

# 铯原子汽室中光学厚度的实验测量与精确模拟

郭苗军 武晋泽 黄静波 王红丽 周海涛 郜江瑞 张俊香

(山西大学光电研究所,量子光学与光量子器件国家重点实验室,山西太原 030006)

**摘要** 对铯原子汽室中不同能级和不同温度的原子在不同光强和不同偏振光作用下的光学厚度进行了实验测量。理论上通过建立每个塞曼子能级的速率方程,利用龙格-库塔算法求得了布居数随时间演化的数值解,从而得到了依赖于时间的吸收系数。考虑到原子热运动以及光束束宽对光学厚度的影响,利用数值积分得到了原子共振频率附近的平均吸收系数,进而利用比尔法对光通过铯原子汽室的透射曲线进行了精确的拟合,最终得到了实验系统中原子汽室光学厚度的精确值。理论分析和实验结果表明,随着温度的升高,光学厚度迅速增大;随着光强的增加,光学厚度略有变小。

**关键词** 原子与分子物理;光学厚度;吸收系数;透射曲线;比尔法则

**中图分类号** O431.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.1002001

## Experimental Measurements and Accurate Simulation of the Optical Thickness of the Cesium Atom Vapor

Guo Miaojun Wu Jinze Huang Jingbo Wang Hongli Zhou Haitao  
Gao Jiangrui Zhang Junxiang

(State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China)

**Abstract** The experimental measurements of the optical thickness of the cesium atom vapor interacting with the lights of different intensities and polarizations at different energy levels and temperatures are demonstrated. The rate equations of each Zeeman sublevels are established theoretically and the numerical solution of time-dependent absorption coefficients is obtained by solving the rate equations with Runge-Kutta methods. The average absorption coefficients at resonant frequency can be calculated by numerical integration because of the effects of the thermal motion of atoms and beam width. The fitting of transmission spectrum of the cesium vapor cell is carried out accurately by using the Beer's law and then the accurate values of the optical thickness of the cesium atom vapor are obtained finally. Theoretical analysis and experimental result show that higher temperatures lead to larger optical thickness while higher optical intensities result in smaller optical thickness.

**Key words** atomic and molecular physics; optical thickness; absorption coefficients; transmission; Beer's law

**OCIS codes** 020.1335; 020.2930; 300.1030

## 1 引言

光学厚度定义为光在传输路径上被散射或吸收的比率,用来表征介质的透明度。对于同一介质,不

同频率的光具有不同的光学厚度。光学厚度作为一个重要指标用来衡量光在介质中的传播,在很多领域都有广泛的应用,如大气物理学、天体物理学、微

**收稿日期**: 2013-05-07; **收到修改稿日期**: 2013-05-24

**基金项目**: 国家自然科学基金(11274210, 61108003)、国家重大科学研究计划(2010CB923102)、国家自然科学基金创新群体项目(61121064)

**作者简介**: 郭苗军(1985—),男,博士研究生,主要从事量子光学与激光光谱方面的研究。E-mail: guomiaojun85@sina.com

**导师简介**: 张俊香(1966—),女,教授,博士生导师,主要从事量子光学、原子物理、激光光谱等方面的研究。

E-mail: junxiang@sxu.edu.cn(通信联系人)

本文电子版彩色效果请详见中国光学期刊网 www.opticsjournal.net

波探测等。在大气物理学中,大气气溶胶光学厚度是表征大气混浊程度的一个物理量,在科研和实际应用中具有重要的意义<sup>[1]</sup>。一直以来,国内外的很多研究都集中在大气气溶胶光学厚度上<sup>[2-5]</sup>。实践中存在很多测量光学厚度的方法,特别是随着航天技术的发展,星载微波辐射计为实现大尺度的光学厚度提供了有效途径<sup>[6]</sup>。

光学厚度不仅在大气物理学中有重要的应用,而且也是量子光学实验中的一个重要参数。在冷原子系统中,光学厚度对量子纠缠和光子态的存储有很大的影响,理论计算表明光学厚度大于 100 时,量子存储效率接近于 1<sup>[7]</sup>。在冷原子减光速实验中,当光学厚度大于 60 时,带宽延时乘积能超过 3<sup>[8]</sup>。在与四波混频有关的热原子实验中,当铯原子汽室温度大于 70 °C 时(光学厚度大于 25),产生的四波混频信号光的效率大于 40%<sup>[9]</sup>。在与量子光学有关的原子气体实验中,大的光学厚度在非线性量子光学领域有广泛应用,比如,单光子源、单光子开关、原子自旋压缩等<sup>[10-11]</sup>。这些都表明光学厚度在量子网络和量子信息处理中是非常关键的。

通常实验上,可以通过测量光透过原子汽室的透射曲线,然后利用比尔法则<sup>[12]</sup>求出原子汽室的光学厚度。但是在原子汽室的温度较高、输入光强较弱的情况下,测到的透射曲线在原子共振频率附近的光强为零,已不能真实反映原子对光的吸收情况,因而不能直接通过比尔法则得到原子汽室的光学厚度。与此同时,对于不同能级和不同温度的原子在不同光强和不同偏振光作用下的光学厚度的差异通过比尔法则也很难同时体现。因此,本文从理论上,通过速率方程求得原子在不同光强和不同偏振光作用下,处于不同超精细和塞曼(Zeeman)子能级的布居数,从而得到原子共振频率附近的吸收系数。然后利用比尔法则拟合出光通过原子汽室的透射曲线,进而得到原子汽室在具体作用光和作用能级参数下的光学厚度。这一工作对于进一步研究光与原子相互作用的一系列相干效应及其应用有具体参考价值。

## 2 理论分析

相对于原子共振频率失谐为  $\Delta$  的光通过长度为  $L$  的原子系统后,其透射特性由比尔法则<sup>[12]</sup>来描述:

$$I(\Delta, L) = I(\Delta, 0) \exp[-\tau(\Delta)] = I(\Delta, 0) \exp[-\alpha(\Delta)L], \quad (1)$$

式中  $I(\Delta, L)$  为光通过原子系统后的透射光强,  $I(\Delta, 0)$  为入射光强,  $\tau(\Delta)$  为光学厚度,  $\alpha(\Delta)$  为吸收系数。从(1)式可以看出,求得光学厚度的关键是要找出吸收系数  $\alpha(\Delta)$  与频率失谐  $\Delta$  的依赖关系。对于一个简单二能级原子系统,吸收系数可以表示为<sup>[12]</sup>

$$\alpha(\Delta) = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{N_a - N_b}{1 + 4(\Delta/\Gamma)^2}, \quad (2)$$

式中  $\lambda$  为光的波长,  $\Gamma$  为上能级的自发衰减率,  $N_a$  和  $N_b$  分别为处于基态和激发态的原子数密度,总原子数密度  $N = N_a + N_b$ 。

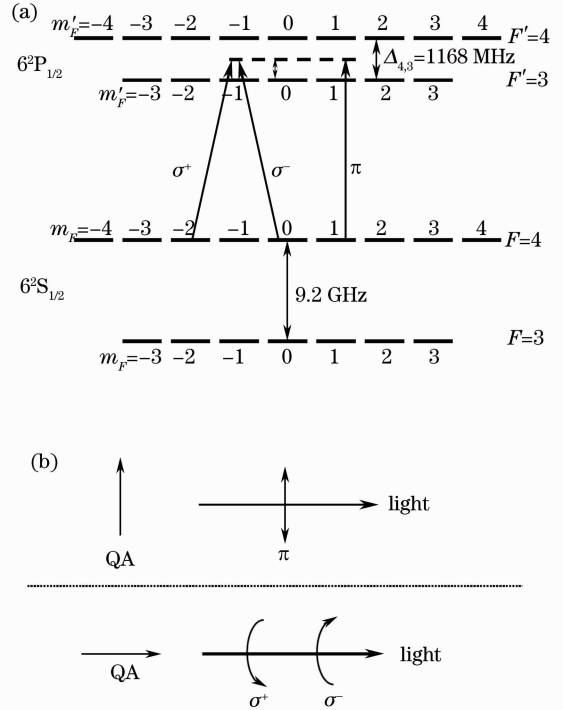


图 1 (a) 铯原子 D1 线能级图; (b) 光的偏振与量子化轴的取向

Fig. 1 (a) Energy levels of cesium D1 line;

(b) polarization configurations and the quantization axis

针对一束光通过铯原子汽室后的透射情况进行分析。图 1(a)是<sup>133</sup>Cs D1 线的能级图,基态有两个超精细能级  $F = 3$  和  $F = 4$ ,相应的磁量子数用  $m_F$  表示;激发态有两个超精细能级  $F' = 3$  和  $F' = 4$ ,相应的磁量子数用  $m'_F$  表示。基态和激发态一共有 32 个塞曼子能级。其中当  $m'_F = m_F$  时,对应  $\pi$  跃迁;当  $m'_F = m_F + 1$  时,对应  $\sigma^+$  跃迁;当  $m'_F = m_F - 1$  时,对应  $\sigma^-$  跃迁。图 1(b) 左边的箭头表示选择的量子化轴(QA)的方向,右边的箭头表示光的传播方向和偏振方向。当 QA 的方向与光的传播方向垂直,并且与光的偏振方向平行时,对应于图 1(a)中的  $\pi$  跃迁;当 QA 的方向沿着光的传播方向时,用左旋光作用于原子,对应于图 1(a)中的  $\sigma^+$  跃迁;用右旋光作

用于原子,对应于图 1(a)中的  $\sigma^-$  跃迁。不管选择什么偏振光与原子相互作用,只要满足跃迁选择定则,就可以把原子对光的吸收看成若干个简单二能级原子对光的吸收的叠加。于是,原子对光的吸收系数可以表示为

$$\alpha(\Delta) = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \sum_{F'=F-1}^{F'=F+1} \sum_{m_F=-F}^{m_F=F} \frac{N_{F,m_F} - N'_{F',m_F+q}}{1 + 4(\Delta'/\Gamma)^2}, \quad (3)$$

式中  $N_{F,m_F}$  为基态塞曼子能级的粒子数密度,  $N'_{F',m_F'}$  为激发态塞曼子能级的粒子数密度,它们满足  $\sum_{F'=F-1}^{F'=F+1} \sum_{m_F=-F}^{m_F=F} N_{F,m_F} + N'_{F',m_F'} = N; q = 0, \pm 1$ ; 光的偏振为  $\pi$  偏振时,  $q = 0$ ; 光的偏振为  $\sigma^+$  偏振和  $\sigma^-$  偏振

时,  $q = 1, -1$ 。  $F' = 3$  时,  $\Delta' = \Delta$ ; 当  $F' = 4$  时,  $\Delta' = \Delta - \Delta_{1,3}$ , 其中  $h\Delta_{1,3}$  是激发态两个超精细能级间的间隔。

从(3)式可以看出只要知道每个塞曼子能级的粒子数密度,吸收系数  $\alpha(\Delta)$  与频率失谐  $\Delta$  的依赖关系即可知道。下面利用速率方程来求解每个塞曼子能级的布居数,然后乘以总的粒子数密度  $N$ , 便可以得到每个塞曼子能级的粒子数密度。用  $P_{F,m_F}$  和  $Q_{F',m_F'}$  来表示每个塞曼子能级的布居数,它们对应于密度矩阵的对角元  $\rho_{F,m_F,F,m_F}$  和  $\rho_{F',m_F',F',m_F'}$ 。考虑多普勒效应后,  $F = 4$  的 9 个塞曼子能级满足速率方程<sup>[13]</sup>

$$\frac{dP_{F,m_F}}{dt} = - \sum_{F'=F-1}^{F'=F+1} R_{F',m_F}^{F',m_F+q} \frac{\Omega^2}{\Gamma} \frac{P_{F,m_F} - Q_{F',m_F+q}}{1 + 4[(\Delta' + kv)/\Gamma]^2} + \sum_{m_F'=m_F-1}^{m_F'=m_F+1} \sum_{F'=F-1}^{F'=F+1} R_{F',m_F'}^{F',m_F'} \Gamma Q_{F',m_F'}. \quad (4)$$

$F=3$  的 7 个塞曼子能级满足速率方程

$$\frac{dP_{F,m_F}}{dt} = \sum_{m_F'=m_F-1}^{m_F'=m_F+1} \sum_{F'=F-1}^{F'=F+1} R_{F',m_F'}^{F',m_F'} \Gamma Q_{F',m_F'}. \quad (5)$$

在(5)式中没有类似于(4)式中的吸收和受激辐射项,这是由于基态的两个超精细能级分裂很大( $^{133}\text{Cs } 6^2S_{1/2}$  态的超精细分裂为  $2\pi \times 9.2 \text{ GHz}$ ), 光相对于这些能级跃迁失谐很大,因此只能通过激发态自发辐射来增加布居数。

最后,激发态的 16 个塞曼子能级满足速率方程

$$\begin{aligned} \frac{dQ_{F',m_F'}}{dt} = & \sum_{F'=F-1}^{F'=F+1} R_{F',m_F'}^{F',m_F'+q} \frac{\Omega^2}{\Gamma} \frac{P_{F,m_F-q} - Q_{F',m_F'}}{1 + 4[(\Delta' + kv)/\Gamma]^2} - \sum_{m_F'=m_F'-1}^{m_F'=m_F'+1} \sum_{F'=F-1}^{F'=F+1} R_{F',m_F'}^{F',m_F'} \Gamma Q_{F',m_F'} = \\ & \sum_{F'=F-1}^{F'=F+1} R_{F',m_F'}^{F',m_F'-q} \frac{\Omega^2}{\Gamma} \frac{P_{F,m_F-q} - Q_{F',m_F'}}{1 + 4[(\Delta' + kv)/\Gamma]^2} - \Gamma Q_{F',m_F'}. \end{aligned} \quad (6)$$

(4)~(6)式中的  $k$  为波数,  $v$  为原子运动速度,  $\Omega$  为拉比频率,  $R_{F',m_F'}^{F',m_F'}$  是相对跃迁强度<sup>[14-15]</sup>,

$$R_{F',m_F'}^{F',m_F'} = \frac{|\langle Fm_F | d_{er}^q | F'm_F' \rangle|^2}{|\langle J || d_{er} || J' \rangle|^2} = (2J+1)(2F'+1)(2F+1) \left[ \begin{matrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{matrix} \right] \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ m_F' & q & -m_F \end{pmatrix}^2, \quad (7)$$

式中对应于  $^{133}\text{Cs D1}$  线  $\langle J || d_{er} || J' \rangle = \langle J = 1/2 || d_{er} || J' = 1/2 \rangle = 2.702 \times 10^{29} \text{ C} \cdot \text{m}$ ,  $d_{er}$  为电偶极矩,  $d_{er}^q$  为电偶极矩  $d_{er}$  在球基矢下的第  $q$  个分量,  $J$  为轨道角动量和自旋角动量之和,  $I$  为核自旋角动量, 总角动量  $F = I + J$ ,  $m_F$  为  $F$  在量子化轴上的投影; 中括号内的大括号和小括号分别为  $6-j$  和  $3-j$  符号。  $R_{F',m_F'}^{F',m_F'}$  的值也可通过查阅文献<sup>[14]</sup> 中的表 15~20, 然后对其取平方得到。

由于  $^{133}\text{Cs D1}$  线共有 32 个塞曼子能级, 所以对应的方程(4)~(6)式共有 32 个微分方程。在初始时刻, 由于没有光的作用, 假定原子处于激发态的布居数为 0, 所有原子等概率地布居在基态的 16 个塞曼子能级上, 即  $t = 0$  时,  $P_{F,m_F}(0) = 1/16$ ,

$Q_{F',m_F'}(0) = 0$ 。对上述方程组求解可以得到每个塞曼子能级布居数随时间的变化关系, 这样我们就可以利用(3)式得到吸收系数

$$\alpha(\Delta, t) = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dv f_D(v) N \sum_{F'=F-1}^{F'=F+1} \sum_{m_F=-F}^F \frac{P_{F,m_F} - Q_{F',m_F+q}}{1 + 4[(\Delta' + kv)/\Gamma]^2}, \quad (8)$$

$$f_D(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi}u} \exp\left[-\left(\frac{v}{u}\right)^2\right], \quad (9)$$

$$u = \sqrt{2k_B T/m}, \quad (10)$$

式中  $f_D(v)$  为麦克斯韦速度分布函数,  $u$  为最可几速率,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为开尔文温度,  $m$  为原子质量。

在原子系统中不同原子与光相互作用的时间不同,对光的吸收也不同,因此实验测到的透射曲线是一种统计平均结果。为此需要对依赖于时间的吸收系数  $\alpha(\Delta, t)$  乘上一个权重函数  $H(t)$ <sup>[13]</sup>,  $H(t)$  是原子横向穿过光束所需时间的分布函数。用  $a$  表示光束的横截面的半径,则原子横向穿过光束的路径长度  $l$  的几率分布函数为

$$F(l) = \frac{l}{2a \sqrt{4a^2 - l^2}}. \quad (11)$$

原子经过路径长度  $l$  所需时间  $t$  的几率分布可以通过麦克斯韦速率分布函数得到:

$$G(t, l) = \frac{ml^2}{k_B T t^3} \exp\left(-\frac{ml^2}{2k_B T t^2}\right). \quad (12)$$

那么权重函数  $H(t)$  可表示为

$$H(t) = \int_0^{2a} G(t, l) F(l) dl = \frac{1}{t} \left[ -1 + \frac{\sqrt{\pi}}{2\eta} (1 + 2\eta^2) \exp(-\eta^2) \operatorname{erfi}(\eta) \right], \quad (13)$$

式中  $\eta = 2a/(ut)$ ,  $\operatorname{erfi}(\eta) = \operatorname{erf}(i\eta)/i$ ,  $\operatorname{erf}(i\eta)$  为误差函数。平均吸收系数  $\bar{\alpha}(\Delta)$  可表示为

$$\bar{\alpha}(\Delta) = \int_0^{\infty} \alpha(\Delta, t) H(t) dt. \quad (14)$$

最后得到光学厚度为

$$\tau(\Delta) = \bar{\alpha}(\Delta)L. \quad (15)$$

应用龙格-库塔方法对(4)~(6)式进行数值求解得到每一时刻塞曼子能级的布居数,然后对(8)式和(14)式进行数值积分得到吸收系数随光的失谐的变化情况,最后利用(1)式和(15)式便可得到光通过原子汽室后的透射曲线和光学厚度。

### 3 实 验

实验装置示意图如图 2 所示,光栅外腔半导体激光器(ECDL)产生的光通过光纤整形后经过一个  $\lambda/2$  波片和偏振分束棱镜(PBS)进入长度  $L=75$  mm 的铯原子汽室(铯原子汽室两端窗口镀有减反膜),然后用探测器(PD)探测经过原子吸收以后的透射信号。图中虚框表示当探测左旋圆偏振光的透射信号时用  $\lambda/4$  波片把光的偏振转换为左旋圆偏振光或者右旋圆偏振光;当探测水平偏振光的透射信号时,把  $\lambda/4$  波片从光路中移去。实验中为了测量不同温度下的透射曲线,通过在铯原子汽室周围缠绕加热来改变铯原子汽室的温度。光斑直径约为 1 mm,频率在  $F=4$  到  $F'=3, 4$  附近扫描。通过转动 PBS 前的

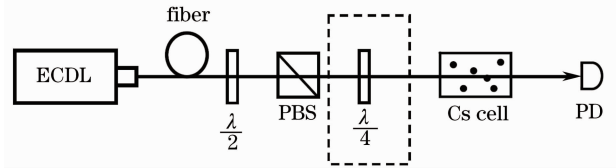


图 2 实验装置示意图

Fig. 2 Schematic diagram of experimental arrangement  $\lambda/2$ 波片可以方便地改变光的强度。

### 4 实验结果和理论拟合

由于原子汽室对左旋偏振光和右旋偏振光的吸收大小是一致的,所以在理论上和实验上只考虑了水平偏振光和左旋偏振光的情况。首先转动  $\lambda/2$  波片使光功率为  $1.412 \mu\text{W}$ ,然后改变铯原子汽室温度,用 PD 探测不同铯原子汽室温度下光的透射谱。其次是把铯原子汽室温度控制在  $T=50 \text{ }^\circ\text{C}$ ,通过转动  $\lambda/2$  波片改变光的功率,然后探测光以不同的强度通过铯原子汽室的透射谱。

图 3 表示光功率为  $1.412 \mu\text{W}$ (光束半径为  $0.5$  mm),对应的拉比频率为  $\Omega=0.32\Gamma$  时,不同铯原子汽室温度分别为  $25 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $50 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $70 \text{ }^\circ\text{C}$  时的透射谱,由于原子汽室的粒子数密度  $N$  是随温度  $T$  变化的,故  $25 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $50 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $70 \text{ }^\circ\text{C}$  下的粒子数密度  $N$  分别为  $4.2 \times 10^{16}$ ,  $2.2 \times 10^{17}$ ,  $0.6 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 。图中黑色粗线为实验测到的透射谱,红色细线为理论计算得到的透射谱。其中图 3(a)为能级  $F=4 \rightarrow F'=3, 4$  的  $\pi$  跃迁和  $\sigma^+$  跃迁的透射谱,图 3(b)为能级  $F=3 \rightarrow F'=3, 4$  的  $\pi$  跃迁和  $\sigma^+$  跃迁的透射谱。从图 3 中可以看出理论与实验符合得很好。

图 4 为在与图 3 所取参数一致的情况下,理论计算不同温度下光学厚度随失谐的变化情况。图中黑色实线为水平偏振光的光学厚度,红色虚线为左旋偏振光的光学厚度。其中图 4(a)为能级  $F=4 \rightarrow F'=3, 4$  的  $\pi$  跃迁和  $\sigma^+$  跃迁的光学厚度,图 4(b)为能级  $F=3 \rightarrow F'=3, 4$  的  $\pi$  跃迁和  $\sigma^+$  跃迁的光学厚度。从图 4 可以看出,随着温度的升高,原子对光的吸收迅速增强,这主要是由于温度的升高导致与光作用的粒子数增加。

通常关心的是原子共振频率中心的光学厚度随温度的变化情况,为此把图 4 中原子共振频率中心的光学厚度以列表的形式给出。表 1 列出了  $\Omega=0.32\Gamma$  时,相同跃迁能级在不同温度和不同偏振条件下,原子共振频率中心处的光学厚度。从图 4 和表 1 也可以看出随着温度的升高,原子对光的吸收迅速增强,

因此光学厚度得到显著提高。在相同条件下,跃迁能级  $F=4 \rightarrow F'=3$  和  $F=3 \rightarrow F'=4$  的光学厚度大小相

同,  $F=3 \rightarrow F'=3$  的光学厚度最小。且在不同偏振光作用下,相同能级的光学厚度也有微小的差异。

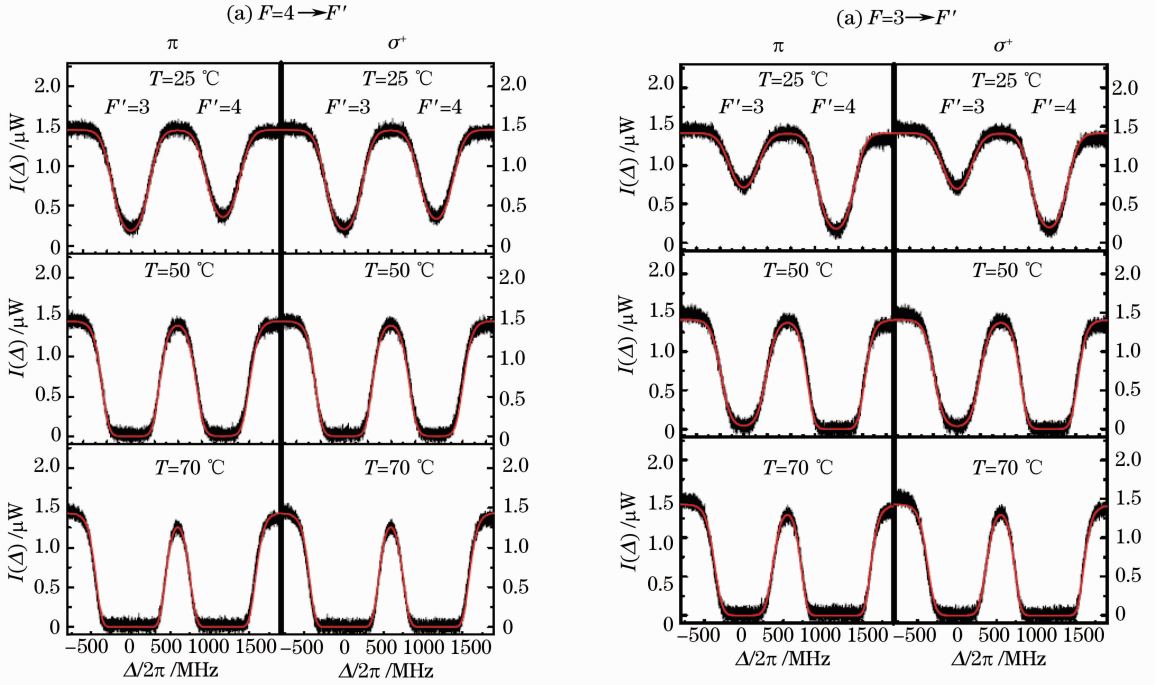


图3  $\Omega=0.32\Gamma$ 时,不同温度下透射曲线随失谐的变化情况( $\Gamma=2\pi \times 4.6$  MHz)。(a)  $F=4 \rightarrow F'=3,4$ ,  $\pi$  跃迁和  $\sigma^+$  跃迁的透射谱; (b)  $F=3 \rightarrow F'=3,4$ ,  $\pi$  跃迁和  $\sigma^+$  跃迁的透射谱

Fig. 3 Transmission spectrum versus light frequency detuning for different temperatures at  $\Omega=0.32\Gamma$  ( $\Gamma=2\pi \times 4.6$  MHz). (a)  $\pi$  configuration and  $\sigma^+$  configuration at  $F=4 \rightarrow F'=3,4$ ; (b)  $\pi$  configuration and  $\sigma^+$  configuration at  $F=3 \rightarrow F'=3,4$

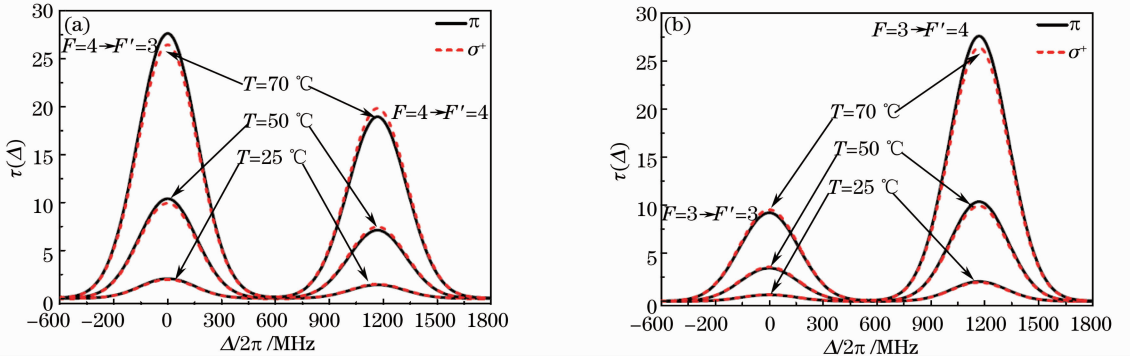


图4 不同温度下理论计算光学厚度随失谐的变化情况。(a)  $F=4 \rightarrow F'=3,4$ ,  $\pi$  跃迁和  $\sigma^+$  跃迁的光学厚度; (b)  $F=3 \rightarrow F'=3,4$ ,  $\pi$  跃迁和  $\sigma^+$  跃迁的光学厚度

Fig. 4 Theoretical calculated optical thickness versus light frequency detuning for different temperatures. (a)  $\pi$  configuration and  $\sigma^+$  configuration at  $F=4 \rightarrow F'=3,4$ ; (b)  $\pi$  configuration and  $\sigma^+$  configuration at  $F=3 \rightarrow F'=3,4$

表1  $\Omega=0.32\Gamma$ 时,不同温度和偏振状态下原子共振频率处的光学厚度  $\tau$

Table 1 Optical thicknesses of cesium atom vapor with different atom vapor temperatures and light polarizations at resonant frequency when  $\Omega=0.32\Gamma$

$F \rightarrow F'$	$T=25^\circ\text{C}$		$T=50^\circ\text{C}$		$T=70^\circ\text{C}$	
	$\pi$	$\sigma^+$	$\pi$	$\sigma^+$	$\pi$	$\sigma^+$
$4 \rightarrow 3$	2.05	1.96	10.39	9.94	27.63	26.44
$4 \rightarrow 4$	1.4	1.47	7.12	7.45	18.94	19.82
$3 \rightarrow 3$	0.68	0.71	3.47	3.59	9.22	9.54
$3 \rightarrow 4$	2.05	1.96	10.39	9.94	27.63	26.44



图 5 表示温度  $T=50\text{ }^{\circ}\text{C}$  时,不同强度的光通过原子汽室的透射谱,其中黑色粗线表示实验测到的光功率分别为  $0.404, 1.412, 4.04\text{ }\mu\text{W}$  的透射谱,对应的拉比频率分别为  $\Omega=0.17\Gamma, 0.32\Gamma, 0.54\Gamma$ 。图中红色细线为理论计算得到的透射谱。其中图 5(a) 为能级  $F=4\rightarrow F'=3, 4$  的  $\pi$  跃迁和  $\sigma^+$  跃迁的透射谱,图 5(b) 为能级  $F=3\rightarrow F'=3, 4$  的  $\pi$  跃迁和  $\sigma^+$  跃迁的透射谱。从图 5 中可以看出理论与实验符合得很好。

图 6 为理论计算得到的不同光强下光学厚度随失谐的变化情况,所取参数与图 5 一致。图中黑色实线为水平偏振光的光学厚度,红色虚线为左旋偏振光的光学厚度。其中图 6(a) 为能级  $F=4\rightarrow F'=3, 4$  的  $\pi$  跃迁和  $\sigma^+$  跃迁的光学厚度,图 6(b) 为能级  $F=3\rightarrow F'=3, 4$  的  $\pi$  跃迁和  $\sigma^+$  跃迁的光学厚度。从图 6 可以看出,随着光强的增加,铯原子的四个超精细跃迁能级对光的吸收逐渐变小,这主要是由于

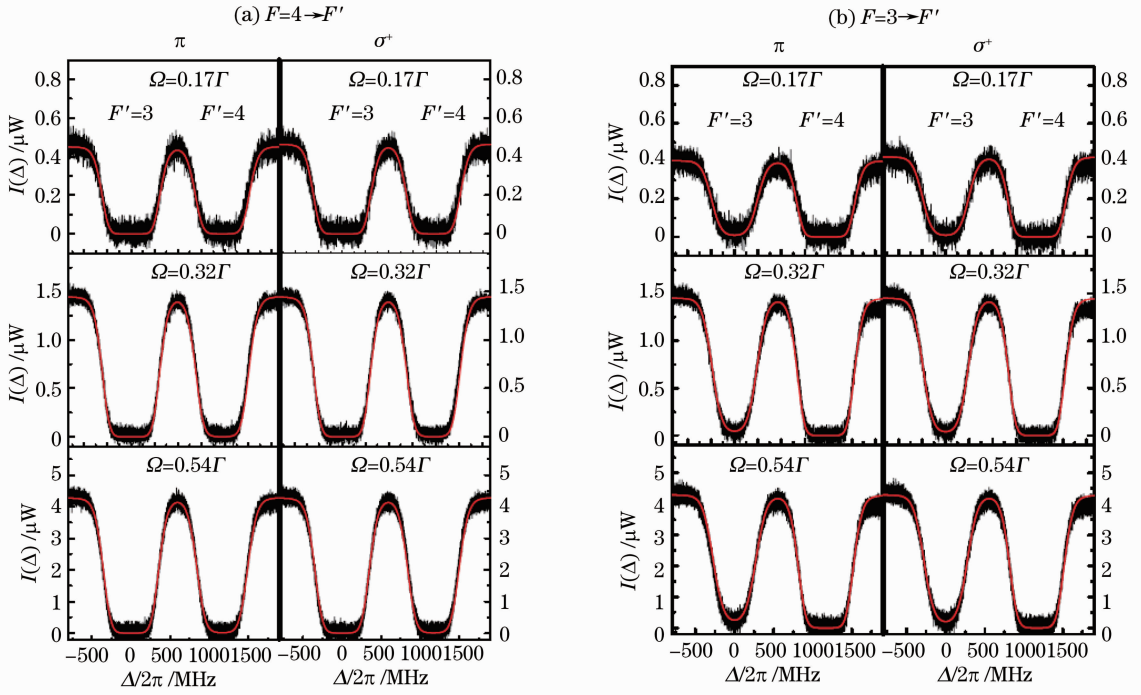


图 5  $T=50\text{ }^{\circ}\text{C}$  时,不同光强和偏振下透射曲线随失谐的变化情况。 $\Gamma=2\pi\times 4.6\text{ MHz}$ ,  $N=2.2\times 10^{17}\text{ m}^{-3}$ 。

(a)  $F=4\rightarrow F'=3, 4, \pi$  跃迁和  $\sigma^+$  跃迁的透射谱; (b)  $F=3\rightarrow F'=3, 4, \pi$  跃迁和  $\sigma^+$  跃迁的透射谱

Fig. 5 Transmission spectrum versus light frequency detuning for different light intensities and polarizations at  $T=50\text{ }^{\circ}\text{C}$ . The parameters are:  $\Gamma=2\pi\times 4.6\text{ MHz}$ ,  $N=2.2\times 10^{17}\text{ m}^{-3}$ . (a)  $\pi$  configuration and  $\sigma^+$  configuration at  $F=4\rightarrow F'=3, 4$ ; (b)  $\pi$  configuration and  $\sigma^+$  configuration at  $F=3\rightarrow F'=3, 4$

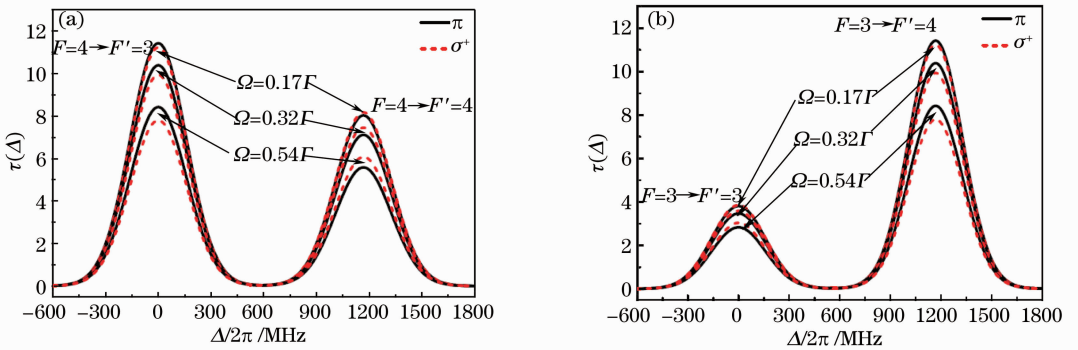


图 6 不同拉比频率下理论计算光学厚度随失谐的变化情况。(a)  $F=4\rightarrow F'=3, 4, \pi$  跃迁和  $\sigma^+$  跃迁的光学厚度; (b)  $F=3\rightarrow F'=3, 4, \pi$  跃迁和  $\sigma^+$  跃迁的光学厚度

Fig. 6 Results of calculations for optical thickness versus light frequency detuning for different Rabi frequencies. (a)  $\pi$  configuration and  $\sigma^+$  configuration at  $F=4\rightarrow F'=3, 4$ ; (b)  $\pi$  configuration and  $\sigma^+$  configuration at  $F=3\rightarrow F'=3, 4$

光强的增加使得与光相互作用的能级的基态布居数减少引起的。同时也可以看到在光强较弱时,原子对水平偏振光和左旋偏振光的吸收情况基本一样,而随着光强的增加,原子对水平偏振光和左旋偏振光的吸收情况能够明显地区别出来。这主要是由于在光强较弱时,每个基态塞曼子能级的布居数都接近于一致,而随着光强的增加,每个基态塞曼子能级的布居数差别越来越大。

表 2  $T=50\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,不同光强和偏振下原子共振频率处的光学厚度  $\tau$

Table 2 Optical thickness of the cesium atom vapor with different light intensities and polarizations at resonant frequency when  $T=50\text{ }^{\circ}\text{C}$

$F \rightarrow F'$	$\Omega = 0.17\Gamma$		$\Omega = 0.32\Gamma$		$\Omega = 0.54\Gamma$	
	$\pi$	$\sigma^+$	$\pi$	$\sigma^+$	$\pi$	$\sigma^+$
4 $\rightarrow$ 3	11.43	11.23	10.39	9.94	8.42	7.8
4 $\rightarrow$ 4	8.03	8.17	7.12	7.45	5.59	6.07
3 $\rightarrow$ 3	3.81	3.86	3.47	3.59	2.83	3.04
3 $\rightarrow$ 4	11.43	11.23	10.39	9.94	8.42	7.8

需要特别说明的是,比尔定律[(1)式]所适用的范围是在入射光强很小时的光与二能级原子系统共振吸收且不考虑自发辐射、受激吸收和受激辐射时的情况。但当入射光强较高时,就会出现受激吸收和受激辐射,明显地偏离比尔定律。如果入射光强远大于介质饱和光强,介质变得几乎透明,因而透射光强几乎与入射光强一样大。

在图 6 中所用光从远小于饱和光强到接近于饱和光强( $0.06I_{\text{sat}}, 0.12I_{\text{sat}}, 0.34I_{\text{sat}}, I_{\text{sat}}=1.44\text{ mW/cm}^2$  为铯原子 D1 线超精细能级跃迁  $|F=3, m_F=\pm 3\rangle \rightarrow |F=4, m_F=\pm 4\rangle$  的饱和光强),同时在计算中[(4)~(6)式]考虑了受激吸收和受激辐射以及原子的自发辐射的影响,得到的光学厚度在不同光强作用下存在微小差异。因此,得出的结论是在比尔法则定义上的适当修正。

## 5 结 论

在铯原子 D1 线附近,理论上利用速率方程和吸收公式计算了光通过铯原子汽室后的透射曲线和光学厚度,并且与实验数据进行了拟合。这一理论也可以应用到铯原子 D2 线及其他碱金属原子中。理论分析和实验结果都表明原子的光学厚度跟光强和原子汽室的粒子数密度有关,即光强越大,光学厚度越小;粒子数密度越大,光学厚度越大。

同样把图 6 中原子共振频率中心处的光学厚度也以列表的形式给出。表 2 列出了  $T=50\text{ }^{\circ}\text{C}$  时,相同跃迁能级在不同光强和偏振条件下,原子共振频率中心处的光学厚度。从图 6 和表 2 可以看出在不同光强作用下,共振吸收处光学厚度略有不同,且在相同条件下,跃迁能级  $F=4 \rightarrow F'=3$  和  $F=3 \rightarrow F'=4$  的光学厚度大小相同,  $F=3 \rightarrow F'=3$  的光学厚度最小。

Atmospheric Physics [M]. Beijing: China Meteorological Press, 1987. 348–363.

北京大学大气物理学编写组. 大气物理学[M]. 北京: 气象出版社, 1987. 348–363.

2 Li Dong, Chen Wenzhong. Comparison of remote sensing aerosol optical depth from MODIS data with in-situ sky radiometer observations over east China sea [J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30(10): 2828–2836.

李 栋, 陈文忠. MODIS 遥感中国东部海域气溶胶光学厚度与现场测量数据的对比分析[J]. 光学学报, 2010, 30(10): 2828–2836.

3 Hu Fangchao, Wang Zhenhui, Zhang Bing, *et al.*. Study on method for determining atmospheric aerosol type using remote sensing experimental data [J]. Chinese J Lasers, 2009, 36(2): 312–317.

胡方超, 王振会, 张 兵, 等. 遥感试验数据确定大气气溶胶类型的方法研究[J]. 中国激光, 2009, 36(2): 312–317.

4 Wei Xiaodong, Zhang Hua. Analysis of optical properties of nonspherical dust aerosols [J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(5): 0501002.

卫晓东, 张 华. 非球形沙尘气溶胶光学特性的分析[J]. 光学学报, 2011, 31(5): 0501002.

5 Ina Tegen, Peter Holtrig, Mian Chin, *et al.*. Contribution of different aerosol species to the global aerosol extinction optical thickness: estimates from model results [J]. J Geophysical Research Atmospheres, 1997, 102(D20): 23895–23915.

6 Q Han, R Welch, J Chou, *et al.*. Validation of satellite retrievals of cloud microphysics and liquid water path using observations from fire [J]. J Atmos Sci, 1995, 52(23): 4183–4195.

7 A V Gorshkov, A André, M Fleischhauer, *et al.*. Universal approach to optimal photon storage in atomic media [J]. Phys Rev Lett, 2007, 98(12): 123601.

8 Lene Vestergaard Hau, S E Harris, Zachary Dutton Cyrus, *et al.*. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas [J]. Nature, 1999, 397(6720): 594–598.

9 Junxiang Zhang, Haitao Zhou, Dawei Wang, *et al.*. Enhanced reflection via phase compensation from anomalous dispersion in atomic vapor [J]. Phys Rev A, 2011, 83(5): 053841.

10 Research Laboratory of Electronics. Quantum Manipulation of

## 参 考 文 献

1 Atmospheric Physics Editing Group of Peking University.

- Ultracold Atoms 16-1 [R]. Cambridge (USA), 2005.
- 11 Li Zhuoheng, Li Gang, Zhang Yuchi, *et al.*. Generation of Raman laser for STIRAP of Cs atom [J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(1): 0102002.  
李卓恒, 李 刚, 张玉驰, 等. 用于铯原子受激拉曼绝热输运过程的光源的产生[J]. 光学学报, 2011, 31(1): 0102002.
- 12 J Foot. Atomic Physics [M]. Oxford: Oxford University Press, 2005. 137—141.
- 13 M L Harris, C S Adams, S L Cornish, *et al.*. Polarization spectroscopy in rubidium and cesium [J]. Phys Rev A, 2006, 73(6): 062509.
- 14 D A Steck. Cesium D Line Data [EB/OL]. [2010-12-23]. <http://steck.us/alkalidata>.
- 15 A R Edmonds. Angular Momentum in Quantum Mechanics (2nd Edition) [M]. Princeton: Princeton University Press, 1960. 68—89.

栏目编辑: 王晓琰