



稳定的高亮度低速亚稳态氦原子束流

陈娇娇 孙羽 温金录 胡水明

A bright and stable beam of slow metastable helium atoms

Chen Jiao-Jiao Sun Yu Wen Jin-Lu Hu Shui-Ming

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 133201 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201833

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201833>

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

氦原子2 3S2 3P精密光谱研究

Precision spectroscopy on the 2 3S–2 3P transition of atomic helium

物理学报. 2018, 67(16): 164203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180914>

基于原子干涉仪的微观粒子弱等效原理检验

Test of weak equivalence principle of microscopic particles based on atom interferometers

物理学报. 2018, 67(16): 160402 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180621>

万有引力常数G精确测量实验进展

Progress on the precision measurement of the Newtonian gravitational constant G

物理学报. 2018, 67(16): 160603 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181381>

基于金刚石氮-空位色心的精密磁测量

High-resolution magnetometry based on nitrogen-vacancy centers in diamond

物理学报. 2018, 67(16): 167601 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181084>

6Li原子跃迁频率和超精细分裂的精密测量

Precise measurement of 6Li transition frequencies and hyperfine splitting

物理学报. 2018, 67(16): 163201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181021>

用于 α 和 μ 常数变化测量的碘离子光谱研究

Spectra of I2+ for possible measurement of α and μ constant

物理学报. 2017, 66(23): 233301 <https://doi.org/10.7498/aps.66.233301>

稳定的高亮度低速亚稳态氦原子束流*

陈娇娇¹⁾²⁾ 孙羽^{1)2)†} 温金录¹⁾²⁾ 胡水明¹⁾²⁾

1) (中国科学技术大学, 合肥微尺度国家物质科学中心, 合肥 230026)

2) (中国科学院量子信息与量子科技创新研究院, 合肥 230026)

(2020年11月3日收到; 2021年1月28日收到修改稿)

稳定的高强度原子束流源是很多精密测量实验的关键. 亚稳态 (2^3S) 氦原子的精密光谱测量在检验量子电动力学、测定精细结构常数研究中受到重要关注. 本文利用激光冷却方法增强束流强度、通过塞曼减速器降低原子的纵向速度, 并利用反馈控制稳定束流强度. 实验测得, 所产生的亚稳态氦原子连续束流在 (100 ± 3.6) m/s 速度下, 强度达 5.8×10^{12} atoms/(s·sr), 相对稳定度为 0.021%. 利用该原子束, 示范了在仅 0.1% 的饱和光强条件下进行 ^4He 原子 2^3S-2^3P 跃迁的光谱探测, 此时由探测光功率带来的频移低于 1 kHz.

关键词: 氦原子, 原子束, 精密测量, 量子电动力学

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

DOI: 10.7498/aps.70.20201833

1 引言

氦原子是最简单的多体原子, 可以通过“从头计算方法”得到高精度的理论计算结果^[1], 这也使得氦原子成为一个直接检验量子电动力学理论 (quantum electrodynamics, QED) 的平台, 为寻找超越标准模型的新物理提供可能^[2,3]. 其中 ^4He 原子 2^3P 能级的精细结构对检验 QED 理论和 QED 理论中最基本的物理常数——精细结构常数 α 最为敏感, 也是目前唯一实现 $\alpha^7 m_e$ 量级 QED 计算的多电子体系^[4-6]. 氦原子光谱不仅可以设定电子间奇异相互作用的上限^[3], 还可以用于测定氦原子核电荷半径大小. 通过对光谱方法、电子散射方法^[7,8]、以及国际上正在开展的 μHe^+ 实验^[9] 所测定的原子核大小进行比对, 将可能在低能尺度检验标准模型中轻子电磁相互作用的普适性^[10].

在过去的几十年里, 实验技术取得了惊人的进步, 使得原子的精密光谱学也成为确定原子核参数

和性质的独特工具. 氦原子精密谱测量能级跃迁频率通常可以选择在原子束流^[11-20]、低气压吸收池^[21,22]、以及偶极阱^[23,24] 中开展. 上述三种体系通常有自己特有的系统误差需要考虑. 例如吸收池中的原子饱和吸收光谱需要考虑气体压力、激光功率、以及光子反冲效应三者的耦合; 偶极阱需要考虑粒子相互作用以及 AC Stark 效应; 原子束流中的测量特别需要注意多普勒效应以及激光功率位移动效应. 针对原子束流中测量跃迁频率的特点, 本文设计实现了一种高通量、高稳定度的低速原子束流系统. 实验结果表明, 在极低的探测光功率下, 利用该系统仍可获得高信噪比的光谱, 从而大大减小光功率位移动效应可能带来的系统偏差^[25].

2 实验装置

2.1 原子束流系统

实验装置如图 1 所示. 经液氮预冷后, 由射频放电产生 2^3S_1 亚稳态氦原子, 并伴随着大量氦原子

* 中国科学院战略性先导科技专项 (B 类) (批准号: XDB21010400, XDB21020100)、国家自然科学基金 (批准号: 91736101, 21688102, 11304303, 91436209, 21427804) 和安徽量子信息技术首创项目 (批准号: AHY110000) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: robert@mail.ustc.edu.cn

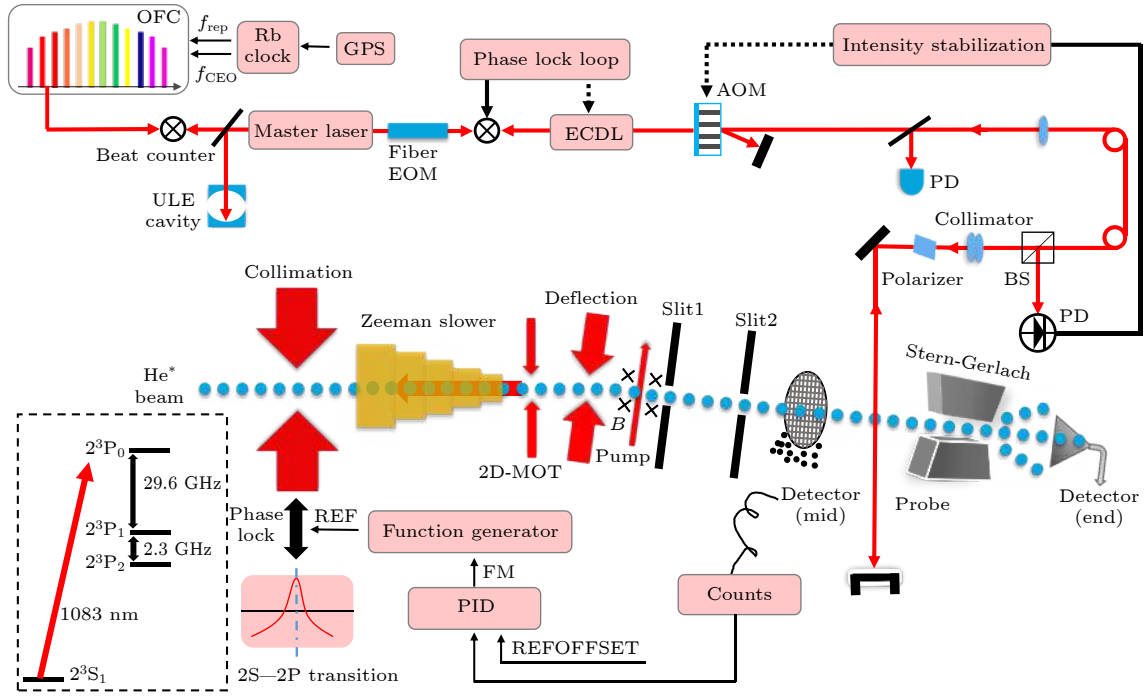


图 1 氦原子 2^3S-2^3P 跃迁频率测量实验装置示意图. 插图 为 2^3S-2^3P 跃迁能级图. ECDL, 外腔式半导体激光器; EOM, 电光调制器; GPS, 全球定位系统; OFC, 光学频率梳; AOM, 声光调制器; BS, 分束棱镜; ULE, 超低膨胀系数标准具; FM, 幅度调制
 Fig. 1. Schematic diagram of the experimental setup for measuring the 2^3S-2^3P transition frequency of helium. Inset: Energy diagram of the 2^3S-2^3P transitions. ECDL, external cavity diode laser; EOM, electro-optical modulator; GPS, global positioning system; OFC, optical frequency comb; AOM, acoustic-optical modulator; BS, beam splitter; PZT, piezoelectric transducer; ULE, ultra-low expansion; FM, amplitude modulation.

被激发到 2^1S_0 态或电离, 还会产生大量的紫外光子. 处在 2^3S_1 亚稳态的氦原子由真空腔内的二维横向冷却系统进行准直, 并由二维磁光阱将原子束略微聚焦. 随后原子由塞曼减速器减速, 并由其后的二维磁光阱再对原子束进一步压缩并聚焦, 紧接着, 第二个横向冷却光将 2^3S_1 亚稳态氦原子主动地偏离原来的方向约 5.7° , 从而和背景原子束分离, 获得一个较为“纯净”的 2^3S_1 亚稳态氦原子束流. 一个线偏振的激光被调谐到与 $2^3S_1-2^3P_0$ 跃迁共振, 将处在 $2^3S_1 (m=0)$ 的原子泵浦到 $2^3S_1 (m=\pm 1)$ 态, 泵浦效率达 99% 以上. 原子将经过相距 0.7 m, 宽度为 1.5 mm 的两个狭缝. 对于 100 m/s 的纵向速度原子, 这两个狭缝可约束其横向速度不超过 0.21 m/s. 2^3S_1 亚稳态氦原子随后会撞击到一个占空比为 50% 的不锈钢栅网, 产生的电子由通道倍增管收集, 从而获得原子束流强度信号. 基于该信号相对于预先设定的参考原子数目之差, 通过 PID (P: 比例; I: 积分; D: 微分) 反馈控制横向冷却激光的频率参考点, 从而起到稳定束流强度的作用. 稳定后的亚稳态氦原子束将到达光谱探测区域, 当波长为 1083 nm 的探测光与 $2^3S_1-2^3P_J (J=0, 1, 2)$

能级共振时, 原子会重新布居到 $2^3S_1 (m=0)$ 态. 随后原子会通过一个施特恩-盖拉赫磁铁, 它能将处在 $2^3S_1 (m=\pm 1)$ 态的原子偏离出探测器, 而未受力作用的 $2^3S_1 (m=0)$ 态的原子能够到达探测器, 随着探测光频率的扫描而形成共振光谱信号.

与我们之前的装置 [12-14] 相比, 新搭建的束流装置有相当大的改进. 这些改进包括: 1) 将束源出口的激光横向冷却系统移至气源腔内部, 并采用抽速达 2200 L/s 的涡轮分子泵, 将工作气压降低到约 6×10^{-4} Pa, 减小了亚稳态氦原子的碰撞损失. 同时一级横向冷却系统更靠近射频放电区域, 进一步减小了亚稳态原子的损失. 2) 加装了塞曼减速器, 使得原子的纵向速度连续可调, 同时也增大了在减速至某一速度上的原子的束流通量, 在紧邻塞曼减速器的后端, 新增了一级二维磁光阱 (two-dimensional magneto-optical trap, 2D-MOT) 用于准直和聚焦原子束流 [15,16]. 3) 采用了束流稳定系统, 虽然代价是损失了大约一半的原子束流强度, 但是使得束流的不稳定度大大降低, 在 100 s 的时间内 (单次光谱扫描所需的时间) 仅为 0.021%.

2.2 光学系统

一个窄线宽的光纤激光器作为主激光, 相位锁定在超低膨胀系数玻璃制成的法布里珀罗腔上. 主激光的绝对频率可根据与光频梳的拍频确定, 而光频梳的重复频率和载波偏置频率都参考在一个 GPS 驯服铷钟 (SRS FS725) 上. 一台自制的外腔式半导体激光器相位锁定在主激光上, 频率靠近 $2^3S_1-2^3P_2$ 共振跃迁, 用于原子束的准直和减速. 一台中商用的分布式半导体激光器用于原子束的泵浦, 其跃迁频率与 $2^3S_1-2^3P_0$ 共振, 可将 2^3S_1 ($m=0$) 态的原子泵浦到 2^3S_1 ($m=\pm 1$) 态. 另一台窄线宽光纤激光器作为探测激光, 相位锁定在主激光上. 通过一个由射频合成器 (R&S SMB100A) 驱动的光纤电光调制器产生的 16 GHz 的边带, 可将探测光的频率覆盖 $2^3S_1-2^3P_J$ ($J=0, 1, 2$) 跃迁. 此外, 探测光的功率约为 0.1% 的饱和光强, 通过一个声光调制器稳功率系统可将其功率的相对波动降低到 0.1% 水平.

3 实验过程

精密光谱实验对系统的稳定性有一定的要求, 包括光频率的稳定性、光功率的稳定性、原子强度的稳定性等. 对于光功率及频率的稳定性, 已经有成熟的方案和技术, 在众多的实验中已得到广泛的应用, 但目前对稳定原子强度的有效方案还未有相关报道. 此外, 在利用放电或电子碰撞^[26-28]等手段制备亚稳态的实验中, 产生的亚稳态源一直存在着缓慢飘移的问题, 这对实验结果的准确度以及统计误差都会带来比较大的影响. 在本实验系统中, 由于射频放电、激光功率的不稳定等因素, 同样会导致亚稳态原子束流强度发生波动. 本文利用反馈控制的方法, 发展了一套稳束流系统. 如图 2 所示, 在光谱探测区域的前端, 装有透过率为 50% 的不锈钢栅网, 并在束流垂直方向放置了通道倍增管, 栅网与其负高压端之间加有 -200 V 的电压, 此时撞击到栅网上的亚稳态原子产生的逸出电子将进入通道倍增管中, 通过一个计数器并通信到 Labview 程序中实时读取相应的原子数, 实验中可设定一个合适的目标原子数, 程序读取的原子数与目标原子数之间的差值就是相应的误差信号, 通过数字 PID 反馈控制, 反馈端口使用横向冷却激光的频率

锁定参考点, 因此可通过改变横向冷却激光的频率来改变冷却效率, 从而实时补偿原子束流强度的波动, 进而将束流强度稳定在目标原子束上.

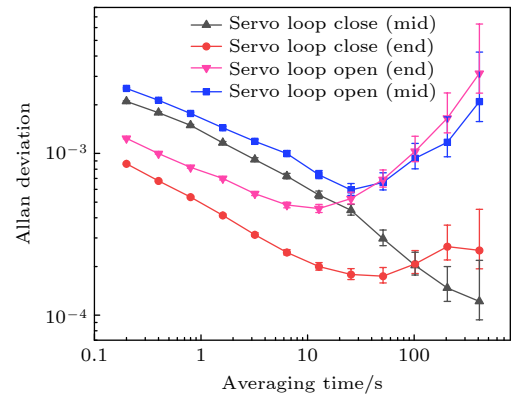


图 2 氦原子束流强度相对稳定度

Fig. 2. Diagram of the intensity stability of the helium beam.

实验中, 首先闭合环路锁定系统, 测量稳束流系统工作时中部探测器 (图 1 中标记“mid”) 以及终端探测器 (图 1 中标记“end”) 获得的原子数, 接着断开环路锁定系统, 并保持其他实验条件不变, 测量自由状态下两探测器上获得的原子数, 图 2 是实验测得的结果. 图中蓝色正方形和粉红色倒三角分别标记的是束流锁定环路未闭合时中部探测器以及终端探测器上测得的束流稳定度的相对阿伦方差. 黑色正三角以及红色圆形分别标记的是束流锁定环路闭合后的中部探测器以及终端探测器上测得的稳定效果. 从图中可以看出束流强度锁定后, 终端探测器上测得的束流强度在 100 s 积分时间的不稳定性仅万分之二, 较没有锁定时的结果改进了近一个量级. 因此利用这种反馈控制的方法, 可以有效改善具有缓慢长飘系统的束流稳定度.

为了获得高通量的低速冷原子源, 采用激光冷却原子的方法. 如图 1 所示, 当亚稳态氦原子由射频放电产生后, 由源腔内部的横向冷却光进行准直. 激光在两对长为 20 cm 的反射镜之间来回反射十多次, 形成二维横向激光冷却场, 使处于 2^3S_1 态的原子横向压缩, 减小束流发散角. 实验测得该方法可将原子束流的强度增大 65 倍, 相关的结果如图 3 所示. 通过塞曼减速器可有效地改变原子的纵向速度, 同时可提高低速原子的束流强度. 利用多普勒效应测量了原子减速至 100 m/s 时产生的谱峰. 如图 3 所示, 其中较高的谱峰对应的是与原

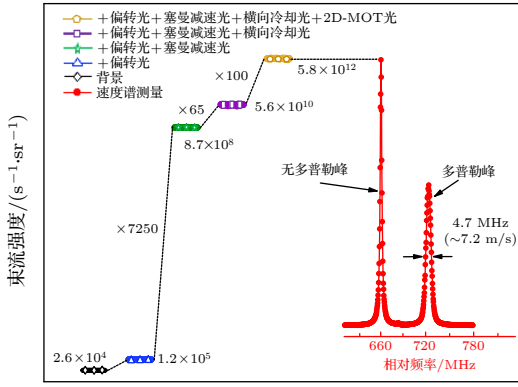


图 3 速度为 (100 ± 3.6) m/s 的氦原子束流强度
Fig. 3. Beam intensity evolution of helium atoms at (100 ± 3.6) m/s.

子束流方向垂直的探测光的贡献, 较矮的谱峰对应的是与原子束流方向相差 45° 角的探测光的贡献. 该多普勒峰的半高全宽仅 4.7 MHz, 对应的原子纵向速度为 (100 ± 3.6) m/s. 实验测得塞曼减速器使该速度范围的原子的束流强度提高了 7250 倍, 与模拟计算的结果相符. 本文使用的聚焦光在塞曼减速器出口端的光斑半径约为 10 mm, 入口端约为 5 mm, 光强约为 12 mW. 由于塞曼减速器对原子产生横向加热作用^[29], 使得束流强度迅速减弱. 利用两对反亥姆赫兹线圈构成磁光透镜压缩横向速度从而增大束流强度, 同时可以聚焦亚稳态氦原子束. 通过改变通入线圈的电流值可有效地改变原子束流聚焦的位置, 实验中选择的参数为每个线圈的匝数 $n = 250$, 线圈半径 $R = 6.5$ cm, 相对的两个线圈之间的距离 $d = 16.5$ cm, 线圈中通入的电流 $I = 0.3$ A, 光斑大小为 3 cm, 红失谐于 $2^3S_1-2^3P_2$ 跃迁共振频率的 1.8 倍自然线宽, 可将原子束聚焦至偏转光所在的位置. 该方法可将原子束的强度提高约 100 倍. 图 3 所示为加上各路激光之后原子束流强度的变化, 对速度范围为 (100 ± 3.6) m/s 的原子, 其横向发散角为 2.1 mrad, 最终获得的束流强度为 1.0×10^7 atoms/s, 也即 5.8×10^{12} atoms/(s·sr). 紧邻束流源出口处, 利用荧光探测法测得未经冷却的亚稳态氦原子束流强度为 2.9×10^{14} atoms/(s·sr), 与相关文献^[30,31]报导的束流强度接近, 但值得注意的是, 这里描述的强度是纵向速度宽度达百米每秒且中心速度达近千千米每秒的高速束流. 可以看出, 本文的束流较其他文献^[30,31]中报导的纵向速度宽度低了近两个量级, 如此窄的纵向速度分布减小了

横向多普勒加宽效应, 此外束流的纵向速度大小也低了一个量级, 因此在基于原子束流的精密光谱测量实验中, 由一阶多普勒效应带来的误差也将降低一个量级, 此时对氦原子 $2^3S_1-2^3P_J$ 跃迁, 实验测量精度将进入亚 kHz 时代.

氦原子 2^3S-2^3P 跃迁的能级结构如图 1 中插图所示, 其中三重态的基态 2^3S_1 为亚稳态, 寿命长达 7870 s^[32]. 三重态第一激发态 2^3P_J 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 2.3 和 29.6 GHz. 以 $2^3S_1-2^3P_0$ 跃迁频率测量为例, 光学抽运能级为 $2^3S_1(m=0)-2^3P_0(m=0)$ 跃迁, 如图 4 (a) 所示, 此时可将处在 $2^3S_1(m=0)$ 态上的原子抽运到 $m = \pm 1$ 态, 当线偏振的探测激光频率调谐到 $2^3S_1-2^3P_1$ 跃迁, 如图 4 (b) 所示, 此时将获得如图 5 所示的光谱信号. 两个峰分别来源于 $m = +1$ 和 $m = -1$ 这两个子能级. 采用洛伦兹线型拟合得到两个峰的中心频率, 跃迁频率就可以通过两个峰中心的平均值得到. 一阶塞曼频移可以通过选择的 ± 1 态抵消. 同时利用两个峰中心频率之差, 可以实时测定磁场大小. 此时二阶

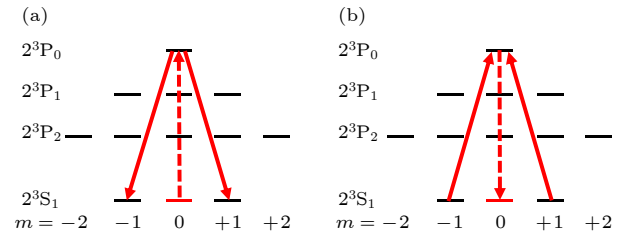


图 4 $2^3S_1-2^3P_0$ 跃迁测量实验过程 (a) 光学抽运; (b) 光谱探测

Fig. 4. Experimental procedure of the measurement of the $2^3S_1-2^3P_0$ transition: (a) Optical pumping; (b) spectroscopy probing.

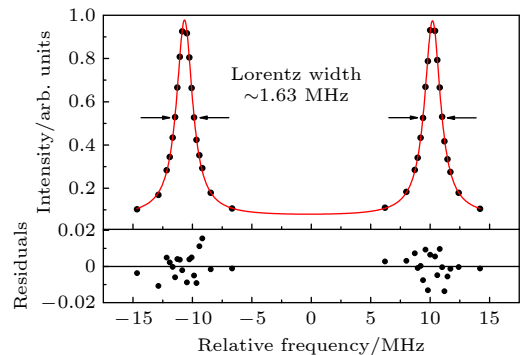


图 5 $2^3S_1-2^3P_0$ 跃迁单次扫描所获得光谱
Fig. 5. A single scan spectrum of $2^3S_1-2^3P_0$ transition.

塞曼效应可以通过高精度 g 因子进行修正^[33], 因此可以有效地抑制塞曼效应带来的误差. 单张光谱的扫描时间约为 80 s, 所测得单个峰的半高全宽约为 1.63 MHz, 已接近该跃迁的自然线宽 1.62 MHz. 探测光直径为 4 mm, 功率约为 0.02 μW , 不足 1/1000 的饱和光强 (167 $\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$), 但光谱信噪比仍好于 400.

在基于原子束流的光谱实验中, 通常用一对相向传播的激光束来消除一阶多普勒频移, 但形成的相干驻波场会对原子轨迹产生调制作用, 从而造成光谱中心发生偏移^[25], 一种传统的做法是考虑驻波场对原子机械力的作用, 利用位置依赖的拉比频率结合牛顿运动等式来解光学布洛赫等式得到^[34,35]. 另一种方法是将观察到的频移作为激光功率的线性函数外推到零场极限^[11,36,37]. 但这种线性外推存在一定的功率范围, 当功率较高时, 存在非线性现象^[25]. 因此, 需要用较低的功率进行光谱探测.

通常来说, 探测光功率越低, 其光谱信噪比越差, 但在这套新的束流装置中, 得益于高亮度且稳定的亚稳态氦原子束流, 可以在极低的探测光功率下获得高信噪比的光谱结果. 图 6 是获得的跃迁频率随激光功率变化的外推图, 该图是在 1 小时内测量所得的结果, 较短的测量时间可以有效地减少其他实验参数漂移所带来的影响. 纵轴是测得的相对的跃迁频率值, 横轴是对应的探测光功率. 从图 6 可以看出, 可以在 0.1% 的探测光功率下进行光谱探测, 此时, 外推至零的结果已在误差范围内. 因

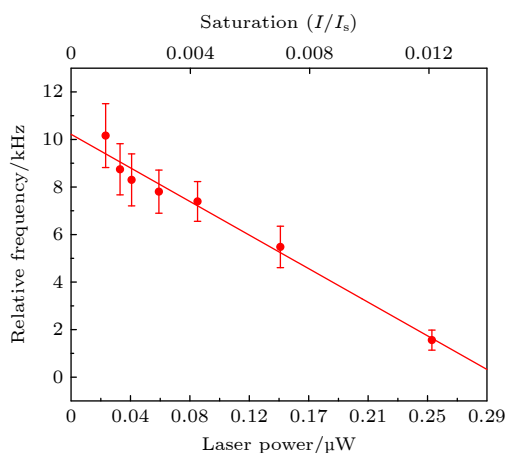


图 6 不同探测激光功率下获得的氦原子跃迁频率

Fig. 6. Transition frequencies of helium obtained at different probing laser powers.

此, 在当前的探测光功率下进行线性拟合再外推至零的方法是可靠的.

4 结 论

搭建了一套亚稳态氦原子束流装置. 通过优化源腔结构、添加稳束流系统等措施, 获得了一个高亮度、高稳定度的低速氦原子束流源. 基于激光冷却技术, 对亚稳态氦原子束进行减速、聚焦及横向压缩, 在距离束源 7 m 的终端探测器上, 获得了被制备到 2^3S_1 单量子态、强度为 5.8×10^{12} atoms/(s·sr) 的束流. 结合稳束流系统, 利用反馈控制的方法, 使得束流强度的相对稳定度达 0.021%. 利用这套原子束流系统, 即使探测光为功率低于 0.1% 的饱和光强, 仍可以获得信噪比好于 400 的光谱测量. 这能够有效地减小“光压力频移”效应, 从而获得更为可靠的氦原子跃迁频率. 该原子束流实验系统对类似的精密测量实验也具有一定的参考作用.

参考文献

- [1] Pachucki K, Yerokhin, V A 2015 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **44** 031206
- [2] Salumbides E J, Koelemeij J C J, Komasa J, Pachucki K, Eikema K S E, Ubachs W 2013 *Phys. Rev. D* **87** 112008
- [3] Ficek F, Kimball D F J, Kozlov M G, Leefler N, Pustelny S, Budker D 2017 *Phys. Rev. A* **95** 032505
- [4] Pachucki K, Yerokhin V A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 070403
- [5] Drake G W F 2002 *Can. J. Phys.* **80** 1195
- [6] Pachucki K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 013002
- [7] Ottermann C R, Köbschall G, Maurer K, Röhrich K, Schmitt Ch, Walther V H 1985 *Nucl. Phys. A* **436** 688
- [8] Sick I 2015 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **44** 031213
- [9] Yerokhin V A, Pachucki K 2016 *Phys. Rev. A* **94** 052508
- [10] Pachucki K, Patkos V, Yerokhin V A 2017 *Phys. Rev. A* **95** 062510
- [11] Feng G P, Zheng X, Sun Y R, Hu S M 2015 *Phys. Rev. A* **91** 030502
- [12] Zheng X, Sun Y R, Chen J J, Jiang W, Pachucki K, Hu S M 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 263002
- [13] Storry C H, Hessels E A 1998 *Phys. Rev. A* **58** R8
- [14] George M C, Lombardi L D, Hessels E A 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 173002
- [15] Minardi F, Bianchini G, Pastor P C, Giusfredi G, Pavone F S, Inguscio M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1112
- [16] Castilleja J, Livingston D, Sanders A, Shiner D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4321
- [17] Pastor P C, Giusfredi G, Natale P D, Hagel G, Mauro C D, Inguscio M 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 023001
- [18] Zelevinsky T, Farkas D, Gabrielse G 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 203001
- [19] van Rooij R, Borbely J S, Simonet J, Hoogerland M D, Eikema K S E, Rozendaal R A, Vassen W 2011 *Science* **333** 196

- [20] Rengelink R J, van der Werf Y, Notermans R P M J W, Jamin R, Eikema K S E, Hoogerland M D, Vassen W 2018 *Nat. Phys.* **14** 1132
- [21] Zheng X, Sun Y R, Chen J J, Wen J L, Hu S M 2019 *Phys. Rev. A* **99** 032506
- [22] Feng G P, Sun Y, Zheng X, Hu S M 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 123201 (in Chinese) [冯高平, 孙羽, 郑昕, 胡水明 2014 *物理学报* **63** 123201]
- [23] 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]
- [24] Labeyrie G, Browaeys A, Rooijackers W, Voelker D, Gersperrin J, Wanner B, Westbrook C I, Aspect A 1999 *Eur. Phys. J. D* **7** 341
- [25] Hoogerland M D, Driessen J P J, Vredenburg E J D, Megens H J L, Schuwer M P, Beijerinck H C W, Van Leeuwen K A K 1996 *Appl. Phys. B* **62** 323
- [26] Fahey D W, Parks W F, Scheerer L D 1980 *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **13** 381
- [27] Rothe E W, Neynaber R H, Trujillo S M 1965 *J. Chem. Phys.* **42** 3310
- [28] Cheng C F, Jiang W, Yang G M, Sun Y R, Pan H, Gao Y, Liu A W, Hu S M 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **81** 123106
- [29] Rooijackers W, Hogervorst W, Vassen W 1997 *Opt. Commun.* **135** 149
- [30] Rooijackers W, Hogervorst W, Vassen W 1996 *Opt. Commun.* **135** 321
- [31] Swansson J A, Baldwin K G H, Hoogerland M D, Truscott A G, Buckman S J 2004 *Appl. Phys. B* **79** 485
- [32] 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
- [33] Yan Z C, Drake G W F 1994 *Phys. Rev. A* **50** R1980
- [34] Minardi F, Artoni M, Cancio P, Inguscio M, Giusfredi G, Carusotto I 1999 *Phys. Rev. A* **60** 4164
- [35] Artoni M, Carusotto I, Minardi F 2000 *Phys. Rev. A* **62** 023402
- [36] Zheng X, Sun Y R, Chen J J, Jiang W, Pachucki K, Hu S M 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 063001
- [37] Smicklas M, Shiner D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 123001

A bright and stable beam of slow metastable helium atoms*

Chen Jiao-Jiao¹⁾²⁾ Sun Yu^{1)2)†} Wen Jin-Lu¹⁾²⁾ Hu Shui-Ming¹⁾²⁾

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

2) (*CAS Center for Excellence in Quantum Information and Quantum Physics, Hefei 230026, China*)

(Received 3 November 2020; revised manuscript received 28 January 2021)

Abstract

A stable high-intensity atomic beam source plays a key role in many precision measurements. The precision spectroscopy of slow metastable (2^3S) helium atoms is of great interest in testing quantum electrodynamics and determining the fine structure constant. By improving the source cavity structure and using laser cooling method, the beam flux is greatly enhanced. The added Zeeman slower reduces the longitudinal velocity of atoms, and at the same time increases the beam brightness of atoms at one single speed. Near the back end of Zeeman slower, a two-dimensional magneto-optical trap is added to collimate and focus the atomic beam. In addition, A beam stabilizing system is developed by using feedback control method. By changing the frequency of transverse cooling laser to change the cooling efficiency, the fluctuation of atomic beam intensity can be compensated in real time, and then the beam intensity can be stabilized at the target number. Experiments show that the continuous beam of metastable helium atoms at a velocity of (100 ± 3.6) m/s has an intensity of 5.8×10^{12} atoms/s/sr and a relative stability of 0.021%. In the experiment of precise spectral measurement based on atomic beam, the narrow longitudinal velocity distribution reduces the lateral Doppler broadening effect, and the lower longitudinal velocity also reasonably reduces the systematic error caused by the first-order Doppler effect. The atomic beam with such high intensity and stability in a single momentum and quantum state obviously improves the signal-to-noise ratio of the spectrum, and further reduces the statistical error of the results in the same detection time. Using this atomic beam, we demonstrated spectroscopy of the $2^3S - 2^3P$ transition of ^4He under the condition of only 0.1% of the saturated intensity. At this time, the full width at half maximum of the spectral peak is almost close to the natural line width, but the spectral signal-to-noise ratio is still better than 400 and the frequency shift caused by the detection laser power can be less than 1 kHz. This kind of spectral detection at low power can effectively reduce the power-dependent frequency shift, thus obtaining more reliable detection results. This metastable helium atom beam experimental system can also be used as a reference for similar precision measurement experiments.

Keywords: helium, atomic beam, precision measurement, quantum electrodynamics

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

DOI: 10.7498/aps.70.20201833

* Project supported by the Strategic Leading Science and Technology Project (B) of Chinese Academy of Sciences (Grant Nos. XDB21010400, XDB21020100), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91736101, 21688102, 11304303, 91436209, 21427804), and the Initiative in Quantum Information Technologies of Anhui Province, China (Grant No. AHY110000).

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