

氢原子钟双选态束光学系统仿真分析*

梁悦¹⁾²⁾ 谢勇辉^{1)†} 陈鹏飞¹⁾ 帅涛¹⁾ 裴雨贤¹⁾ 徐昊天¹⁾
赵阳¹⁾ 夏天¹⁾ 潘晓燕¹⁾ 张朋军¹⁾ 林传富¹⁾

1) (中国科学院上海天文台, 上海 200030)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2022年7月11日收到; 2022年8月7日收到修改稿)

氢原子钟利用氢原子基态超精细能级跃迁信号进行精确计时, 具有中短期频率稳定度优异、频率漂移率低的特点. 氢原子钟需要通过磁选态将高能态原子选出, 目前广泛应用的磁选态方案中, 既有原子钟跃迁所需要的 $|F=1, m_F=0\rangle$ 态, 还有钟跃迁所不需要的 $|F=1, m_F=1\rangle$ 态氢原子, 这使得氢原子钟的中长期频率稳定性难以进一步提高. 为了进一步提高氢原子钟原子跃迁谱线质量和整机性能, 通过计算和仿真, 构建了基于Majorana跃迁的氢原子钟双选态束光学系统, 优化了一级选态区、态反转区、二级选态区等关键部件的参数, 进一步排除了 $|F=1, m_F=1\rangle$ 态原子. 选态后的 $|F=1, m_F=0\rangle$ 态原子纯度达到99%, 利用率为58%, 工程应用较为理想. 有效地提升了进入原子储存泡内 $|F=1, m_F=0\rangle$ 态氢原子的占比, 同时原子的利用率处于可控范围. 通过实验对该方案的有效性进行了验证, 通过开启双选态系统, 可以观察到氢原子钟信号的增强; 通过调整双选态系统的线圈电流, 可以观察到信号随线圈电流的变化, 这验证了双选态系统的有效性.

关键词: 氢原子钟, 双选态, 束光学系统

PACS: 37.20.+j, 41.85.Ct, 41.85.Lc, 06.30.Ft

DOI: 10.7498/aps.72.20221363

1 引言

原子钟是以特定原子的量子跃迁频率为参考标准的高精度频率和时间测量计量装置, 氢原子钟是当前被广泛使用的原子钟之一, 利用氢原子基态超精细能级跃迁信号进行精确计时^[1], 具有中短期频率稳定度高、频率漂移率低的特点, 其中短期稳定度可以达到 $1 \times 10^{-13}/t^{-1/2}$ 以下, 天稳定度和频率漂移率达到 10^{-16} 量级^[2]. 广泛用于精密计时、频率计量、卫星导航、深空探测和科学实验等领域^[3-6]. 但受限于现有氢原子钟经选态后仍有50%以上无效态氢原子进入储存泡, 使得氢原子钟中长期频率稳定度指标难以继续提高.

氢原子钟所需要的跃迁发生于 $|F=1, m_F=0\rangle$ 态和 $|F=0, m_F=0\rangle$ 态之间. 由于超精细能级随磁场的变化关系不同, 使得处于不同超精细能级的氢原子具有不同的有效磁矩^[7], 由Rabi-Breit公式可知, 在强磁场下, 处于 $|F=1, m_F=1\rangle$ 态和 $|F=1, m_F=0\rangle$ 态的原子具有负的有效磁矩 μ_{eff} , 其值为 $-\mu_B$; 而 $|F=1, m_F=-1\rangle$ 态和 $|F=0, m_F=0\rangle$ 态的原子具有正的有效磁矩 μ_{eff} , 其值为 μ_B .

作用在原子上的磁场偏转力为^[7]

$$F = \mu_{\text{eff}} \nabla B = \mp \mu_B B_0 / r_0. \quad (1)$$

如图1所示, 可以通过磁选态器在氢原子的飞行路径上构建不均匀磁场, 使 $|F=1, m_F=0\rangle$ 态原子受到向心汇聚的力, 而 $|F=1, m_F=-1\rangle$ 态和 $|F=0, m_F=0\rangle$ 态的原子受到向外的力而偏转出去,

* 中国科学院 (批准号: E1830510) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xyh@shao.ac.cn

从而筛选出 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态原子. 选态后的氢原子进入原子储存泡, 在其中进行微波共振跃迁, 跃迁能量由微波谐振腔收集并用于锁定压控晶振, 从而实现高精度的频率输出 [8].

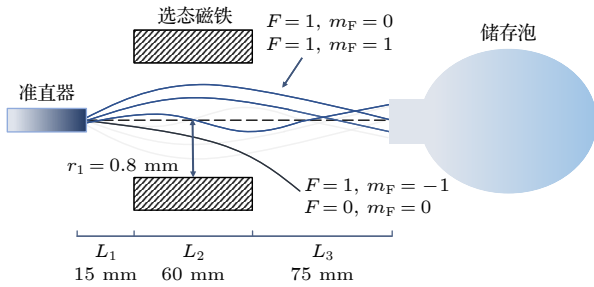


图 1 选态原理
Fig. 1. Principle of state selection.

目前广泛应用的磁选态方案中, 既有原子钟跃迁所需要的 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态, 还有钟跃迁所不需要的 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态氢原子. $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态原子会与 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态原子进行自旋交换碰撞, 导致原子振荡寿命减少, 谐振线宽展宽, 进而降低跃迁功率输出和整机性能指标. 在磁选态系统中进一步排除这种 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态原子, 理论上可将自旋碰撞效应降低 1/2, 从而减小原子共振跃迁谱线宽度, 同时能降低磁敏感度, 有利于提高整机稳定度指标.

上世纪 80 年代日本的 Shinji 与 Yasusada [9] 和 Urabe 等 [10] 完成了关于氢原子的量子态反转实验, 俄罗斯 Humphrey 等 [11], Boyko 与 Aleynikov [12], Mikhail [13] 也成功构建了氢原子钟双选态系统并投入应用. 但在双选态系统束光学参数的计算和仿真方面尚缺乏相关研究, 该项工作对于提高双选态后氢原子的纯度和原子利用率具有相当重要的意义. 本文阐述了双选态系统的束光学系统参数的优化设计工作, 在此基础上开展了态反转区的构建, 并且通过实验对原子在双选态区的 Majorana 跃迁现象进行分析.

2 双选态原理及构建

双选态的方案是一种能有效去除 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态原子的磁选态方案. 双选态系统由两级选态磁铁和态反转区组成, 如图 2 所示. 当氢原子经过一级选态后, $|F = 1, m_F = -1\rangle$ 和 $|F = 0, m_F = 0\rangle$ 态原子被偏转, $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 和 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态原子进入态反转区, 当 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态的原子经过态反转区时, 在态反转磁场的作用下跃迁到具有相反极化的 $|F = 1, m_F = -1\rangle$ 态, 并在进入二级选态后被偏转出去, 最终只有 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态的原子可以被汇聚进入储存泡.

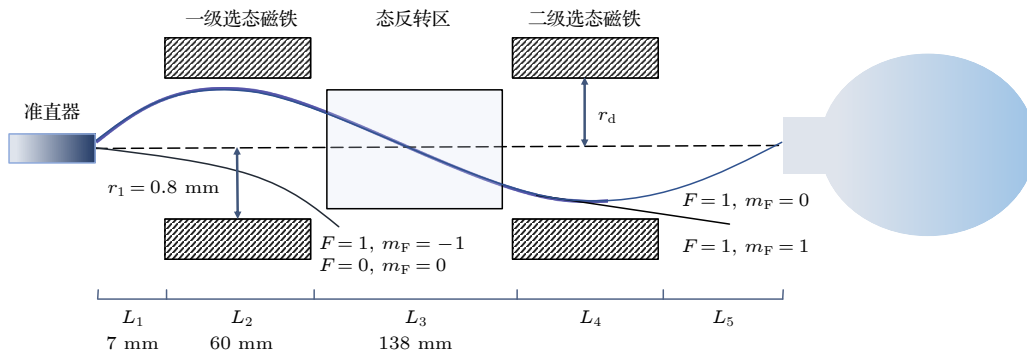


图 2 双选态示意图
Fig. 2. Schematic diagram of the double state selection system.

极性反转一般有两种方法: 绝热快速通道法 [13–17] 和 Majorana 法 [9–12, 18]. 绝热快速通道法是采用正交的射频磁场和在原子通道中由弱到强线性变化的直流磁场, 产生一个随射频磁场旋转的参考系中方向反转的总有效磁场, 使原子磁矩随磁场缓慢变化, 最终反向. Majorana 法为原子经过弱直流磁场

区域, 磁场突然转向, 从而使原子发生 Majorana 跃迁造成原子态反转.

本文采用的是 Majorana 法使原子极化反转. 当原子自旋数为 J , 并且磁场为以恒定角速度均匀旋转时, 可以解出 t 秒后从磁量子数 m 态跃迁到 m' 态的跃迁概率 [10]:

$$\begin{aligned}
 & W(m, m', t) \\
 &= (J - m)!(J + m)!(J - m')!(J + m')! \left(\sin \frac{1}{2}\alpha\right)^{4J} \\
 &\times \left(\sum_r \frac{(-1)^r \left(\cot \frac{1}{2}\alpha\right)^{m+m'+2r}}{(J - m - r)!(J - m' - r)!(m + m' + r)!r!} \right)^2, \quad (2)
 \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}
 \sin^2 \frac{1}{2}\alpha &= \frac{\sin^2 \theta}{1 + p^2 + 2p \cos \theta} \sin^2 \\
 &\times \frac{\omega_R t}{2} [1 + p^2 + 2p \cos \theta]^{1/2},
 \end{aligned}$$

$$p = \frac{\omega_Z}{\omega_R}, \quad \omega_Z = \mu_0 g_J H / \hbar,$$

$$\vec{H} = (H \sin \theta \cos \omega_R t, H \sin \theta \sin \omega_R t, H \cos \theta).$$

这里 H 为磁场强度, μ_0 为玻尔磁子, g_J 为朗德 g 因子, ω_Z 为塞曼频率, ω_R 为磁场旋转频率, θ 为磁场强度与 z 轴的夹角, 求和指标 r 包含了使得所有阶乘不为负数的非负整数.

令 $\sin^2 \frac{1}{2}\alpha = P$, 在 Majorana 公式中可以考虑两种极端条件, 当塞曼跃迁频率 ω_Z 远大于磁场旋转频率 ω_R 时, 此时 $P = 0$, (2) 式结果为^[10]

$$W(m, m', t) = \delta(m, m') (\omega_Z \gg \omega_R). \quad (3)$$

这为自旋系统绝热条件, 此时不发生 Majorana 跃迁, 原子经过磁场后保持原有极性. 当绝热条件被破坏, 就会产生 Majorana 跃迁, 当磁场旋转频率 ω_R 远大于塞曼跃迁频率 ω_Z 时, 此时 $P = 1$, 绝热条件被破坏, (2) 式的结果为

$$\begin{aligned}
 & W(m, m', t) = \delta(m, -m') \\
 & \left(\theta = \frac{\pi}{2}, \omega_R t = \pi, \omega_Z \ll \omega_R \right). \quad (4)
 \end{aligned}$$

在这种情况下, 原子自旋极化完全反转. 因此, 若想原子在态反转区内实现极化反转, 必须满足磁场为纯旋转变化且总的旋转角 $\omega_R \cdot t = \pi$, 并满足磁场旋转频率 ω_R 远大于塞曼跃迁频率 ω_Z . 若磁场旋转角不满足 $\omega_R \cdot t = \pi$ 的情况, 会导致不期望的 Majorana 跃迁产生, 损失一部分 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态的原子, 对于所有可能的 P 值, $F = 1$ 情况下, 氢原子能级布局数变化如图 3 所示, 初始条件为氢原子束经过一级选态区后的状态, 即 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态与 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态原子各占一半.

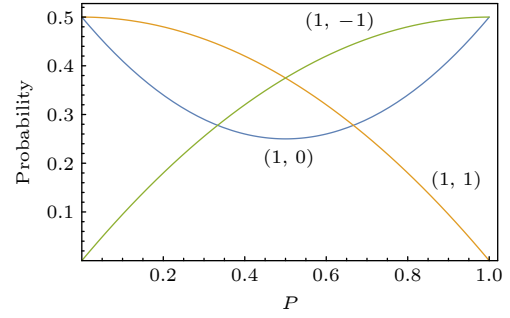


图 3 氢原子能级布局数随 P 值的变化

Fig. 3. Variation of hydrogen atomic energy level layout number with P value.

使用两组线圈通以反向电流构建 Majorana 跃迁所需的磁场, 两组线圈间距 71 mm, 线圈轴线与原子束方向一致, 同时在态反转中心区域设置两对附加的横向 Helmholtz 线圈, 线圈间距为 22 mm, 分别在 x 和 y 方向, Majorana 线圈与横向 Helmholtz 线圈在态反转区位置如图 4 所示, 用以调整磁场 0 点, 使之与原子束重合, 从而保证 $P = 1$, 原子极性完全反转. 态反转区域由四层圆柱形磁屏蔽包围, 以减小杂散磁场和选态区磁场对 Majorana 跃迁的影响.

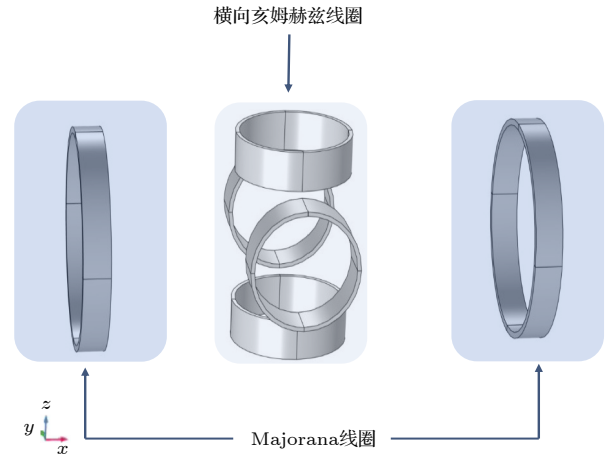


图 4 Majorana 线圈与横向 Helmholtz 线圈位置示意图
Fig. 4. Position diagram of Majorana coils and transverse Helmholtz coils.

3 束光学系统的计算与模拟

3.1 选态磁场仿真与分析

一级和二级选态器均采用四极磁铁方案, 结构如图 5 所示. 选态器由磁极和磁体组成, 其中磁极间隙为原子通道, 磁体为钕钴合金材料, 磁

体与磁极接触面表观剩磁为 0.4 T. 磁极为纯铁材料, 极尖两两相对, 形成梯度变化的选态磁场, 使用仿真软件对选态磁场进行模拟, 结果如图 6 所示.

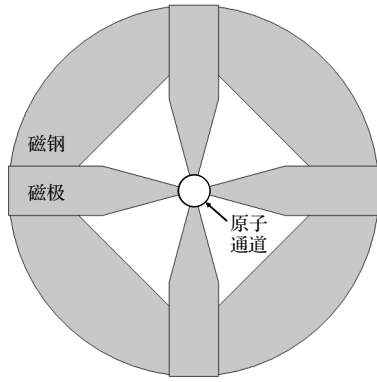


图 5 四极选态磁铁示意图
Fig. 5. Quadrupole state selective magnet.

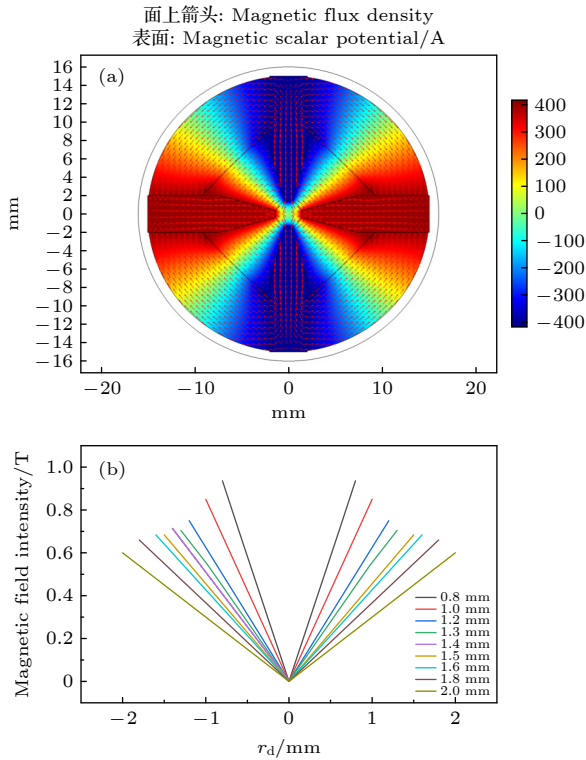


图 6 (a) 仿真磁场示意图; (b) 不同磁极间距对应的磁场大小

Fig. 6. (a) The simulated magnetic field; (b) the right figure shows the magnetic field of different magnetic poles.

通过仿真结果可以发现: 选态磁场的梯度与磁极间距成反比, 即选态磁场磁极间距越大, 磁场梯度越小. 磁场梯度与磁极间距对应关系如表 1 所列.

间距越小, 磁场梯度越大, 原子受到的偏转力越大, 偏转效率越高, 但由于磁极间距的限制会导致一部分原子无法进入选态磁场, 原子利用率随之降低. 因此必须合理设计磁极间距参数, 以保证原子利用率的同时实现较高的偏转效率. 为此使用 Mathematica 和粒子仿真软件, 对氢原子在选态磁场中的飞行轨迹进行进一步计算分析.

3.2 氢原子在选态磁场中的飞行轨迹分析

氢原子入射到选态区域时, 其角度分布由准直器的长度和孔径决定. 在氢原子钟中, 我们采用的是多孔准直器, 参数为: 直径 $a = 0.012$ mm, 长度 $L = 0.6$ mm, $L/a = 50$. 当 $L/a \geq 20$ 的情况下, 氢原子从准直器孔中泻流的出射角近似于均匀分布^[19].

在典型的压力和温度条件下, 原子的平均自由程为 3 mm, 当准直器长度远小于平均自由程时, 称为准直器透明模式, 此时的原子散射角为^[20]

$$\theta_{1/2} \cong 1.7r/L. \quad (5)$$

代入准直器参数, 为 0.017 rad. 真空中氢原子的均方根速率为

$$v_0 = \sqrt{\frac{3KT}{m}}, \quad (6)$$

其中 K 为玻尔兹曼常数, 取温度为 310 K, 代入氢原子质量, 可得氢原子的均方根速率约为 2767.22 m/s.

一级选态区磁极间距 $r_1 = 0.8$ mm, 通过 (1) 式和表 1 可知粒子在一级选态区受力 F_1 为 1.0815×10^{-20} N, 假设氢原子以固定速率进入磁选态区域, 入射角为 θ , 在磁场作用下, $|F = 0, m_F = 0\rangle$ 和 $|F = 1, m_F = -1\rangle$ 态原子始终向外偏转, 其在一级选态区运动轨迹如图 7.

$|F = 0, m_F = 0\rangle$ 和 $|F = 1, m_F = -1\rangle$ 态原子在一级选态区域内的径向偏转距离大于 0.8 mm, 因此这部分原子被完全偏转无法进入态反转区. 而 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 和 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态原子在磁场

表 1 磁场梯度与磁极间距对应关系

Table 1. Correspondence between magnetic field gradient and magnetic pole spacing.

磁极间距/mm	0.8	1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.8	2
$\frac{B}{r_d}/(\text{T}\cdot\text{mm}^{-1})$	1.167	0.850	0.625	0.557	0.510	0.456	0.405	0.367	0.303

向心作用力下呈周期抛物线运动, 当 θ 继续减小至一定程度, 部分原子会在磁场中越过中轴线继续下落, 此时磁场作用力反向, 原子将呈反向的抛物线运动, 当 θ 进一步减小时, 以上过程将周期性出现.

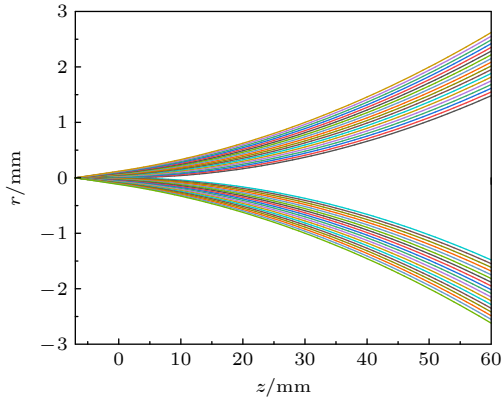


图 7 $|F = 0, m_F = 0\rangle$ 和 $|F = 1, m_F = -1\rangle$ 态原子在一级选态区运动轨迹

Fig. 7. Trajectories of $|F = 0, m_F = 0\rangle$ and $|F = 1, m_F = -1\rangle$ state atoms in the first selected region.

通过 Mathematica 计算, 可以得到原子在一级选态区运动时对应的偏转距离 $r = 0$ 的位置, 找到最后一个节点位置及节点处的速度则可知原子从一级选态区出射时的位置和速度. 准直器与一级选态区距离 L_1 为 7 mm, 一级选态区长 L_2 为 60 mm, 发射角由 0.0005 到 0.017 rad 时, $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 和 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态氢原子在一级选态区最多可出现九个节点, 当 θ 小于 0.0005 rad 时, 其对应的原子数占比为 3%, 可以忽略不计. 各节点数氢原子在一级选态区内的典型运动轨迹如图 8 所示.

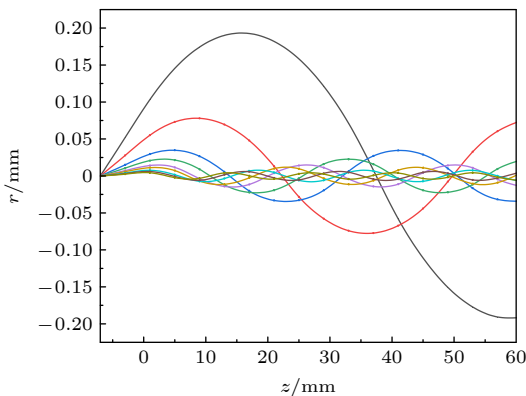


图 8 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态和 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态原子在一级选态区内运动轨迹

Fig. 8. Trajectories of $|F = 1, m_F = 1\rangle$ and $|F = 1, m_F = 0\rangle$ state atoms in the first selected region.

由一级选态区运动轨迹可知, $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态原子在一级选态区最大偏转距离为 0.2 mm, 未脱离选态磁场范围.

反转区长度 L_3 一般为 138 mm, 在态反转区内原子不受力, 在态反转区出口处 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 和 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态氢原子偏转距离与角度的关系为图 9 所示.

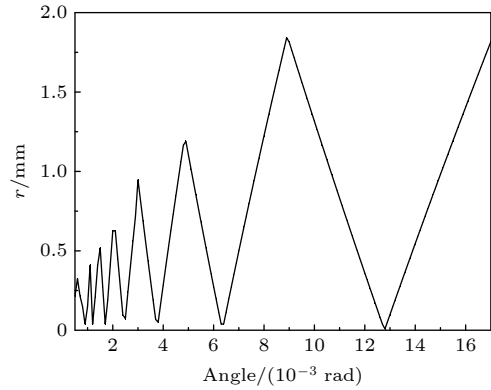


图 9 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态和 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态原子在二级选态区入口处偏转距离

Fig. 9. $|F = 1, m_F = 1\rangle$ and $|F = 1, m_F = 0\rangle$ state atoms deflection distance at the entrance of the secondary selected region.

由图 9 可以看出, $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态与 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态原子在二级选态区入口处偏转距离最大为 2 mm. 若二级选态器的磁极间距小于 2 mm 就会导致原子的损耗.

在通过态反转区域时, 由于 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态原子跃迁为 $|F = 1, m_F = -1\rangle$ 态, 磁矩反向, 因此在二级选态区中, 原 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态原子受到向外发散的力.

为了保证原子纯度, 需要确保 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态粒子尽可能被二级选态区偏转, 因此二级选态区半径不宜过大, 于此同时, 要保证尽量多的 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态原子进入二级选态区中, 从而提高原子利用率, 二级选态区半径也不宜过小. 设定态反转区长度 L_3 为 138 mm, $L_4 = 60$ mm, 储存泡半径为 3.25 mm.

通过 Mathematica 计算得到了选态区的基本参数, 在不同 L_4, L_5 和 r_d 情况下原子偏转概率如表 2—表 4 所列.

经过计算, 若 $L_4 = 60$ mm, $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态粒子在二级选态区受力至少为 4×10^{-21} N 时, $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态原子偏转概率才能达到 95% 以

表 2 $L_4 = 60$ mm 时, 不同 L_5 和 r_d 原子偏转概率
Table 2. Different L_5 and r_d atomic deflection probabilities at $L_4 = 60$ mm.

r_d /mm	L_5 /mm									
	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150
1.2	80.1%	84.2%	88.5%	96.8%	99.4%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%
1.3	71.2%	75.0%	76.0%	85.9%	91.0%	98.8%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%
1.4	65.5%	70.5%	72.5%	75.2%	85.7%	91.2%	95.2%	99.7%	100.0%	100.0%
1.5	61.5%	64.2%	65.2%	69.6%	75.0%	81.7%	88.2%	93.9%	96.5%	99.4%
1.6	57.2%	58.6%	61.2%	67.5%	69.5%	73.4%	77.5%	83.0%	88.3%	93.0%

表 3 $L_4 = 70$ mm 时, 不同 L_5 和 r_d 原子偏转概率
Table 3. Different L_5 and r_d atomic deflection probabilities at $L_4 = 70$ mm.

r_d /mm	L_5 /mm									
	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150
1.2	94.5%	96.1%	100.0%	100.0%	92.3%	97.6%	99.7%	100.0%	100.0%	100.0%
1.3	86.7%	88.0%	96.8%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%
1.4	76.0%	79.0%	88.2%	96.1%	99.5%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%
1.5	71.2%	73.6%	76.6%	84.8%	91.3%	97.6%	99.7%	100.0%	100.0%	100.0%
1.6	66.2%	67.2%	71.2%	79.7%	84.8%	88.3%	93.1%	97.4%	100.0%	100.0%

表 4 $L_4 = 80$ mm 时, 不同 L_5 和 r_d 原子偏转概率
Table 4. Different L_5 and r_d atomic deflection probabilities at $L_4 = 80$ mm.

r_d /mm	L_5 /mm									
	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150
1.2	99.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%
1.3	97.8%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%
1.4	89.5%	92.3%	97.2%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%
1.5	82.9%	83.5%	87.8%	93.4%	98.7%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%
1.6	76.2%	78.2%	82.3%	90.1%	95.4%	98.2%	100.0%	100.0%	100.0%	100.0%

上, 同时, 二级选态区孔径 r_d 必须在 1.2 mm 以上, 才能保证 60% 以上 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态原子进入二级选态区. 因此二级选态区孔径 r_d 应在 1.2 和 1.5 mm 之间.

为了更好地预测原子在储存泡口的情况, 利用粒子飞行仿真软件对氢原子在束光学系统中运动情况进行了仿真. 构建选态区三维模型 (图 10), 根据计算结果选取合适的二级选态区孔径和长度进行仿真, 在 $0-0.017$ rad 发射角内释放 100000 个粒子, 仿真通过计算 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态原子偏转率和 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态原子利用率.

目前设定的二级选态区长度 L_4 为 60 mm, 二级选态器磁极间距 r_d 和二级选态区与储存泡口距离 L_5 的变化对原子利用率和纯度的影响进行仿真分析, 原子利用率和纯度如图 11.

由图 11 可知, 选取较小的 r_d 可在更大范围的

L_5 区间内取得 90% 以上的纯度, 但原子利用率相对较低, 反之亦然.

为了对选态区进行更全面的分析, 在工程允许的范围内可适当增加二级选态区 L_4 的长度, 分析不同 L_5 和 r_d 下原子纯度和利用率如图 12—图 14 所示.

增加 L_4 后, 原子纯度明显提升, 根据仿真结果选择 $r_d = 1.3$ mm, $L_4 = 75$ mm, $L_5 = 85$ mm, 此时原子纯度达到 99%, 利用率为 58%, 且总体长度较小, 工程应用较为理想.

根据仿真, 在储存泡口处 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态和 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态原子点密度如图 15 所示.

由图 15 可以看出, 原子呈环型分布, $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态原子分布在中心区域, 用红色表示, 可以进入储存泡内; 态反转后的 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态原子聚集在外侧, 用蓝色表示, 无法进入储存泡.

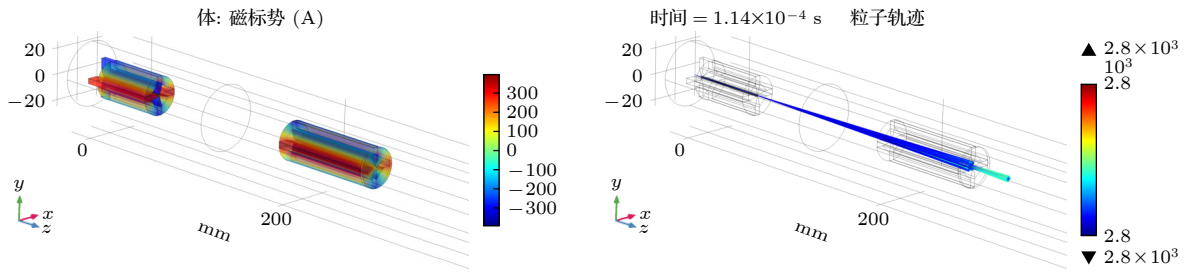


图 10 束光学系统三维模型
Fig. 10. The model of beam optical system.

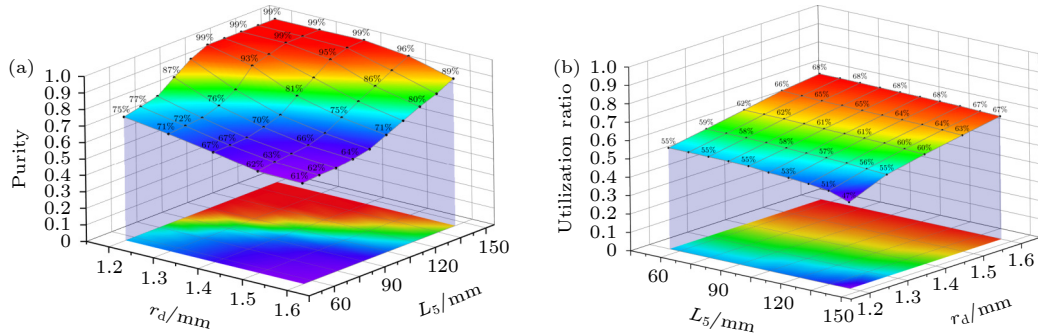


图 11 $L_4 = 60$ mm, 不同 r_d 和 L_5 下的原子纯度和利用率 (a) 原子纯度; (b) 原子利用率
Fig. 11. Atomic purity and utilization under different r_d and L_5 at $L_4 = 60$ mm: (a) Atomic purity; (b) atomic utilization.

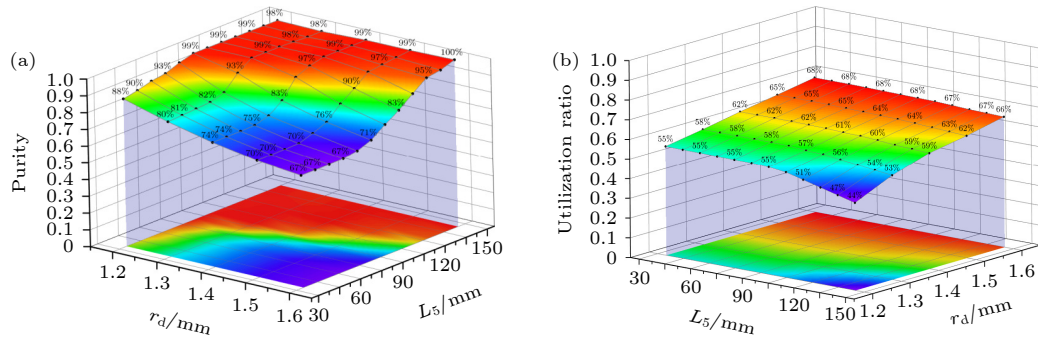


图 12 $L_4 = 70$ mm, 不同 r_d 和 L_5 下的原子纯度和利用率 (a) 原子纯度; (b) 原子利用率
Fig. 12. At $L_4 = 70$ mm, atomic purity and utilization under different r_d and L_5 : (a) Atomic purity; (b) atomic utilization on the right.

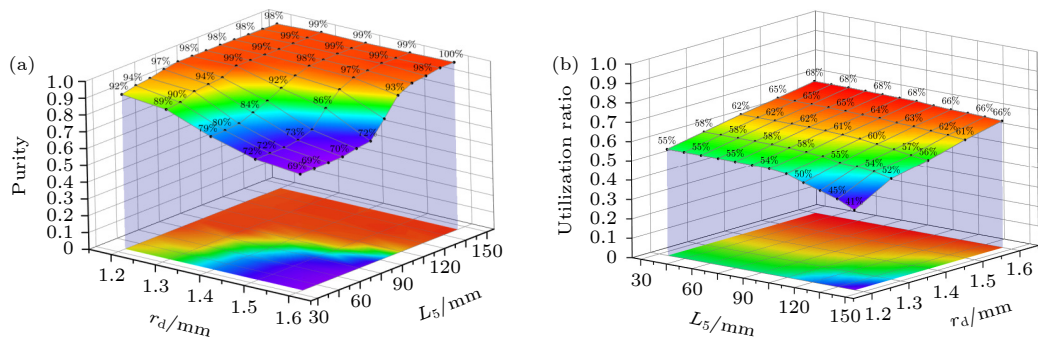


图 13 $L_4 = 75$ mm, 不同 r_d 和 L_5 下的原子纯度和利用率 (a) 原子纯度; (b) 原子利用率
Fig. 13. At $L_4 = 75$ mm, atomic purity and utilization under different r_d and L_5 : (a) Atomic purity; (b) atomic utilization.

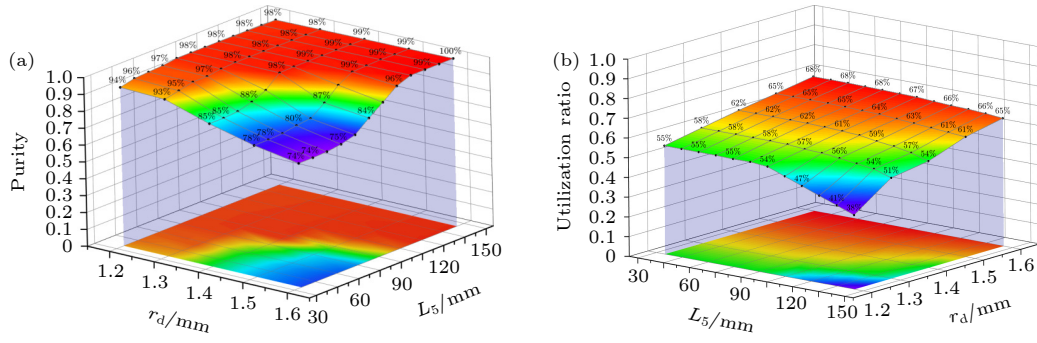

 图 14 $L_4 = 80$ mm, 不同 r_d 和 L_5 下的原子纯度和利用率 (a) 原子纯度; (b) 原子利用率

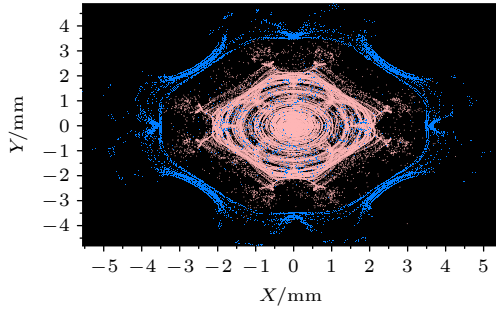
 Fig. 14. At $L_4 = 80$ mm, atomic purity and utilization under different r_d and L_5 : (a) Atomic purity; (b) atomic utilization.


图 15 在储存泡口截面处原子点密度图

Fig. 15. Point density diagram of atoms at entrance of storage bulb.

4 实验结果及分析

构建实验系统, 开启双选态系统并调整电流使态反转效率最高时脉泽输出功率与关闭双选态系统时脉泽输出功率如表所示. 由此可见, 二级选态系统切实有效地提升了原子共振跃迁信号.

控制横向 Helmholtz 线圈电流以调整磁场 0 点, 并记录相应的氢脉泽信号强度.

当 Majorana 线圈电流 $I_M = 40$ mA 时, x 方向电流 $I_x = -0.5$ mA 时氢脉泽输出功率与横向线圈电流关系如图 16 和图 17 所示.

若原子经过态反转区磁场恰好旋转角度为 π , 此时对应 $P = 1$, 那么 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态原子完全反转为 $|F = 1, m_F = -1\rangle$ 态原子, 储存泡里只有 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态原子. 通过实验可知, 在 $I_x = -0.5$ mA, $I_y = 1$ mA 的情况下, 对应于磁场旋转角度为 π , 此时为双选态正确工作条件; 若原子经过态反转区磁场旋转角度为 $\pi/2$, 此时对应 $P = 0.5$, 由图 4 可知, $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态原子减少, 与前一种情况相比, $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态原子并未完全反转为 $|F = 1, m_F = -1\rangle$ 态原子, 因此储存泡中除了 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态原子之外, 还有不需要的

$|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态原子, 导致储存泡中自旋交换弛豫增加, 这对应于氢脉泽输出功率最小情况. 当磁场旋转角为 0, 即零场区域与束轴发生了较大偏移, $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态原子数目不变, 但 $|F = 1, m_F = 1\rangle$ 态原子并未发生态反转, 因此输出功率相比于第一种情况变小.

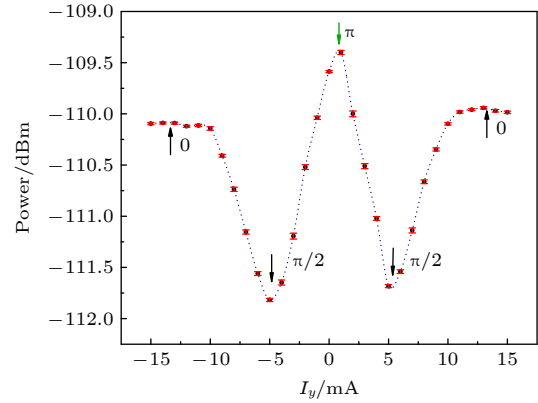

 图 16 在一对线圈电流 $I_x = -0.5$ mA 的固定值下, 氢原子钟输出功率与 I_y 的依赖关系

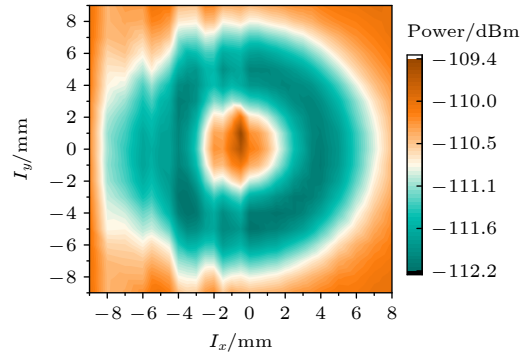
 Fig. 16. The Hydrogen atomic clock's output power dependence on the current of the transverse pair I_y under fixed value of the another pair's current $I_x = -0.5$ mA.


图 17 改变两对线圈电流, 氢原子钟输出功率变化

Fig. 17. The Hydrogen atomic clock's output power dependence on the both coil pair's currents.

5 结 论

氢原子钟双选态系统对于提升氢原子钟原子跃迁谱线质量和整机性能有重要意义. 通过计算和仿真, 构建了氢原子钟双选态方案的束光学系统, 优化了各部件的参数, 在 $r_d = 1.3$ mm, $L_4 = 75$ mm, $L_5 = 85$ mm 条件下, 选态后的 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态原子纯度达到 99%, 利用率为 58%, 工程应用较为理想; 通过开启双选态系统并对横向线圈和主线圈的电流调节, 可观测到脉泽信号的提升及其随线圈电流的变化, 验证了双选态系统的有效性. 后续将结合原子共振跃迁谱线质量和脉泽振荡参数开展进一步的双选态系统优化和改进, 为整机性能指标的持续提升打下基础.

参考文献

- [1] Kleppner D, Goldenberg H M, Ramsey N F 1962 *Phys. Rev.* **126** 603
- [2] Schmittberger B L, Scherer D R 2020 arXiv: 2004.09987 [atom-ph]
- [3] Litvinov D A, Rudenko V N, Alakoz A V, Bach U, Zakhvatkin M V 2018 *Phys. Lett. A* **382** 2192
- [4] Wu Z Q, Zhou S S, Hu X G, Liu L, Shuai T 2018 *GPS Solutions* **22** 43
- [5] Wang Z C, Liu Q H, Zheng X, Zhang J, Xie Y H, Deng T, Jiang J H, Zhang C, Wang L L, Liang Y 2022 *Acta Astron. Sin.* **63** 21 (in Chinese) [王志超, 刘庆会, 郑鑫, 谢勇辉, 邓涛, 蒋健华, 张超, 王玲, 梁悦 2022 天文学报 **63** 21]
- [6] Ashby N, Heavner T P, Jefferts S R, Parker T E, Radnaev A G, Dudin Y O 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 070802
- [7] Vanier J, Audoin C 1989 *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards* (Bristol: Hilger) pp491–499
- [8] Wang Y Q 1986 *Quantum Frequency Scale Principle* (Beijing: Science Press) pp403–421 (in Chinese) [王义遒 1986 量子频标原理 (北京: 科学出版社) 第403–421页]
- [9] Shinji U, Yasusada O 1983 *Jpn. J. Appl. Phys.* **22** 1009
- [10] Urabe S, Nakagiri K, Ohta Y, Kobayashi M, Saburi Y 1980 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **29** 304
- [11] Humphrey M A, Phillips D F, Walsworth R L 2000 *Phys. Rev. A* **62** 597
- [12] Boyko A I, Aleynikov M S 2014 *Meas. Tech.* **56** 1140
- [13] Mikhail A 2015 *Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium & the European Frequency and Time Forum* Denver, CO, USA, April 12–16, 2015 p480
- [14] Polyakov V, Belyaev A, Demidov A, Timofeev Y V 2018 *Meas. Tech.* **61** 784
- [15] Polyakov V, Timofeev Y, Demidov A 2021 *Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium* Electr Network, July 7–17, 2021 p2022-05-04
- [16] Morris R J 1964 *Phys. Rev.* **133** A740
- [17] Mattison E M, Vessot FC R, S Wei 1987 *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on* **34** 622
- [18] Wang Y Q 1981 *Acta Metrol. Sin.* **1** 44 (in Chinese) [王义遒 1981 计量学报 **1** 44]
- [19] Wang Y, Li J Q, Qiu S 2012 *J. Southeast Univ. (Nat. Sci. Ed.)* **42** 67 (in Chinese) [王勇, 李建清, 邱实 2012 东南大学学报 (自然科学版) **42** 67]
- [20] Xie Y H, Dai J Y, Lin C F 2009 *National Academic Conference on Time and Frequency* Chengdu, Sichuan, October 22–24, 2009 p87 (in Chinese) [谢勇辉, 戴家瑜, 林传富 2009 全国时间频率学术会议 四川成都, 10月22—24日, 2009年第87页]

Simulation analysis of hydrogen atomic clock double state-selection beam optical system*

Liang Yue¹⁾²⁾ Xie Yong-Hui^{1)†} Chen Peng-Fei¹⁾ Shuai Tao¹⁾
 Pei Yu-Xian¹⁾ Xu Hao-Tian¹⁾ Zhao Yang¹⁾ Xia Tian¹⁾
 Pan Xiao-Yan¹⁾ Zhang Peng-Jun¹⁾ Lin Chuan-Fu¹⁾

1) (*Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Science, Shanghai 200030, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Science, Beijing 100049, China*)

(Received 11 July 2022; revised manuscript received 7 August 2022)

Abstract

Hydrogen maser uses the transition frequency of hydrogen atom at hyperfine energy level of ground state to realize precise timing. It has excellent frequency stability, especially in medium- and short-term, and low frequency drift. It has been used as high-precision frequency standard in engineering fields such as time keeping, navigation, and very long baseline interferometry. Clock transition of hydrogen maser is the transition between states of $|F = 1, m_F = 0\rangle$ and $|F = 0, m_F = 0\rangle$. State selection is realized by state selection magnet, through which high energy atoms are converged and low energy atoms are dispersed. In conventional magnet state-selecting system, both atoms of $|F = 1, m_F = 0\rangle$ states, which are required for the maser transition, and useless atoms of $|F = 1, m_F = 1\rangle$ states are focused into storage bulb, which places restrictions on the medium- and long-term frequency stability performance of hydrogen maser. In order to further improve the quality of atomic transition spectral lines and the performance of hydrogen maser, double state-selection beam optical system which is based on the Majorana transition mode is constructed through calculations and simulations. In this work, we use Majorana method to invert atomic states. The magnetic field required for Majorana transition is established by using two coils with reverse current. The two coils are separated by 71 mm, and the coil axes are aligned with the direction of atomic beam. The other two pairs of transverse Helmholtz coils are separated by 22 mm in the center of the state reversal to adjust the zero point of magnetic field, which should coincide with the atomic beam to ensure a complete reversal of atomic polarity. The state reversal region is surrounded by four magnetic shields to reduce the influence of stray magnetic fields. Relationship between selected-state magnetic field gradient and distance of magnetic poles is analyzed by simulation, and trajectories of the atoms with high and low energy under different selected-state magnetic fields are calculated. The utilization and purity of high energy state atoms entering into bulb atoms are obtained. The purity of the selected $|F = 1, m_F = 0\rangle$ state atoms reaches 99% and the utilization rate is 58%. This is ideal for engineering applications. It effectively enhances the proportion of $|F = 1, m_F = 0\rangle$ state atoms entering into the atomic storage bulb and ensures the utilization of atoms. We verify the state-selection beam optical system experimentally. By turning on double state-selection system the maser signal can be enhanced. By adjusting the coil current of the double state-selection system, the maser signal varies with coil current, which verifies the effectiveness of double state-selection system.

Keywords: hydrogen atomic clock, double state-selection, beam optical system

PACS: 37.20.+j, 41.85.Ct, 41.85.Lc, 06.30.Ft

DOI: 10.7498/aps.72.20221363

* Project supported by the Chinese Academy of Sciences (Grant No. E1830510).

† Corresponding author. E-mail: xyh@shao.ac.cn



氢原子钟双选态束光学系统仿真分析

梁悦 谢勇辉 陈鹏飞 帅涛 裴雨贤 徐昊天 赵阳 夏天 潘晓燕 张朋军 林传富

Simulation analysis of hydrogen atomic clock double state-selection beam optical system

Liang Yue Xie Yong-Hui Chen Peng-Fei Shuai Tao Pei Yu-Xian Xu Hao-Tian Zhao Yang Xia Tian Pan Xiao-Yan Zhang Peng-Jun Lin Chuan-Fu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 013702 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221363

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221363>

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

原子钟噪声变化时改进的Kalman滤波时间尺度算法

An improved Kalman filter time scale algorithm for atomic clock noise variation

物理学报. 2020, 69(17): 170201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191920>

基于矢量像差理论的离轴反射光学系统初始结构设计

Initial configuration design of off-axis reflective optical system based on vector aberration theory

物理学报. 2019, 68(13): 134201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190299>

锶原子光晶格钟

Strontium optical lattice clock

物理学报. 2018, 67(16): 160604 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181097>

一种结合图像复原技术的自适应光学系统控制方法

A method of controlling adaptive optical system combined with image restoration technology

物理学报. 2020, 69(6): 068701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191536>

基于Zernike模型系数优化的椭球型窗口光学系统像差校正

Aberration correction for ellipsoidal window optical system based on Zernike mode coefficient optimization

物理学报. 2020, 69(24): 244203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200933>

多层嵌套掠入射光学系统研制及在轨性能评价

Development and in-orbit performance evaluation of multi-layered nested grazing incidence optics

物理学报. 2020, 69(3): 030702 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191446>