

文章编号: 1000-8349(2005)04-0379-04



光抽运铯束频率标准中散射光光频移的测量

张军海

(中国科学院 上海天文台, 上海 200030)

摘要: 介绍了光抽运铯束管的光频移测量的原理和结果, 并对结果进行了简要的分析, 估算了射入 Ramsey 腔的相应光强。产生散射光光频移的原因是抽运光和检测光通过漫反射进入微波腔的漂移区与铯原子相互作用所致。

关键词: 天文观测设备与技术; 光频移; 铯原子束频率标准; 光抽运
中图分类号: P127.1⁺2; TH714.1 **文献标识码:** A

1 前 言

激光抽运铯原子束频率标准作为时间频率基准^[1], 与传统磁选态频率标准相比, 有许多优越性: 简单的束光学结构、铯原子高效的利用率等。然而, 由于引入了激光与铯原子相互作用, 不可避免地带来了光频移, 光频移是指铯原子在外加光场的作用下, 通过 Ac Zeeman (stark) 效应, 引起原子能级的移动, 从而产生的频标输出频率的改变^[2]。光频移已成为影响光抽运铯原子束频率标准准确度和稳定度的主要因素。

2 测量原理

我们为提高光抽运铯束频标的稳定性, 开创性地设计了斜光抽运斜光检测光抽运铯原子束频率标准, 其铯束管如图 1 所示, 激光频率锁在铯原子饱和吸收谱的 D_2 线中 $F = 4$, $F' = 4$ 和 $F = 4$, $F' = 5$ 的交叉线上。铯原子束从铯炉喷射出来, 与同铯束成 66.5° 夹角的抽运激光相互作用, 由于 Doppler 效应, 在 100°C 条件下基态 $F = 4$ 之最可几速度的原子, 所感受的抽运激光的频率向低频方向移动 125.7 MHz , 正好对应于 $F = 4$, $F' = 4$ 跃迁谱线, 因此经过与激光的多次相互作用这些 $F = 4$ 的原子被抽运到 $F = 3$ 态; 这些 $F = 3$ 态的原子进入 Ramsey 腔与微波相互作用, 部分原子跃迁回基态 $F = 4$ 能级; 最后在检测区原子束与激光也

收稿日期: 2005-03-09; 修回日期: 2005-04-25

存在 66.5° 的夹角, 因此同样由于 Doppler 效应, 基态 $F = 4$ 之最可几速度的原子, 所感受的检测激光的频率向高频方向移动 125.7 MHz , 正好对应于 $F = 4$, $F' = 5$ 循环跃迁谱线, 因此这些 $F = 4$ 的原子被循环跃迁检测。而对于远离最可几速度的原子, 不能与检测激光相互作用, 因此也就对检测信号没有贡献^[3]。抽运激光和检测激光不仅要穿过束管上的光窗, 而且还要在充满铯蒸汽的区域传播, 这两种因素都会造成散射光光频移; 而束管中的铯原子自发辐射产生的荧光可以造成荧光光频移。

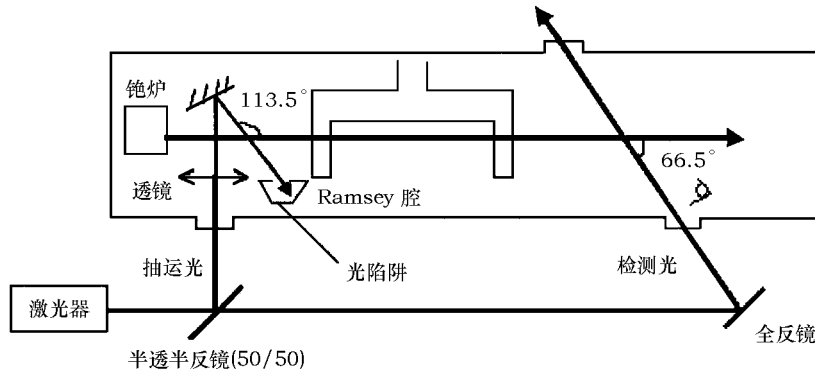


图 1 斜光检测光抽运铯原子束频率标准结构

我们只考虑原子与光场的电偶极相互作用, 由于 Ac Zeeman (stark) 效应, 原子基态能级移动的表达式为^[4]

$$\Delta w(u, \omega)_g = \frac{E^2}{4\hbar} |(\mu \cdot e)_{fg}|^2 \frac{\omega - \omega_{fg} - \mathbf{k} \cdot \mathbf{u}}{(\omega - \omega_{fg} - \mathbf{k} \cdot \mathbf{u})^2 + \left(\frac{\Gamma_{fg}}{2}\right)^2}, \quad (1)$$

式中 E 和 e 分别代表与原子相互作用的光波中电场强度和电场的单位向量, \mathbf{k} 表示光波的波矢量, ω 是光波对应的圆频率, μ 代表铯原子的感生电偶极矩, \mathbf{u} 是原子的速度, 下标 g 和 f 分别代表原子的基态和激发态, ω_{fg} 是原子从基态 g 跃迁到激发态 f 所对应的圆频率, Γ_{fg} 是原子的自然线宽, 假设 I_L 是光波的强度, 则根据电磁场理论有

$$E^2 = \frac{2I_L}{\varepsilon_0 c}. \quad (2)$$

$|(\mu \cdot e)|^2$ 用 Wigner-Eckart 理论和张量代数如下^[4]:

$$|(\mu \cdot e)|^2 = \left| \langle J_f I F_f M_f | \mu \cdot e | J_g I F_g M_g \rangle \right|^2 = (2F_f + 1)(2F_g + 1) \cdot \left| \sum q (-1)^q e_{-q} \begin{pmatrix} F_g & F_f & 1 \\ M_g & -M_f & q \end{pmatrix} \right|^2 \times \left\{ \begin{matrix} J_f & F_f & I \\ F_g & J_g & 1 \end{matrix} \right\}^2 \cdot |\mu_{fg}|^2. \quad (3)$$

此处用到了 $3-j$ 和 $6-j$ 符号, e_{-q} 是电场单位向量在球坐标的径向分量, $\mu_{fg} \equiv (J_f || \mu || J_g)$ 是电偶极矩对应的矩阵元, 谱线宽度 Γ_{fg} 与上能级寿命 τ 满足^[4]

$$\Gamma_{fg} \equiv \frac{1}{\tau} = \frac{\omega_{fg}^3}{3\pi\varepsilon_0 \hbar c^3} \cdot \frac{1}{2J_f + 1} \cdot |\mu_{fg}|^2. \quad (4)$$

对于铯原子 $\tau = 32.7 \text{ ns}$ [4]。

我们定义 $\Delta\Omega(u, \omega) \equiv \frac{\Delta w(u, \omega)}{\hbar}$ ，则 $\Delta\Omega(u, \omega)$ 代表原子跃迁频率的改变量，我们系统的微波频率锁在被方波调制的铯原子的跃迁谱线上，用 Ω_m 代表方波调制的频率 ($\Omega_m = 19 \text{ Hz}$)， Ω_d 、 Ω_0 分别代表原子实际跃迁频率和无干扰跃迁频率，则可以得到原子跃迁谱线频率移动 $\Delta\Omega(\omega) = \Omega_d - \Omega_0$ 满足表达式 [4]

$$\frac{\Delta\Omega(\omega)}{\Omega_0} = \frac{1}{\Omega_0} \cdot \frac{\int_0^\infty \left(\frac{\Delta\Omega(u, \omega)}{u} \right) \rho(u) \sin\left(\frac{\Omega_m L}{u}\right) \sin^2\left(\frac{2bl}{u}\right) du}{\int_0^\infty \left(\frac{1}{u} \right) \rho(u) \sin\left(\frac{\Omega_m L}{u}\right) \sin^2\left(\frac{2bl}{u}\right) du}, \quad (5)$$

此处 u 是原子速度， L 和 l 分别代表 Ramsey 腔中漂移区和相互作用区的长度， b 是磁偶极矩与微波相互作用的幅度 (以圆频率为单位)。当我们的实验系统在最佳微波功率条件下时则有： $L = 0.168 \text{ m}$ ， $l = 0.014 \text{ m}$ ， $2b = 29 \text{ krad/s}$ ， $\Omega_0 = 9192631770 \text{ Hz}$ 。 $\rho(u)$ 是铯原子束速度分布，有 [3]

$$\rho(u) = \rho_0 e^{-4 \ln^2((u-u_0)^2/\Delta u_0^2)}. \quad (6)$$

式中 ρ_0 是归一化常数， u_0 是原子的最可几速度， Δu 是由于激光线宽所对应的有效原子速度宽度。

3 试验结果和分析

在我们的实验系统中，铯炉温度为 $100 \text{ }^\circ\text{C}$ 左右，炉温抖动小于 $0.1 \text{ }^\circ\text{C}$ ，铯原子束频率标准的千秒级稳定度为 2×10^{-12} ，天稳定度为 4.1×10^{-13} 。我们通过改变入射激光功率的办法来测量散射光光频移，测量结果如图 2、图 3 所示，每一点的测量时间大于 1000 s 。

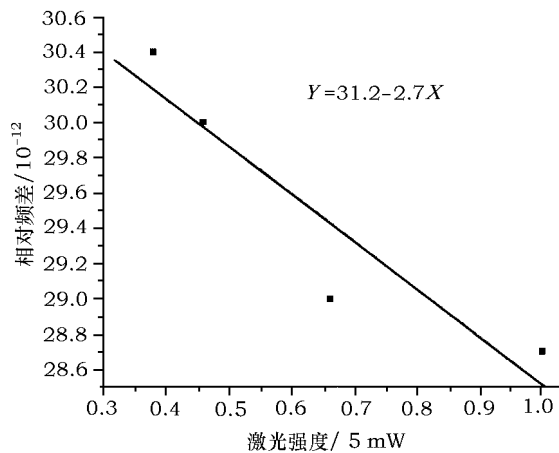


图 2 抽运区散射光引起的光频移与抽运光功率的关系

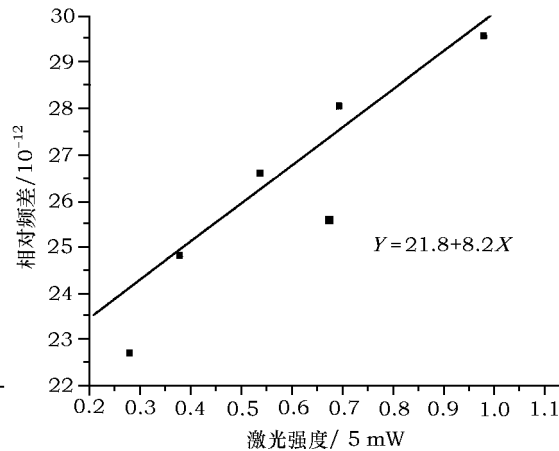


图 3 检测区散射光光频移与检测光功率的关系

由图 2, 我们可以得到抽运区散射光频移与光强的关系; 由于测量检测区散射光频移的数据里包括了荧光光频移, 其荧光光频移的大小为 2.7×10^{-12} [5], 因此我们得到在 5 mW 激光功率的条件下, 检测区散射光光频移的大小为 5.5×10^{-12} ; 我们用公式 (1) 和 (5) 把得到的光频移转化成进入 Ramsey 腔的光强如表 1 所示。

表 1 散射光光频移实验数据和相应的等效光强

	光频移试验测量数据 /mW	等效射入 Ramsey 腔的光强 /W·m ⁻²
光抽运区	-5.4×10^{-13}	1.07×10^{-5}
光检测区	1.1×10^{-12}	0.68×10^{-5}

通过试验测量, 我们发现抽运区散射光光频移的等效光强比检测区散射光光频移的等效光强大 1 倍, 这可能是因为在我们的系统中抽运区存在光学镜片的原因。如果能减小杂散光的强度, 如在光路中适当地增加光栏, 选用高反射系数的反射镜等, 则散射光光频移能显著降低。这些工作可以为以后铯束管的设计提供必要的实验参考。

4 结 论

综上所述, 我们通过改变抽运光和检测光的功率测得了斜光抽运斜光检测铯束频标的散射光光频移, 并把其转化成射入 Ramsey 腔的光强, 最后给出了减小散射光光频移的几点建议。

致谢 感谢北京大学王义遒教授和杨东海教授对本文工作的大力支持。

参考文献:

- [1] Drullinger R E, Shirley J H, Glaze D J *et al.* In: Marchi A D ed. Proc. Frequency Standards and Metrology, Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1989: 116
- [2] 陈景标. 博士论文, 北京: 北京大学, 1998: 60
- [3] Yang D H, Wang Y Q. Jpn. J. Appl. Phys., 1994, 33: 1674
- [4] Ohshima S, Nakadan Y, Ikegami T *et al.* IEEE Trans. Instrum. Meas., 1991, 40: 1003
- [5] 张军海. 博士论文, 北京: 北京大学, 2004: 68

Evaluation of the Stay Light Frequency Shift in a Cesium Beam Frequency Standard With Sharp Angle Incident Pumping and Detecting Laser

ZHANG Jun-hai

(Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China)

Abstract: In this paper the light frequency shift of an optically pumped Cs beam frequency standard is reported and analyzed. The cause for the stay light frequency shift is discussed: interaction between the stay light coming from pumping and detecting laser and atom in the microwave cavity.

Key words: astronomical facilities and technique; light frequency shift; cesium beam frequency standard; optically pump