

## 一种用于氪原子的环形永磁体塞曼减速器

游翔宇,冯高平,王明东,饶伟,宋俊玲,王广宇,洪延姬

(航天工程大学 激光推进及其应用国家重点实验室,北京 101416)

**摘要:** 基于激光冷却与囚禁原理的原子阱痕量分析技术,可以对氪的放射性同位素进行高灵敏度检测,在地球物理与环境科学领域具有广泛应用。塞曼减速器可用于产生连续低速的原子束流,是原子阱痕量分析系统中的关键部件之一。采用永磁体设计的塞曼减速器组装和调试方便,磁场强度稳定,且不需要恒流电源和冷却装置,因此获得了越来越多的关注和研究。文中基于环形永磁体设计了一种用于氪原子的塞曼减速器,通过有限元分析得到了减速器磁场的空间分布,根据设计参数制造了环形永磁体塞曼减速器,测量了轴线上的磁场分布。减速器长度 51.2 cm,有效减速区域长度 46.9 cm,实测磁场与理论减速磁场最大偏差小于 3.6 G,平均偏差 1.3 G。进一步模拟了原子束流在设计磁场和实测磁场下的减速过程,并分析了磁场的径向变化对于原子束流减速的影响规律,结果表明:当原子束流直径小于 20 mm 时,该塞曼减速器可将初速度最大为 250 m/s 的氪原子减速至 50 m/s。

**关键词:** 塞曼减速器; 激光冷却与囚禁; 永磁体; 原子束流; 氪

**中图分类号:** O562.3 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201948.0520004

## A toroidal permanent magnet Zeeman slower for Krypton

You Xiangyu, Feng Gaoping, Wang Mingdong, Rao Wei, Song Junling, Wang Guangyu, Hong Yanji

(State Key Laboratory of Laser Propulsion & Application, Space Engineering University, Beijing 101416, China)

**Abstract:** Atom Trap Trace Analysis (ATTA) technology, which is based on the theory of laser cooling and trapping, has the capability of high-sensitivity detection of the radioactive isotope of Krypton and wide applications in the fields of geophysics and environmental science. Zeeman slower, as a key component of the ATTA instrument, is used to generate continuous atomic beam with low velocity. With the advantages of stable magnetic distribution, easy installment and debugging, no constant current power or cooling requirement, the Zeeman slower based on permanent magnet is getting more and more attention in recent years. In this paper, a Zeeman slower based on the toroidal permanent magnet was designed, the spatial distribution of the magnetic field of this slower was calculated by finite element analysis, a prototype was manufactured according to the design parameters, and its magnetic field along the axis was also measured. The lengths of the slower and its effective deceleration area were 51.2 cm and 46.9 cm, separately. The maximum deviation between the measured and theoretical magnetic field was less than 3.6 G, and the average deviation was 1.3 G. Furthermore, the deceleration process of the atomic beam in the designed and actual magnetic field distribution was simulated, and the influence of the radial variation of magnetic field

收稿日期:2018-12-07; 修订日期:2019-01-13

基金项目:国家自然科学基金(61505263, 61505262)

作者简介:游翔宇(1995-),男,硕士生,主要从事原子激光冷却与囚禁方面的研究。Email:younex@163.com

导师简介:洪延姬(1963-),女,教授,博士生导师,主要从事激光与物质相互作用方面的研究。Email:hongyanji@vip.sina.com

distribution on the deceleration process of the atomic beam was analyzed. The result shows that the Zeeman slower in this paper is able to decelerate the velocity of the atomic beam with a diameter less than 20 mm from the maximum initial value of 250 m/s to the final value of 50 m/s.

**Key words:** Zeeman slower; laser cooling and trapping; permanent magnet; atomic beam; Krypton

## 0 引言

原子的激光冷却与囚禁是 20 世纪末物理学发展最为迅速、成果最为辉煌的一个领域<sup>[1]</sup>,广泛应用于精密光谱测量、原子频标、冷原子干涉仪、玻色-爱因斯坦凝聚等研究领域<sup>[2-5]</sup>。氩原子物理和化学性质稳定,来源明确,其放射性同位素  $^{81}\text{Kr}$  和  $^{85}\text{Kr}$  是理想的示踪同位素。然而大气中氩含量稀少(约 1 ppmv), $^{81}\text{Kr}$  和  $^{85}\text{Kr}$  同位素丰度极低( $^{81}\text{Kr}$  和  $^{85}\text{Kr}$  同位素丰度分别为  $5.3 \times 10^{-13}$  和  $2.5 \times 10^{-11}$ ),因此如何对  $^{81}\text{Kr}$  和  $^{85}\text{Kr}$  原子进行高效、高灵敏检测是一个亟待解决的技术难题<sup>[6]</sup>。为此,美国 Argonne 实验室的卢征天博士提出了一种基于原子的激光冷却与囚禁技术的新型痕量检测方法:原子阱痕量检测方法 (Atom Trap Trace Analysis, ATTA)<sup>[7]</sup>。该方法利用特定频率激光将待测的同位素原子冷却并囚禁在磁光阱中心处,通过原子散射荧光强度测定单位时间内被囚禁原子的个数,探测灵敏度可以达到  $10^{-18}$ 。ATTA 具有同位素级别的分辨率、单原子水平的灵敏度和零本底探测的独特优势,能够对气体样品中  $^{85}\text{Kr}$  和  $^{81}\text{Kr}$  原子含量进行快速、高效检测,在地下水年代测定、气候变化、大气环境监测等领域具有广泛应用<sup>[8-9]</sup>。

塞曼减速是原子的激光冷却与囚禁的关键技术之一,可用于制备低速连续的原子束流,是目前最常用的原子束流减速方法<sup>[1,10]</sup>。该方法利用原子能级的塞曼位移补偿原子速度变化引起的多普勒频移,使得激光与原子跃迁频率始终处于共振状态,实现对原子束流的持续减速<sup>[11-12]</sup>。减速器所需要的梯度磁场通常采用不同形式的通电螺线圈产生,通电螺线圈塞曼减速器通常需要将长度达几千米漆包线绕制成几十层、数百匝的线圈,需要大功率恒流电源和水冷装置。相比通电螺线圈,永磁体塞曼减速器结构简单、质量轻,不需要电流源和冷却装置,近年来获得了越来越多的报道和关注。Ovchinnikov 等人提出了一种基于磁偶极子的永磁体塞曼减速器,针对 Sr 原子分别设计了磁场方向与原子束流方向平行和垂

直两种塞曼减速器,并对其减速效果进行了比较研究<sup>[13-14]</sup>。Zhang 等人基于磁偶极子设计了 Yb 原子的纵向塞曼减速器,给出了不同设计参数的优化过程,对磁场的对称性和均匀性进行了分析<sup>[15-16]</sup>。Krzyszewski 等人针对 Rb 原子提出了一种基于环形永磁体的塞曼减速器,该型减速器产生的磁场沿轴线对称,设计磁场偏差不得超过 1 G,但装配过程中位置误差较大,实测磁场与理论磁场平均偏差 4.2 G,最大偏差超过 10 G<sup>[17]</sup>。

文中提出了一种用于氩原子的环形永磁体塞曼减速器,介绍了塞曼减速磁场基本原理和参数设定;通过建立数学模型完成了环形永磁体塞曼减速器设计,采用有限元方法得到了减速器磁场的空间分布,分析了减速器磁场的径向变化,并根据设计方案制造了减速器,测量了减速器轴线上的磁场分布;模拟了原子束流在减速器轴线上的设计磁场和实测磁场下的减速过程,分析了磁场的径向变化对于束流减速过程的影响。

## 1 塞曼减速磁场设计

### 1.1 塞曼减速基本原理

对于一个简单二能级系统原子,当激光频率接近于系统共振频率时,原子将会有很大概率吸收一个光子,从基态跃迁到激发态。激发态一般不稳定,往往将通过自发辐射出一个光子回到基态。原子通过“激发-自发辐射”这一过程不断地吸收相对传播的光子动量即可实现减速。对于  $^{85}\text{Kr}$  和  $^{81}\text{Kr}$  原子,选用了对应波长 811.5 nm 的亚稳态  $5s[3/2]^2 \rightarrow$  激发态  $5p[5/2]^3$  循环跃迁进行减速。取原子束流方向为坐标系  $Oz$  轴,那么光对原子产生的作用力可以表示为:

$$F(z) = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{s}{1+s+4 \frac{[\delta_0 + kv(z) - \mu' B(z)/\hbar]^2}{\Gamma^2}} \quad (1)$$

式中:  $\hbar$  为约化普朗克常数;激光波矢  $k=2\pi/\lambda$ , 波长  $\lambda=811.5$  nm;  $\delta_0=\omega_L-\omega_0$  为激光频率失谐;  $kv(z)$  为多普勒频移;  $\mu' B(z)/\hbar$  为原子能级的塞曼位移,能级间磁

矩  $\mu' = \mu_B(m_g g_e - m_e g_g)$ , 下角标“g”和“e”分别为基态和激发态,  $m_g$  和  $m_e$  为磁量子数,  $g_g$  和  $g_e$  为朗德因子,  $\mu_B$  为波尔磁子; 饱和因子  $s = I/I_0$ ,  $I$  为激光光强,  $I_0$  为能级饱和光强;  $\Gamma = 2\pi \times 5.3$  MHz, 为  $5s[3/2]^2 \rightarrow 5p[5/2]^3$  跃迁的自然线宽。根据公式(1)可以发现, 光对原子的作用力主要由饱和因子  $s$  和频率失谐  $\Delta = \delta_0 + kv(z) - \mu'_B(z)$  两个参数决定。塞曼减速采用原子能级的塞曼位移  $\mu'_B(z)/\hbar$  补偿激光频率失谐  $\delta_0$  和多普勒频移  $kv(z)$ , 对应磁场分布:

$$B(z) = \frac{\hbar}{\mu'} [\delta_0 + kv(z)] \quad (2)$$

此时  $\Delta = 0$ , 原子所受加速度达到最大为:

$$a_{\max} = \frac{\hbar k \Gamma}{2m} \frac{s}{1+s} \quad (3)$$

式中:  $m$  为原子质量。减速过程中饱和因子  $s$  通常不变, 可视为常数。原子在减速过程中实际所受加速度可表示为:

$$a = \eta a_{\max} = \frac{\eta \hbar k \Gamma}{2m} \frac{s}{1+s} \quad (4)$$

式中:  $\eta$  为效率参数。当原子以俘获速度  $v_0$  开始减速, 末速度  $v_f$  脱离减速时, 原子速度沿  $z$  方向的变化可以表示为:

$$v(z) = \sqrt{v_0^2 - 2az} = v_0 \sqrt{1 - \frac{z}{z_0}} \quad (5)$$

其中

$$z_0 = \frac{v_0^2 - v_f^2}{2a} \quad (6)$$

式中:  $z_0$  为原子速度从  $v_0$  降低到  $v_f$  时所需的距离, 即减速区域长度。将速度  $v(z)$  代入公式(2)可得  $z$  方向上磁场分布:

$$B(z) = \frac{\hbar k v_0}{\mu'} \sqrt{1 - \frac{z}{z_0}} + B_{\text{bias}} \quad (7)$$

式中: 偏置磁场  $B_{\text{bias}} = \hbar \delta_0 / \mu'$ 。对于氦原子, 通常选取对应  $\Delta m = m_e - m_g = 1$  的二能级系统, 计算时  $\mu'$  可以近似约等于  $\mu_B$ 。

### 1.2 塞曼减速磁场参数设定

塞曼减速磁场主要由俘获速度  $v_0$ 、末速度  $v_f$ 、激光频率失谐  $\delta_0$ 、效率参数  $\eta$ 、饱和因子  $s$  五个参数共同决定。设计过程中, 需要综合考虑多方因素合理设定五个参数。为确保塞曼减速后原子束流能被磁光阱俘获, 将塞曼减速末速度  $v_f$  定为 50 m/s。一定温度  $T$  下的原子束流速度分布可表示为:

$$F(v, T) dv = \frac{2v^3}{v_{\text{mp}}(T)^4} \exp \left[ - \left( \frac{v}{v_{\text{mp}}(T)} \right)^2 \right] dv \quad (8)$$

其中

$$v_{\text{mp}}(T) = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \quad (9)$$

式中:  $v_{\text{mp}}(T)$  为理想气体最概然速率。ATTA 中通常用液氮将氦原子束流预冷至 100 K, 对应最概然速率  $v_{\text{mp}} = 138.9$  m/s。取塞曼减速器俘获速度  $v_0 = 250$  m/s, 末速度  $v_f = 50$  m/s, 对公式(9)进行积分计算, 约有 83.4% 的 Kr 原子被塞曼减速器减速。

图 1 为不同激光频率失谐  $\delta_0$  下的磁场分布。根据激光频率失谐  $\delta_0$  的不同, 磁场分布主要可以分为三类: 一是  $\delta_0 = 0$  时, 开端为正磁场, 磁场末端接近于零; 二是  $\delta_0 = -190$  MHz 时, 开端为正磁场, 磁场中段过零点, 磁场末端为负磁场; 三是  $\delta_0 = -320$  MHz 时, 磁场开端接近于零, 磁场末端为负磁场。塞曼减速光会通过磁光阱中心区域, 为避免减速光与磁光阱中心囚禁的静止原子作用, 需选用合适的激光频率失谐  $\delta_0$ 。磁光阱中心处原子的塞曼位移和多普勒频移均接近于零, 根据公式(1), 当  $|\delta_0| > 70$  MHz 时, 减速光不与磁光阱中原子相互作用。此外, 为避免减速器末端磁场干扰磁光阱四极磁场, 塞曼减速器末端磁场强度不能过大。设计中取激光频率失谐  $\delta_0 = -190$  MHz, 减速光不会与磁光阱中原子作用, 同时又可避免减速器末端磁场对磁光阱的干扰。

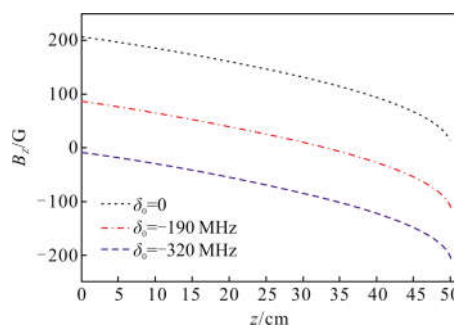


图 1 不同激光频率失谐  $\delta_0$  下理论减速磁场曲线

Fig.1 Theoretical slowing speed magnetic field curves with different laser frequency detuning  $\delta_0$

从公式(4)和(6)可以看出, 饱和因子  $s$  越大, 加速度  $a$  越大, 减速区域长度  $z_0$  越短, 越有利于原子减速。但过强的减速光一方面可能加热磁光阱中原子, 另一方面也会导致原子被减速至零, 甚至反向加速。同时考虑到 811.5 nm 激光器输出功率限制, 取饱和因子  $s = 5$ 。

在塞曼减速器制造过程中, 通常存在加工和装配等误差。这些误差会导致磁场分布发生变化, 无法

完全补偿多普勒频移和激光频率失谐, 导致原子无法被有效减速。为了避免这一现象, 在磁场设计时引入效率参数  $\eta$ , 可为减速磁场提供一定容差, 保证原子在减速磁场出现一定偏差时仍能正常减速。当效率参数  $\eta=0.75$  时, 减速器的阻尼系数最大, 最有利于原子减速。设计中为缩短减速区域长度, 选取效率参数  $\eta=0.8$ 。该条件下对应减速区域长度为 46.9 cm, 同时仍能保持较大的阻尼系数。

## 2 环形永磁体塞曼减速器

### 2.1 环形永磁体磁场特性

假设有一沿轴向均匀磁化的环形永磁体, 取其几何中心为坐标系原点, 环形永磁体轴线为  $z$  轴, 那么其轴线上的轴向磁场分布(下文中“磁场”均指“轴向磁场”)可以表示为:

$$B_z(z) = \frac{\mu_0 M}{2} \left[ \frac{-\frac{w}{2} - z}{\sqrt{r_{\text{inner}}^2 + \left(-\frac{w}{2} - z\right)^2}} - \frac{\frac{w}{2} - z}{\sqrt{r_{\text{inner}}^2 + \left(\frac{w}{2} - z\right)^2}} \right] - \frac{\mu_0 M}{2} \left[ \frac{-\frac{w}{2} - z}{\sqrt{r_{\text{out}}^2 + \left(-\frac{w}{2} - z\right)^2}} - \frac{\frac{w}{2} - z}{\sqrt{r_{\text{out}}^2 + \left(\frac{w}{2} - z\right)^2}} \right] \quad (10)$$

式中:  $r_{\text{inner}}$ 、 $r_{\text{out}}$  分别为环形永磁体的内、外半径;  $w$  为环形永磁体厚度;  $\mu_0$  为真空磁导率;  $M$  为磁化强度。图 2 给出了外半径  $r_{\text{out}}=7$  cm、厚度  $w=0.8$  cm、 $\mu_0 M=1900$  G 时, 不同内半径下环形永磁体轴线上的磁场分布。从中可以看出: 随着内半径  $r_{\text{inner}}$  减小, 环形永磁体中心区域( $-3.1$  cm  $< z < 3.1$  cm)的磁场强度显著增大, 而其他位置的磁场强度变化相对较小。因此, 通过改变环形永磁体的内半径  $r_{\text{inner}}$  可以在不明

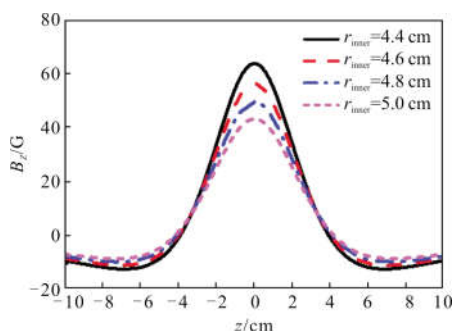


图 2 不同内半径的环形永磁体轴线上磁场分布

Fig.2 Magnetic field distribution along the axis of toroidal permanent magnet with different inside radius

显改变其他位置磁场强度的情况下调节特定区域磁场强度, 将多个环形永磁体按一定规律排列便可以在其轴线上产生特定梯度的磁场分布。

### 2.2 环形永磁体塞曼减速器设计

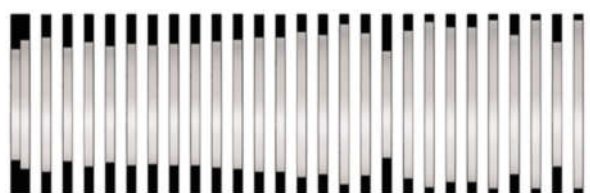
文中采用一组厚度、磁化强度与外径均相同的轴向充磁环形永磁体, 按一定间隔和方向排列组合, 产生塞曼减速所需的梯度磁场。设计中, 通过调节每一段区域环形永磁体的内径改变磁场分布, 使得减速器轴线上的设计磁场与理论减速磁场偏差最小。为了保持磁场平滑地从正磁区域过渡到负磁区域, 第 19、21、23、25、27、29 片为反向充磁的环形永磁体(充磁方向与原子束流方向相反), 其余均为正向充磁的环形永磁体(充磁方向均与原子束流方向相同)。各个环形永磁体的最优尺寸、几何中心位置见表 1。环形永磁体塞曼减速器结构见图 3(a)。所采用的环形永磁体外半径  $r_{\text{out}}=7$  cm、厚度  $w=0.8$  cm、 $\mu_0 M=1900$  G, 内半径  $r_{\text{inner}}$  范围为 4.3~6.5 cm(见图 4)。

表 1 减速器中环形永磁体参数

Tab.1 Parameter of toroidal permanent magnet

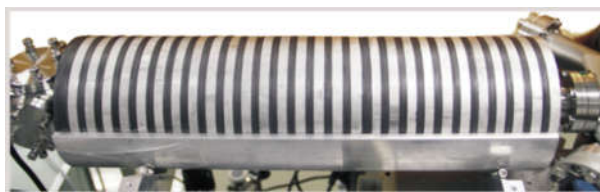
in the slower			
$i$	$r_{\text{inner}}/\text{cm}$	$z/\text{cm}$	Orientation
1	4.4	-0.8	+
2	4.9	0	+
3	5.3	1.8	+
4	4.8	3.6	+
5	5.2	5.4	+
6	5	7.2	+
7	5.1	9	+
8	5.1	10.8	+
9	5.1	12.6	+
10	5.3	14.4	+
11	5.2	16.2	+
12	5.5	18	+
13	5.4	19.8	+
14	5.8	21.6	+
15	5.6	23.4	+
16	5.8	25.2	+
17	6.5	27	+
18	5.4	28.8	+
19	6.5	30.6	-
20	5.9	32.4	+
21	6.1	34.2	-
22	5.1	36	+
23	5.1	37.8	-
24	5.1	39.6	+
25	5.3	41.4	-
26	5.2	43.2	+
27	5.5	45	-
28	5.4	46.8	+
29	5.8	48.6	-

氦原子亚稳态  $5s[3/2]^2 \rightarrow$  激发态  $5p[5/2]^3$  循环跃迁自然线宽  $\Gamma=2\pi \times 5.3$  MHz, 对应磁场容差 3.6 G。图 4 给出了减速器轴线上设计磁场与理论减速磁场。从图中可以看出, 减速区域内设计磁场与理论减速磁场分布一致, 最大磁场偏差小于 2 G, 平均磁场偏差 0.5 G, 满足原子减速要求。设计磁场在减速器末端变化迅速, 原子迅速脱离共振, 终止减速。文中设计的环形永磁体塞曼减速器总长度为 51.2 cm, 有效减速区域长度为 46.9 cm, 占减速器总长度的 91.6%。



(a) 设计图

(a) Design drawing



(b) 实物图

(b) Figure

图 3 环形永磁体塞曼减速器设计与实物图

Fig.3 Design drawing and the figure of toroidal permanent magnet Zeeman slower

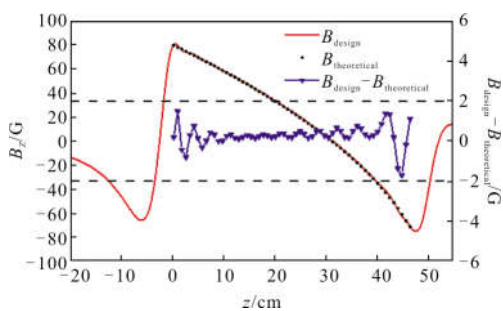


图 4 减速器轴线上设计磁场与理论减速磁场

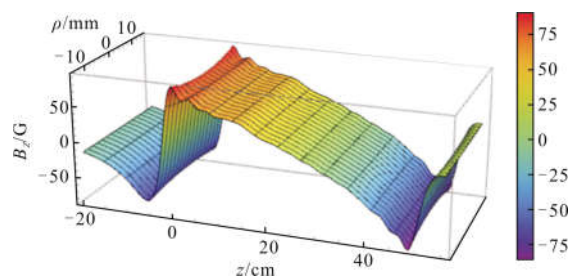
Fig.4 Design magnetic field distribution along the axis of slower and the theoretical deceleration magnetic field distribution

### 2.3 环形永磁体塞曼减速器磁场的空间分布

除上述的减速器轴线上的磁场分布以外, 在原子束流半径范围内磁场的径向变化同样会对减速造成影响, 因此需要对塞曼减速器磁场的空间分布展

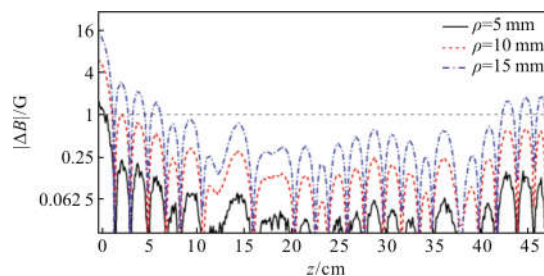
开研究。环形永磁体磁场的空间分布数学模型较为复杂, 可以通过有限元分析软件建立减速器的仿真模型, 得到减速器磁场的空间分布, 并对其进行相关分析。

图 5 给出了环形永磁体塞曼减速器磁场的空间分布和径向变化。环形永磁体的几何结构和磁场分布在空间上沿轴线对称, 因此根据图 5(a) 给出的  $xoz$  平面上的磁场分布即可了解减速器磁场的空间分布。从图 5(a)、(b) 可以看出, 磁场偏差随着径向位置  $\rho$  增大而增大, 并且磁场偏差与轴线上的磁场强度存在一定关系, 减速器两端磁场偏差大, 而中间段磁场偏差小, 这与减速器两端磁场强, 中间区域磁场弱的磁场分布基本吻合。当  $\rho=5$  mm 和  $\rho=10$  mm 时, 径向位置变化在  $1\text{ cm} < z < 46.9\text{ cm}$  内造成的磁场偏差不超过 1 G, 此时磁场分布受径向位置变化影响很小。当  $\rho=15$  mm 时, 仅减速器中间区域 ( $6.7\text{ cm} < z < 42.2\text{ cm}$ ) 磁场偏差超过 1 G, 减速器两端磁场受径向位置变化影响较大。磁场的径向变化对原子束流减速的影响在下文中进行了具体分析。



(a)  $xoz$  平面上磁场分布

(a) Magnetic field distribution in  $xoz$  plane



(b) 不同径向位置处磁场分布与轴线上磁场分布之间偏差

(b) Deviation between design magnetic field distribution on axis and the magnetic field distribution at different radial position

图 5 环形永磁体塞曼减速器磁场的空间分布与径向变化  
Fig.5 Spatial distribution and radial variation of magnetic field in toroidal permanent magnet Zeeman slower



### 2.4 环形永磁体塞曼减速器制备

根据设计方案,选用厚度 0.2 cm、边长 15 cm 的方形商用橡胶铁氧体永磁体片,其质量轻,质地软,可加工性好。经过切割得到所需的环形永磁体,四片叠加使用,即等效于设计方案中厚 0.8 cm 的环形永磁体。为保证环形永磁体的同轴度,选用外半径 8 cm、内半径 7.05 cm 的铝制圆管作为减速器外壳,组装时永磁体和铝制圆环按顺序依次放入铝制圆管中,可以将同轴度误差控制在 0.05 cm 以内。采用外半径为 7 cm,内半径为 4 cm,厚度分别为 0.9、0.95、1、1.05、1.1 cm 的五种铝制圆环作为定位件。铝的机械加工精度高,质地坚硬不易形变,可以精确控制磁体间距,同时避免垫片受力变形。在减速器制造过程中,加工误差(主要有永磁体厚度误差)和装配误差(主要有铝制圆环与永磁体间隙)的累积会导致永磁体安装位置与设计位置出现偏差,影响减速器的磁场分布。为确保各永磁体安装的位置精度,可选用不同厚度的定位件补偿误差,避免误差累积,组装完成的环形永磁体塞曼减速器如图 4(b)所示。采用高斯计测量了减速器轴线上的磁场分布。图 6 给出了实测磁场与理论减速磁场,比较发现减速区域内(0<z<46.9 cm)实测磁场与理论减速磁场分布一致,两者最大偏差小于 3.6 G,平均偏差为 1.3 G。

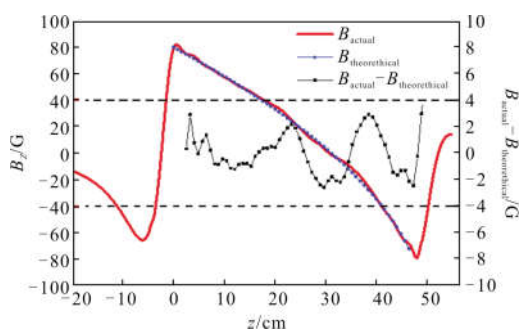


图 6 减速器轴线上实测磁场与理论减速磁场

Fig.6 Actual magnetic field distribution along the axis of slower and the theoretical deceleration magnetic field distribution

### 3 氦原子束流减速过程模拟

为了验证所设计和组装的永磁体塞曼减速器对氦原子的减速效果,对原子束流减速进行了数值模拟。具体思路如下:对于径向初速度为 0,纵向初速度为  $v_0$  的原子,其减速过程中的最大径向位移  $\Delta\rho_{\max}$  可以表示为:

$$\Delta\rho_{\max} = \frac{2\hbar k}{3m} \sqrt{\Gamma \left[ \frac{v_0}{a_{\max} \eta \left( \frac{1+s}{s} \right)^2} \right]^3} \quad (11)$$

对于纵向初速度  $v_0=250$  m/s 的氦原子,最大径向位移  $\Delta\rho_{\max}=0.29$  mm。此时磁场的径向变化极小,可以忽略不计,近似认为原子在纵向减速过程中径向位置并未发生变化。单个原子减速过程的加速度可以表示为:

$$a(z) = \frac{\hbar k \Gamma}{3m} \frac{s}{1+s+4 \frac{(\delta_0 + kv(z) - \mu' B(z)/\hbar)^2}{\Gamma^2}} \quad (12)$$

又有

$$a(z) = \frac{dv(z)}{dt} = \frac{dz}{dt} \frac{dv(z)}{dz} = v(z) \frac{dv(z)}{dz} \quad (13)$$

联立公式(12)、(13)两式有微分方程:

$$\frac{dv(z)}{dz} - \frac{\hbar k \Gamma}{2mv(z)} \frac{s}{1+s+4 \frac{(\delta_0 + kv(z) - \mu' B(z)/\hbar)^2}{\Gamma^2}} = 0 \quad (14)$$

通过对速度  $v(z)$  的微分方程求解,可以得到单个原子在减速过程中的速度变化。利用随机数生成器对原子束流速度分布抽样,产生足够多个不同速度的原子,那么对多个微分方程进行求解就可以对原子束流减速过程进行模拟,得到减速过程中原子束流的速度变化曲线。

图 7(a)给出了原子束流在设计磁场下的减速过程,可以看出:在塞曼减速磁场前还存在一小段减速磁场,约 22.3% 的原子在这一区域提前减速至 50 m/s。图 7(b)给出了原子束流在实测磁场下的减速过程,可以看出:实测磁场与理论减速磁场之间的偏差,不影响原子束流减速过程,减速器俘获速度和末速度分别为 250 m/s 和 50 m/s,与设计一致。图 7(c)~(e)分别给出了减速器中  $\rho=5$  mm、 $\rho=10$  mm、 $\rho=15$  mm 处原子束流的减速过程。当  $\rho=5$  mm 和  $\rho=10$  mm 时,其减速过程与轴线上设计磁场下减速过程一致,这表明  $\rho < 10$  mm 时径向位移带来的磁场变化不影响原子束流的减速过程。当  $\rho=15$  mm 时,磁场起始段的不匹配将导致速度为 250 m/s 的原子在减速至 230 m/s 时脱离减速,而其他初速度的原子减速主要发生在磁场变化较小的中间段,因此不受影响,此时减速器俘获速度降低至 240 m/s,可被减速原子比例从 83.4% 下降至 79.9%。根据上述分析可以判断,当原子束流半径  $r \leq 10$  mm 时,环形永磁体塞曼减速器磁场的径向变化对于原子束流减速没有影响。

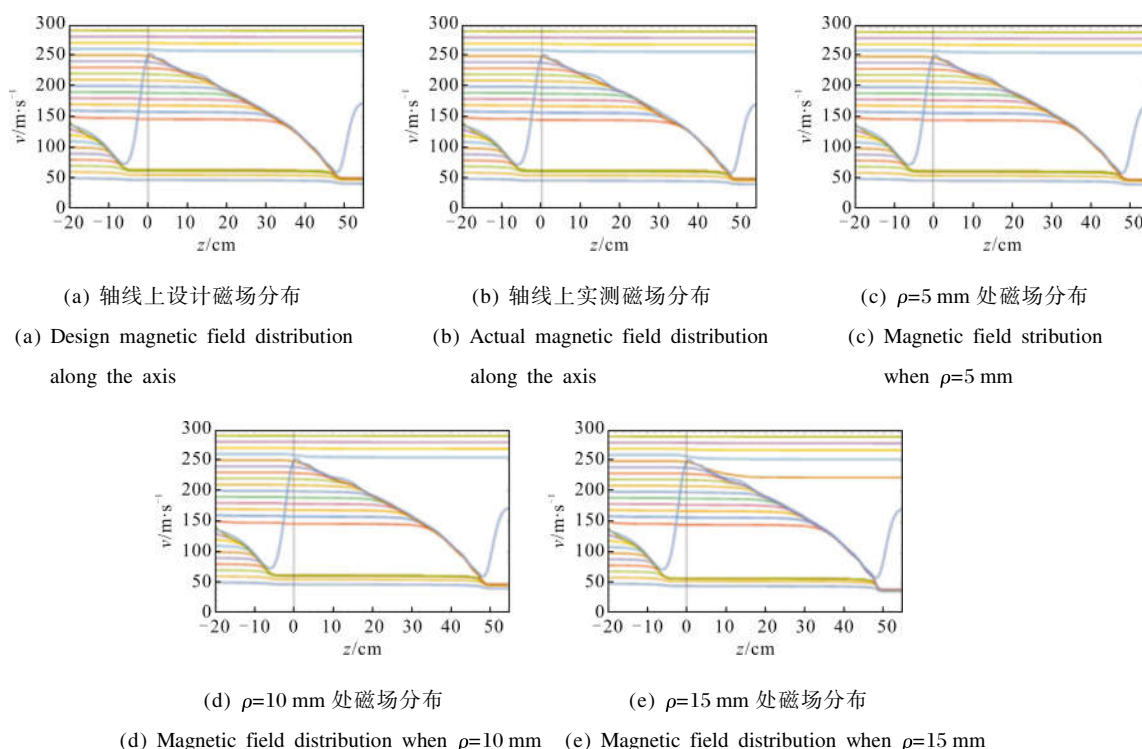


图 7 不同磁场下的原子束流减速模拟

Fig.7 Deceleration process simulation of atomic beam in different magnetic field

## 4 结论

文中提出一种基于环形永磁体的氦原子塞曼减速器,其总长度51.2 cm,有效减速区域长度 46.9 cm。采用环形橡胶铁氧体磁铁和铝制定位件制造了环形永磁体塞曼减速器,并测量了减速器轴线上的磁场分布;利用有限元软件 COMSOL 仿真得到了减速器磁场的空间分布,分析了减速器磁场径向变化对于原子束流减速的影响;对实测磁场与理想减速磁场进行比较,结果表明两者在减速区域内(0<z<46.9 cm)最大偏差小于 3.6 G,平均偏差为 1.3 G;模拟了氦原子束流的减速过程,永磁体塞曼减速器的俘获速度 250 m/s,原子束流末速度为 50 m/s,与设计一致;文中所设计的环形永磁体塞曼减速器可用于制备低速氦原子束流,进一步提高 ATTA 的检测效率,对 <sup>81</sup>Kr 和 <sup>85</sup>Kr 原子实现更加高效精确的检测。

### 参考文献:

[1] 王义道. 原子的激光冷却与陷阱[M]. 北京: 北京大学出版社, 2007.  
 [2] Zhang Yan, Zhang Xiaohang, Zhang Yu, et al. Generation

and modulation of high efficiency stationary optical signals in cold <sup>85</sup>Rb atomic samples[J]. *Chinese Optics*, 2012, 5(2): 143–147. (in Chinese)

张岩, 张晓航, 张宇, 等. 冷铷原子样品中高效静态光信号的生成与调制[J]. *中国光学*, 2012, 5(2): 143–147.

[3] Fan Pengge, Wu Yiming, Jia Sen, et al. Optimization design of two dimensional magneto optical trap field [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2016, 45(6): 0618003. (in Chinese)  
 樊鹏格, 吴易明, 贾森, 等. 冷原子干涉仪中二维磁光阱线圈的优化设计[J]. *红外与激光工程*, 2016, 45(6): 0618003.

[4] Guo Xiuzhen, Hou Lixin, Yin Zhaotai, et al. All-optical routing control based on coherently induced high reflection band and high transmission band in a medium of cold atoms [J]. *Chinese Optics*, 2011, 4(4): 355–362. (in Chinese)

国秀珍, 侯丽新, 尹昭泰, 等. 冷铷原子介质中基于相干诱导高反射带和高透射带的全光路由控制 [J]. *中国光学*, 2011, 4(4): 355–362.

[5] Ren Jie, Liu Hui, Lu Benquan, et al. Program control in transition observation of Strontium optical lattice clock [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2016, 24 (1): 50–58. (in Chinese)

任洁, 刘辉, 卢本全, 等. 锶原子光钟跃迁谱线探测中的程序控制[J]. *光学精密工程*, 2016, 24(1): 50–58.

- [6] Yang Guomin, Tong Amin, Dong Xize, et al. Dating and tracing groundwater and ice with  $^{81}\text{Kr}$  and  $^{85}\text{Kr}$ [C]//19th EGU General Assembly, EGU2017, 2017, 11467: 23–28.
- [7] Chen C Y, Li Y M, Bailey K, et al. Ultrasensitive isotope trace analyses with a Magneto-Optical trap [J]. *Science*, 1999, 286(5442): 1139–1141.
- [8] Li Jie, Pang Zhonghe, Yang Guomin, et al. Million-year-old groundwater revealed by krypton-81 dating in Guanzhong Basin, China[J]. *Science Bulletin*, 2017(17): 1181–1184.
- [9] Lu Z T, Schlosser P, Jr W S, et al. Tracer applications of noble gas radionuclides in the geosciences[J]. *Earth-Science Reviews*, 2014, 138: 196–214.
- [10] Metcalf H J, Peter Van Der Straten. Laser Cooling and Trapping[M]. Switzerland: Springer, 1999.
- [11] Lu Xuanhui, Wang Jiangfeng. Quantum gyroscope based on an atom interferometer [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2007, 36(3): 293–295. (in Chinese)  
陆璇辉, 王将峰. 基于原子干涉的量子陀螺仪 [J]. *红外与激光工程*, 2007, 36(3): 293–295.
- [12] Wang Zhanshan, Ma Shanshan, Ma Yan, et al. Knife-edge technique for laser cooling [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2006, 14(1): 63–69. (in Chinese)  
王占山, 马珊珊, 马艳, 等. 刀口技术在激光冷却中的应用 [J]. *光学精密工程*, 2006, 14(1): 63–69.
- [13] Hill I R, Ovchinnikov Y B, Elizabeth M B, et al. A simple, configurable, permanent magnet Zeeman Slower for Sr[C]// Conference: European Frequency and Time Forum (EFTF), 2012: 545–549.
- [14] Hill I R, Ovchinnikov Y B, Elizabeth M B, et al. Zeeman slowers for Strontium based on permanent magnets [J]. *Physics*, 2014, 47(7): 1216–1221.
- [15] Zhang Xiaohang, Xu Xinye. Development of adjustable permanent magnet Zeeman slowers for optical lattice clocks [J]. *Chinese Physics B*, 2017, 26(5): 102–107.
- [16] Zhang Xiaohang, Xu Xinye. Optimized design of a permanent Zeeman slower for an Ytterbium optical lattice clock[J]. *Laser Physics*, 2016, 26(7): 075501.
- [17] Krzyzewski S P, Akin T G, Dahal P, et al. A clip-on zeeman slower using toroidal permanent magnets [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2014, 85(10): 103104.