to less than 0.8 mGs. The variation of the magnetic strength in the spectrum region is less than 10 mGs at a magnetic strength up to 20 Gs. In this case, the uncertainty introduced by the magnetic field will be less than in the spectrum of helium fine structure.

Keywords: helium, fine structure, magnetic shield, magnetic measurement

PACS: 32.30.-r, 07.55.Ge, 07.55.Nk, 42.62.Fi

DOI: 10.7498/aps.63.123201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11304303, 21225314), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2013M541828), and the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. WK2340000042).

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