

文章编号: 1000-8349(2006)03-0277-08



光抽运铯原子束频标的二级多普勒频移研究

张军海

(中国科学院 上海天文台, 上海 200030)

摘要: 结合光抽运铯束频标的具体结构, 论证了用余弦傅里叶逆变换的方法推导原子速度分布的可行性; 用该理论对实验系统测量的 Ramsey 花样进行了分析, 得到铯束管中有效原子真实的速度分布, 该速度分布与铯束管的具体结构对速度的要求相一致; 通过速度分布精确计算了影响光抽运铯束频标准确度的重要因素——二级多普勒频移, 其大小为 -3.5×10^{-13} 。

关键词: 天文观测设备与技术; 铯原子束频率标准; 余弦傅里叶逆变换; 二级多普勒频移, 光抽运

中图分类号: TH714.1⁺⁴ **文献标识码:** A

1 前 言

速度分布作为原子束的一个参数直接影响原子的荧光光谱、能级跃迁、多普勒 (Doppler) 效应等, 因此测量原子束的速度分布在光谱学和原子物理中具有重要的意义。许多科学工作者对原子束的速度分布进行了理论和实验的研究^[1~4]。我们知道影响光抽运铯束频标最严重的误差是腔相移和二级多普勒频移。腔相移可以通过改造 Ramsey 腔的办法对其作准确的修正, 但起源于相对论效应的二级多普勒频移却不可避免。人们只能对其进行修正, 以减小二级多普勒频移对铯束频标的影响, 这已成为铯原子束频标研究领域中的重要课题。要计算铯束频标的二级多普勒频移必须准确地知道原子束的有效原子速度分布。我们知道, Ramsey 花样是原子的跃迁几率与速度分布的乘积, 因此可以从得到的 Ramsey 花样反推出有效原子的速度分布。这种方法的关键在于采取何种计算来得到有效原子速度分布。20 世纪后期美国 NIST 的 Shirley 等人, 发展了一种新的计算方法, 他们从原子的 Ramsey 微波频谱出发, 经余弦傅里叶逆变换得到有效原子速度分布^[8,9], 这种方法得到的速度分布的误差小于 1%, 已经用此方法对 NIST-7 的二级多普勒频移进行了修正, 其对准确度的影响为 -3×10^{-13} , 对稳定度的影响为 1×10^{-15} 。

收稿日期: 2005-04-25; 修回日期: 2005-10-09

2 理论分析

我们知道, 原子与微波相互作用能使原子产生跃迁, 其跃迁几率可以通过解薛定谔方程精确得到。分离振荡场中原子经过与微波的两次相互作用处在高能级的几率为^[5,10]:

$$P_{mn}(2\tau + T) = 4 \sin^2 \theta \sin^2 \frac{1}{2} a \tau \left[\cos \frac{1}{2} \lambda T \cos \frac{1}{2} a \tau - \cos \theta \sin \frac{1}{2} \lambda T \sin \frac{1}{2} a \tau \right]^2, \quad (1)$$

式中 $\lambda = \omega_0 - \omega$; $\cos \theta = \frac{\omega_0 - \omega}{a}$; $\sin \theta = \frac{-2b}{a}$; $a = [(\omega_0 - \omega)^2 + (2b)^2]^{1/2}$; m 和 n 分别代表原子基态的下能级和上能级; ω_0 代表原子跃迁的圆频率; ω 是注入 Ramsey 腔的微波圆频率; $b = \mu H / \hbar$ 是磁偶极矩与微波磁场相互作用的幅值 (其单位是角频率), 它与微波功率有关, 其中 H 是微波场的磁场振幅, μ 是磁偶极跃迁矩阵元, \hbar 是普朗克常数, 在炉温为 100°C 、最佳微波功率的条件下 $2b = 28930 \text{ rad/s}$; $\tau = \frac{l}{u}$, $T = \frac{L}{u}$, l 和 L 分别代表相互区和漂移区的长度, u 是原子的速度。

由于原子束中的原子存在速度分布, 观察到的 Ramsey 花样是对速度取平均的结果, 即:

$$\langle P_{mn}(2\tau + T) \rangle = \int_0^\infty \rho(u) P_{mn}(2\tau + T) du \quad (2)$$

其中: $\rho(u)$ 是速度分布:

$$\rho(u) = \rho_0 e^{-4 \ln 2 \left(\frac{u-264}{54} \right)^2} \quad (3)$$

我们先讨论余弦傅里叶逆变换得到有效原子速度分布对斜光检测系统的可行性, 假设系统的速度分布满足方程 (3), 则可以得到方程 (2) 的图形, 如图 1 所示。

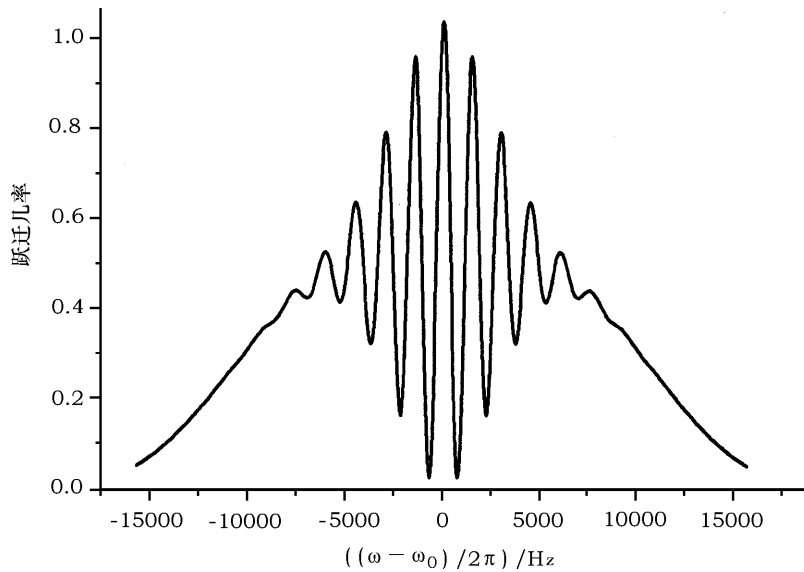


图 1 在最佳微波功率的条件下 Ramsey 腔中微波频率的失谐与跃迁几率的关系 (两振荡场同相位)

我们知道表达式 (1) 中两个振荡场是同相位的, 如果两个振荡场的相位差为 π , 则跃迁几率变为:

$$P_{mn}(2\tau + T)_\pi = 4 \sin^2 \theta \sin^2 \frac{1}{2} a\tau \left[\cos \frac{1}{2} (\lambda T - \pi) \cos \frac{1}{2} a\tau - \cos \theta \sin \frac{1}{2} (\lambda T - \pi) \sin \frac{1}{2} a\tau \right]^2, \quad (4)$$

同样在相位差为 π 的条件下所能观察到的 Ramsey 花样表达式为:

$$\langle P_{mn}(2\tau + T)_\pi \rangle = \int_0^\infty \rho(u) P_{mn}(2\tau + T)_\pi du, \quad (5)$$

同样可以根据表达式 (5) 作图, 如图 2 所示. 将表达式 (2) 与 (5) 取平均, 即可以得到 Rabi 台,

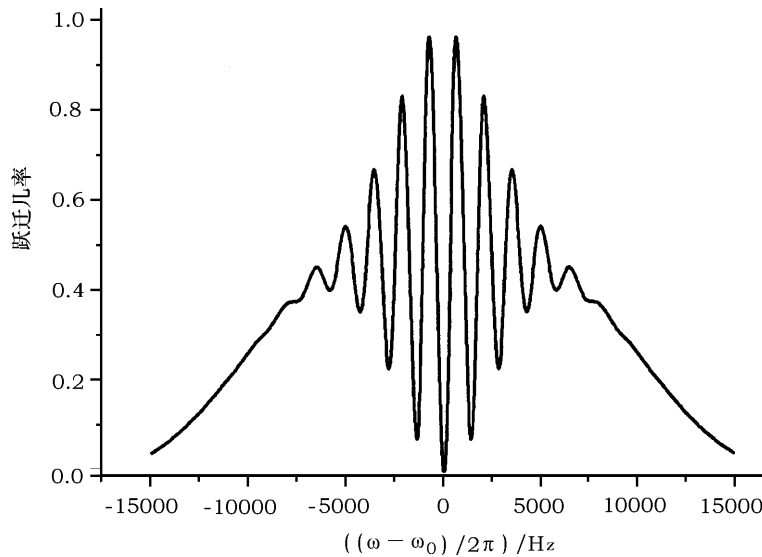


图 2 在最佳微波功率的条件下 Ramsey 腔中微波频率的失谐与跃迁几率的关系 (两振荡场相位差 π)

$$\langle P_{\text{Rabi}} \rangle = \int_0^\infty 2\rho(u) \sin^2 \theta \sin^2 \left(\frac{1}{2} a\tau \right) \left[\cos^2 \left(\frac{1}{2} a\tau \right) + \cos^2 \theta \cdot \sin^2 \left(\frac{1}{2} a\tau \right) \right] du.$$

在近共振条件 $|\omega - \omega_0| \ll 2b$ 下得:

$$\langle P_{\text{Rabi}} \rangle = \int_0^\infty \frac{1}{2} \rho(u) \sin^2(a\tau) du. \quad (6)$$

Rabi 台与微波失谐的关系如图 3 所示. Rabi 台与相互作用区的长度有关. 是铯束频标固有的一个参量.

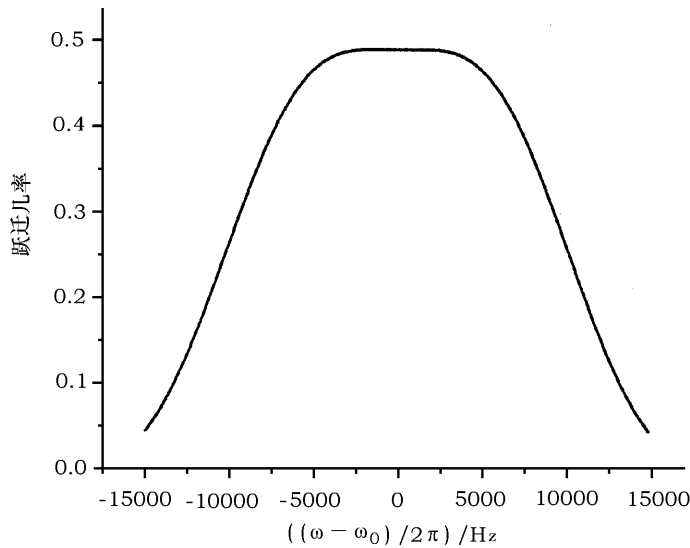


图 3 在最佳微波功率的条件下的 Rabi 台花样

如果我们把频域范围内的 Rabi 台花样看成一个方波的话, 它等效于时域内的几个正弦波的叠加, 直接进行速度变换将直接导致原子速度空间的双峰甚至多峰的分布, 因此我们必须从 Ramsey 花样中扣除 Rabi 台的影响:

$$\langle R(\lambda) \rangle = \int_0^{\infty} 2\rho(u) \sin \theta \sin^2 \left(\frac{1}{2} a\tau \right) \left[\cos(\lambda T) \cos^2 \left(\frac{1}{2} a\tau \right) - \cos(\lambda T) \cos^2 \theta \sin^2 \left(\frac{1}{2} a\tau \right) - \cos \theta \sin(\lambda T) \sin(a\tau) \right] du .$$

在近共振条件下:

$$\langle R(\lambda) \rangle = \int_0^{\infty} \frac{1}{2} \rho(u) \sin^2(a\tau) \cos(\lambda T) du . \quad (7)$$

纯 Ramsey 花样表达式 (7) 如图 4 所示. 对 (7) 式求傅里叶逆变换可得:

$$\rho(u) = u^{-2} \times \frac{1}{\sin^2(a\tau)} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle R(\lambda) \rangle \cos(\lambda T) d\lambda . \quad (8)$$

考虑到我们系统的 C 场方向与原子的速度方向垂直, 需对表达式 (8) 进行垂直修正^[9]:

$$\rho(u) = u^{-2} \times \frac{1}{\sin^2(a\tau)} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle R(\lambda) \rangle \cos(\lambda T + h\tau) [1 - (l/L)(h + b\tau h')] d\lambda . \quad (9)$$

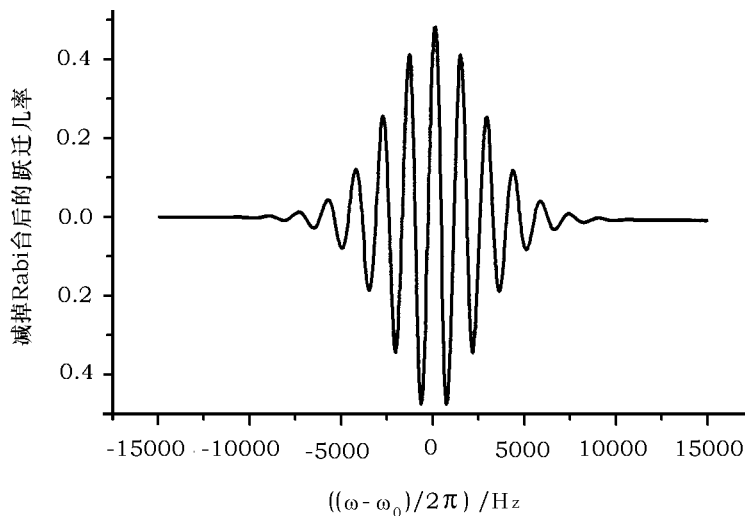


图4 在最佳微波功率的条件下纯 Ramsey 花样

其中: $h(b\tau) = \tan(b\tau)/b\tau$; h' 是 h 对时间的微商; 表达式 (9) 表示了从 Ramsey 花样得到的速度分布, 将表达式 (9) 与原始的速度分布进行比较如图 5 所示。

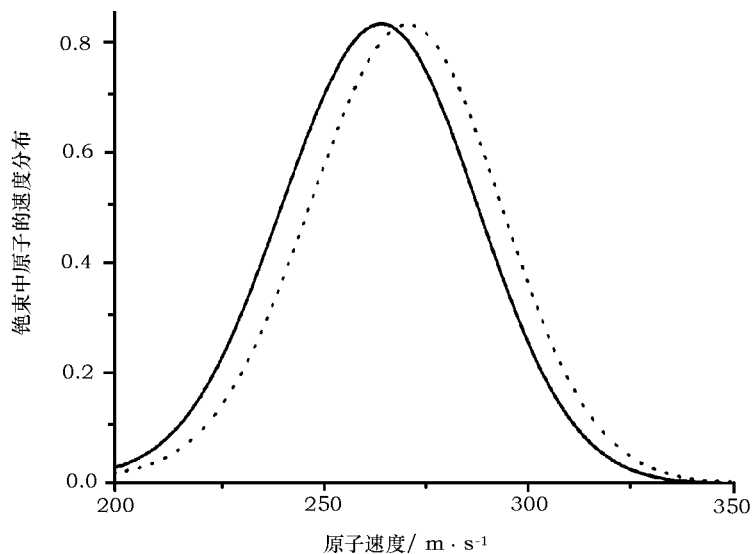


图5 用 Ramsey 余弦逆变换得到的速度分布与原始速度分布比较

实线代表变换后的结果, 虚线代表原始速度分布 (为了比较原始速度分布向高速方向平移了 4m/s)

图 5 显示在我们的斜光抽运斜光检测的光抽运铯束频标中, 从余弦傅里叶逆变换得到的有效原子速度分布与理论所给的原始速度分布重合得非常好, 因此可以用这个办法计算出系统的有效速度分布。

我们用余弦逆变换的方法成功处理了在小型铯束管上观察到的有效原子速度呈现双峰分布的现象, 并对其进行了合理的解释^[11]。

3 计算斜光抽运斜光检测铯束频标系统的有效原子速度分布

首先我们从 Ramsey 花样出发, 得到去掉 Rabi 台的 Ramsey 花样。如图 6 所示。把公式 (9) 写成离散形式:

$$\rho(u) = u^{-2} \times \frac{1}{\sin^2(a\tau)} \sum_{\lambda} \langle R(\lambda) \rangle \cos(\lambda T + h\tau) [1 - (l/L)(h + b\tau h')] \times \Delta\lambda, \quad (10)$$

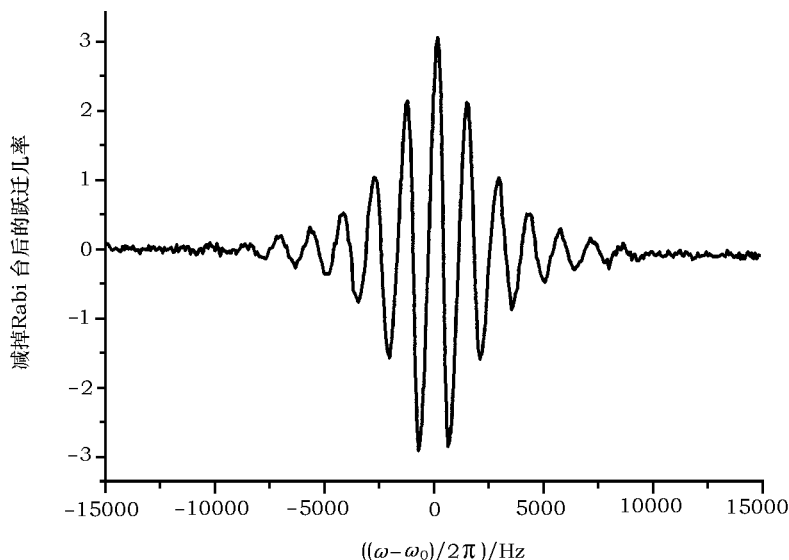


图 6 去掉 Rabi 台后的纯 Ramsey 花样

把图 6 的实验点代入上式可以得到有效原子的速度分布, 如图 7 所示。

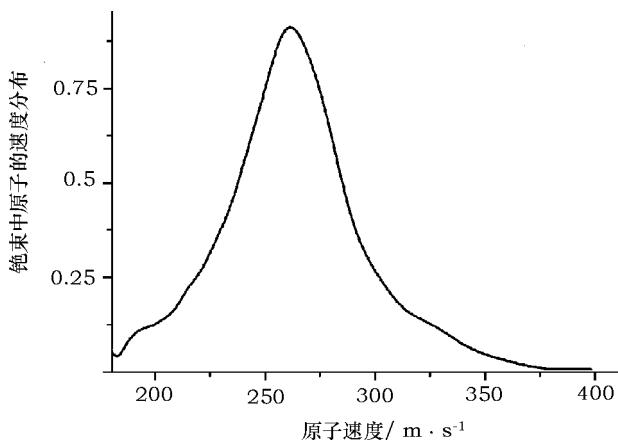


图 7 用 Ramsey 余弦逆变换得到的速度分布

图 7 表示斜光检测铯束频标系统中真实的有效原子速度分布, 其最大值位于速度 $u = 260$ m/s 处, 表明我们的检测光实际上与原子束的夹角为 65.8° , 这与我们的铯束管结构相吻合。速度分布的线宽为 55 m/s, 也与我们所使用的激光器基本一致。

4 二级多普勒频移的修正

二级多普勒频移是一种相对论效应, 在实验中是无法避免的, 只能通过精确的计算对它进行修正。在方波调制情况下, 从铯束速度分布出发, 可以计算出二级多普勒频移为 [6]:

$$\frac{\Delta\omega_D}{\omega_0} = -\frac{1}{2c^2} \frac{\int_0^\infty \rho(u) \sin^2(2b\tau) \sin(\omega_m T) du}{\int_0^\infty (1/u^2) \rho(u) \sin^2(2b\tau) \sin(\omega_m T) du} \quad (11)$$

上式中 $\rho(u)$ 是如图 (7) 所示由试验测得的有效原子速度分布; ω_m 是慢方波调制的幅度, 系统中 $\omega_m = 340 \text{ Hz} \times 2\pi$; 其他参量同上。我们把相应的参量代入 (11) 式计算出斜光抽运斜光检测铯原子束频标的二级多普勒频移为 -3.5×10^{-13} 。该结果与国外报道的二级多普勒频移为同一量级 [13,14], 这个值可以真实反映系统的二级多普勒频移。按照 NIST-7 的计算, 速度分布实验值与真实值之间可能存在误差, 因此二级多普勒频移带来的对稳定度的影响为准确度的 0.2% [13], 对于我们的系统二级多普勒频移的不确定度为 1×10^{-15} , 完全可以忽略。

5 总 结

本文用余弦傅里叶逆变换的办法对我们铯束频标系统的等效原子速度分布进行了讨论, 试验测得的等效原子速度分布符合我们铯束管的光学结构及激光器特点; 并且用该速度分布计算出我们系统的二级多普勒频移对准确度和稳定度的影响分别是: -3.5×10^{-13} 和 1×10^{-15} 。

致谢 感谢北京大学王义道教授、杨东海教授和陈景标博士关于速度分布和二级多普勒频移的讨论。

参考文献:

- [1] Chen Xuzong. Shanghai international Symposium on Quantum Optics, 1992, 367
- [2] Chen Jingbiao. Chinese Journal of Lasers, 2001, 10: 343
- [3] 孔羽飞. 中国激光, 1994, 21: 16
- [4] Daams H. IEEE Trans. Instrum. Meas, 1974, 23: 509
- [5] 王义道. 量子频标原理, 北京: 科学出版社, 1986
- [6] Vanier J. The quantum physics of atomic frequency standards, IOP Publishing Ltd Techno House, 1989
- [7] Chen Xuzong. Chinese Journal of Lasers, 1992, 1: 509
- [8] Shirley Jon H. 43rd Annual Symposium on Frequency Control, 1989, 162
- [9] Shirley Jon H. IEEE Trans. Instrum. Meas, 1997, 46: 117
- [10] Ramsey N F. MOLECULAR BEAM, Oxford: Oxford University Press, 1956
- [11] Zhang Junhai. IEEE Trans on UFFC, 2003, 50: 1210
- [12] 杨珏. Mathematics 应用指南, 北京: 人民邮电出版社, 2000

[13] Shirley J. H. Metrologia, 2001, 38: 427

[14] Makdissi A. Metrologia, 2001, 38: 409

Researching of the Second-order Doppler Frequency Shift in Optically Pumped Cesium Frequency Standard

Zhang Jun-hai

(Shanghai Astronomical observatory, Chinese Academy of Science, Shanghai 200030, China)

Abstract: In this paper, it is demonstrated that the Cosine Fourier transform method is effective at researching the distribution of atomic velocity. Then we have analyzed the Ramsey pattern in our optically pumped Cesium beam frequency standard and obtained the velocity distribution of Cesium atom. This distribution accords with the theoretical construction of the Cesium beam tube. The Second-order Doppler frequency shift is calculated accurately by the known velocity distribution and the resulting overall accuracy of the standard is estimated to be -3.5×10^{-13} .

Key words: astronomical facilities and technique; Cesium beam frequency standard; the cosine Fourier transform; the Second-order Doppler Frequency Shift; optical pumping

* * * * *

《天文学进展》2007 年征订启事

《天文学进展》2007 年征订事宜委托天津市全国非邮发报刊联订服务部全权办理。刊物为季刊，每年的 3、6、9、12 月下旬出版，每期定价 25 元，全年 100 元 (含邮寄费和包装费)。凡需订阅者请将订刊款通过邮局或银行直接按以下地址汇出即可：

邮政编码: 300385

地 址: 天津市大寺泉集北里别墅 17 号

户头全称: 天津市河西区联合征订服务部

帐 号: 605248-1046196

开户银行: 工商银行天津市尖山分理处

电 话: (022) 23973378; (022) 23962479

传 真: (022) 23973378

网 址: www.lhzd.com

E - mail: lhzd@public.tpt.tj.cn

汇款时请在汇款单上注明“订阅 2007 年《天文学进展》(编号 5155)”字样及订阅份数、订户名称、收件人姓名、地址、邮政编码。联合征订部收到订刊款后即会奉上发票。本编辑部在刊物出版时即及时奉寄，并为订户负责。

凡通过其他渠道订阅本刊者，如有延误或寄失，本编辑部概不负责，敬请谅解。

欢迎订阅，谢谢支持！

《天文学进展》编辑部

2006 年 9 月