

# 薄原子蒸气的双光子 Dicke 窄化选择反射光谱

李院院<sup>1,2</sup> 侯 洵<sup>1,3</sup> 白晋涛<sup>1</sup> 闫军峰<sup>1</sup> 甘琛利<sup>4</sup> 张彦鹏<sup>4</sup>

<sup>1</sup> 西北大学光子学与光子技术研究所光电子技术陕西省重点实验室, 陕西 西安 710069

<sup>2</sup> 西安文理学院物理系, 陕西 西安 710065

<sup>3</sup> 中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学与技术国家重点实验室, 陕西 西安 710068

<sup>4</sup> 西安交通大学电子物理与器件教育部重点实验室, 陕西 西安 710049

**摘要** 研究了囚禁于两电介质面间的  $\Lambda$  型三能级原子的双光子 Dicke 窄化选择反射(TDNSR)光谱。通过对不同膜厚及不同抽运光强度的 TDNSR 线型的分析,发现由于蒸气中的原子与电介质表面碰撞的消激发效应和薄蒸气膜中的慢原子效应,以及双光子光谱的消多普勒配置,TDNSR 线型在很多情形下表现为亚多普勒结构,且线型随蒸气膜层的厚度与探测光波长的比值呈周期性变化。当  $L=2m\lambda/4$  ( $m$  为正整数)时,TDNSR 消失。而当  $2m\lambda/4 < L < (2m+2)\lambda/4$  时,线型为典型的色散曲线,且  $L$  趋近  $(2m+1)\lambda/4$  时对称性增强。精确调谐强抽运光于能级  $|2\rangle - |3\rangle$  的跃迁时,在探测光的共振区域  $\Delta d=0$  附近,TDNSR 极高的变化率表明探测光具有显著的群速变慢效应。

**关键词** 光谱学; 选择反射光谱; 迪克(Dicke)窄化; 群速变慢

中图分类号 O433 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20082808.1623

## Two-Photon Dicke-Narrowing Selective Reflection Spectroscopy in Thin Atomic Vapor

Li Yuanyuan<sup>1,2</sup> Hou Xun<sup>1,3</sup> Bai Jintao<sup>1</sup> Yan Junfeng<sup>1</sup> Gan Chenli<sup>4</sup> Zhang Yanpeng<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Key Laboratory of Photoelectronic Technology of Shaanxi Province, Institute of Photonics and Photonic Technology, Northwest University, Xi'an, Shaanxi 710069, China

<sup>2</sup> Department of Physics, Xian University of Arts and Science, Xian, Shaanxi 710065, China

<sup>3</sup> State Key Laboratory of Transient Optics and Technology, Xian Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an, Shaanxi 710068, China

<sup>4</sup> Key Laboratory for Physical Electronics and Devices, Ministry of Education, Xian Jiaotong University, Xi'an, Shaanxi 710049, China

**Abstract** Two-photon Dicke-narrowing selective reflection (TDNSR) spectroscopy is studied in a system of  $\Lambda$ -type three-level atoms confined between two dielectric walls. TDNSR lines are investigated for the cases of different thicknesses of the vapor film and different strengths of the pump field. Because of de-excited behavior induced by atom-wall collision, effect of slow atoms in a thin atomic vapor film and Doppler-free configuration, sub-Doppler lines can be obtained in many cases. It is also found that TDNSR lines change periodically with the ratio of  $L/\lambda$  ( $L$  is the thickness of the atomic film and  $\lambda$  is the wavelength of the probe field). TDNSR disappears for  $L=2m\lambda/4$  ( $m$  is an integer) and revives a typical dispersion shape for  $2m\lambda/4 < L < (2m+2)\lambda/4$  with an enhanced symmetry when  $L$  approaches to  $(2m+1)\lambda/4$ . As the pump field is exactly tuned to the transition  $|2\rangle - |3\rangle$ , the fast variation of TDNSR near  $\Delta d=0$  ( $\Delta d$  is the detuning of the probe field) indicates a dramatically group-velocity reduction of the probe field.

**Key words** spectroscopy; selective reflection spectroscopy; Dicke narrowing; group-velocity reduction

收稿日期: 2007-11-28; 收到修改稿日期: 2008-03-17

作者简介: 李院院(1969-),男,博士,教授,主要从事光谱学方面的研究。E-mail: liyynxcn@yahoo.cn

导师简介: 侯 洵(1936-),男,研究员,主要从事非线性光学方面的研究。E-mail: houxun@opt.ac.cn

## 1 引 言

反射光谱广泛用于探测介质分界面附近的共振媒质<sup>[1-4]</sup>,尤其是稠密媒质的一些特性<sup>[5]</sup>,如蒸气内部原子的碰撞行为、速率分布<sup>[6]</sup>以及原子与固体表面的范德瓦尔斯(van der Waals)作用<sup>[7]</sup>等。

Vartanyan 等的研究表明,薄原子蒸气的单光子选择反射光谱(SR)具有和膜厚与入射波长的比值有关的消多普勒增宽及强空间色散的特征。这种特征源自于原子的热囚禁行为和蒸气与固体界面的淬火效应<sup>[8]</sup>。而对于薄原子蒸气的 TDNSR 光谱讨论较多的是单界面或单光子的情形<sup>[9,10]</sup>。其实,腔量子电动力学(QED)系统中原子的热囚禁行为是一十分有趣的课题<sup>[11]</sup>。因此研究腔的厚度及光束强度对 TDNSR 线型的影响对于提高 SR 探测的分辨率、进一步研究原子的热囚禁行为、蒸气内部原子与原子及蒸气原子与固体表面的碰撞机制以及薄原子蒸气中对应于电磁诱导透明(EIT)的慢光效应<sup>[12]</sup>等具有重要意义。本文就囚禁于间距与探测波的波长可比拟的两电介质间的原子蒸气,以  $\Lambda$  型三能级系统为例来讨论这一问题。

## 2 理 论

样品为囚禁于两透明(无吸收和散射损耗)电介质面间的原子蒸气。假定两电介质分别处于  $z < 0$  及  $z > L$  的区域,原子蒸气处于  $0 < z < L$  的区域。 $\Lambda$  型三能级原子的能级位形图如图 1(a)所示,未加入微扰时能级  $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$  的能量分别  $E_1$ 、 $E_2$  及  $E_3$ 。 $\omega_{31}$  及  $\omega_{32}$  分别对应于  $|1\rangle - |3\rangle$  及  $|2\rangle - |3\rangle$  的跃迁频率。抽运光  $E_p$  和探测光  $E_d$  的角频率分别为  $\omega_p$  及  $\omega_d$ ,  $\Delta_p = \omega_p - \omega_{32}$  及  $\Delta_d = \omega_d - \omega_{31}$  分别为其失谐因子。

探测光的反射系数  $R$  由下式给出

$$R = |E_{nr} + E_r|^2 / |E_{d0}|^2, \quad (1)$$

式中  $E_{nr}$  及  $E_r$  分别为非共振及共振反射场的振幅,

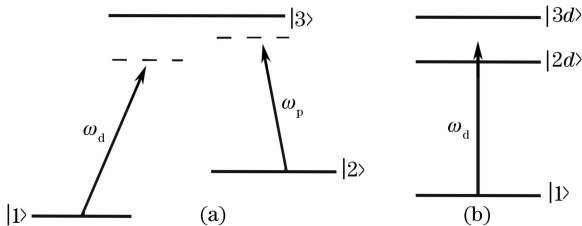


图 1  $\Lambda$  型三能级原子的能级位形图 (a) 及缀饰态示意图 (b)

Fig. 1 Energy level configuration (a) and dressed state picture (b) in a  $\Lambda$ -type three-level atomic system

前者来自于电介质与蒸气界面的反射,后者来自于蒸气中原子的宏观极化强度产生的辐射反射。 $E_{d0}$  为探测光的场振幅。

在稀薄原子蒸气中,由于  $|E_r| \ll |E_{nr}|$ , 因而 (1) 式可近似为

$$R = \frac{|E_{nr}|^2}{|E_{d0}|^2} + 2 \frac{|E_{nr}|}{|E_{d0}|} \times \text{Re } E_r / |E_{d0}|, \quad (2)$$

式中第一项为非选择反射系数,第二项为选择反射系数。若以  $\Delta R$  表示选择反射系数,则

$$\Delta R = 2 |E_{nr}| / |E_{d0}| \times \text{Re}(E_r / E_{d0}). \quad (3)$$

双光子过程中,不考虑光场在薄膜内的空间分布和干涉效应,仅限于假定第二个电介质界面 ( $z = L$  处)涂以消反射层,光束从第一种电介质 ( $z < 0$  处,折射率为  $n$ ) 入射的情形。 $z = 0$  处电磁场的边界条件为<sup>[13]</sup>

$$E_{d0} + E_{nr} + E_r = E_d(z = 0), \quad (4a)$$

$$ik_d n [E_{d0} - (E_{nr} + E_r)] = ik_d E_d(z = 0) - [\partial E_d(z) / \partial z]_{z=0}, \quad (4b)$$

式中  $k_d$  为探测光的波矢。

联立 (4a) 式、(4b) 式可得

$$E_{nr} + E_r = E_{d0} \left( \frac{n-1}{n+1} \right) - \frac{i}{k_d(n+1)} \left[ \frac{\partial E_d(z)}{\partial z} \right]_{z=0}, \quad (5)$$

其中非选择反射场

$$E_{nr} = E_{d0} \left( \frac{n-1}{n+1} \right). \quad (6)$$

因此可以得到选择反射场的表达式

$$E_r = - \frac{i}{k_d(n+1)} \left[ \frac{\partial E_d(z)}{\partial z} \right]_{z=0}, \quad (7)$$

探测光  $E_d(z)$  满足麦克斯韦方程

$$\frac{\partial^2 E_d(z)}{\partial z^2} + 2ik_d \frac{\partial E_d(z)}{\partial z} = -4\pi k_d^2 P(z), \quad (8)$$

这里极化强度  $P(z)$  表示为

$$P(z) = N\mu_{31} \int_{-\infty}^{\infty} dv W(v) \sigma_{31}(z, v), \quad (9)$$

式中  $N$  为原子密度,  $\mu_{31}$  对应  $|1\rangle - |3\rangle$  的偶极跃迁矩阵元,  $\sigma_{31}$  为非对角密度矩阵元,  $W(v)$  为麦克斯韦-玻尔兹曼速率分布函数:

$$W(v) = (u\sqrt{\pi})^{-1} \exp[-(v/u)^2], \quad (10)$$

其中  $u = \sqrt{2k_B T/m}$  是原子的最可几速率,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $m$  及  $T$  分别是原子质量及蒸气的温度。

假定极化强度已知,在  $z = L$  处涂以消反射层时可以认为  $[\partial E_d(z) / \partial z]_{z=L} \approx 0$ , 则由 (8) 式可得

$$\left[ \frac{\partial E_d(z)}{\partial z} \right]_{z=0} = 4\pi k_d^2 \int_0^L P(z') \exp(2ik_d z') dz', \quad (11)$$

联立(3)式、(6)式、(7)式、(11)式,并利用菲涅尔公式可得

$$\Delta R = 16\pi k_d \frac{n(n-1)}{(n+1)^3} \times \operatorname{Im} \left[ \int_0^L P(z')/E_d \exp(2ik_d z') dz' \right], \quad (12)$$

式中  $E_d$  为探测光在原子蒸气内的平均场振幅。

为了求解密度矩阵元  $\sigma_{31}$ , 写出原子的密度矩阵方程

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z} \right] \rho = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] - \Gamma \rho, \quad (13)$$

式中  $\rho(v, z, t)$  为密度矩阵元,  $H$  为哈密顿算符, 其对角元分别对应于能级  $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$  的能量  $E_1$ 、 $E_2$  及  $E_3$ , 而其非对角元则对应于原子与入射场的相互作用势,

$$H_{31} = -\hbar\Omega_d \exp[-i(\omega_d t - k_d z)], \quad (14a)$$

$$H_{13} = H_{31}^*,$$

$$H_{32} = -\hbar\Omega_p \exp[-i(\omega_p t - k_p z)], \quad (14b)$$

$$H_{23} = H_{32}^*,$$

$$H_{12} = H_{21}^* = 0. \quad (14c)$$

这里  $k_p$  为抽运光的波矢, 拉比(Rabi)频率  $\Omega_d$  及  $\Omega_p$  分别定义为  $\Omega_d = \mu_{31} E_d / \hbar$  及  $\Omega_p = \mu_{32} E_p / \hbar$ , 其中  $\mu_{32}$  对应  $|2\rangle - |3\rangle$  的偶极跃迁矩阵元,  $E_p$  为抽运光在原子蒸气内的平均场振幅。

对于(13)式中的弛豫项  $\Gamma\rho$ , 只考虑以下非对角元

$$-(\Gamma\rho)_{21} = -\gamma_{21}\rho_{21}, \quad (15a)$$

$$-(\Gamma\rho)_{32} = -\gamma_{32}\rho_{32}, \quad (15b)$$

$$-(\Gamma\rho)_{31} = -\gamma_{31}\rho_{31}, \quad (15c)$$

这里衰变率  $\gamma_{ij} = (\gamma_i + \gamma_j)/2$ , 其中  $\gamma_i$  ( $\gamma_j$ ) 指能级  $|i\rangle$  ( $|j\rangle$ ) ( $i, j = 1, 2, 3$ ) 的衰变率。

引入密度矩阵元  $\sigma(v, t)$  并做如下变换:

$$\rho_{32} = \sigma_{32} \exp[-i(\omega_p t - k_p z)], \quad (16a)$$

$$\rho_{31} = \sigma_{31} \exp[-i(\omega_d t - k_d z)], \quad (16b)$$

$$\rho_{21} = \sigma_{21} \exp\{-i[(\omega_d - \omega_p)t - (k_d - k_p)z]\}, \quad (16c)$$

$$\rho_{23} = \rho_{32}^*, \rho_{12} = \rho_{21}^*, \rho_{13} = \rho_{31}^*, \quad (16d)$$

这里只讨论消多普勒增宽配置的情形, 因此变换中假定抽运光和探测光同侧法向入射, 且  $k_{p,d} > 0$ 。

联立(13)式 ~ (16)式可得

$$\frac{\partial \sigma_{31}}{\partial t} = -\Lambda_{31}\sigma_{31} + i\Omega_d(\sigma_{11} - \sigma_{33}) + i\Omega_p\sigma_{21}, \quad (17a)$$

$$\frac{\partial \sigma_{21}}{\partial t} = -\Lambda_{21}\sigma_{21} - i\Omega_d\sigma_{23} + i\Omega_p\sigma_{31}, \quad (17b)$$

$$\frac{\partial \sigma_{23}}{\partial t} = -\Lambda_{32}^*\sigma_{23} - i\Omega_d\sigma_{21} - i\Omega_p(\sigma_{22} - \sigma_{33}), \quad (17c)$$

其中

$$\Lambda_{31} = \gamma - i(\Delta_d - k_d v),$$

$$\Lambda_{32} = \gamma - i(\Delta_p - k_p v),$$

$$\Lambda_{21} = \gamma_{21} - i[(\Delta_d - k_d v) - (\Delta_p - k_p v)].$$

在弱探测光的情形下, 可做  $\Omega_d \ll \Omega_p$  及  $\sigma_{11} \approx 1$ ,  $\sigma_{22} \approx \sigma_{33} \approx 0$  近似, 忽略(17b)中含  $\Omega_d$  的项, 则(17)式可简化为只含(17a)及(17b)的方程, 根据初始条件  $\sigma_{31}(t=0) = \sigma_{21}(t=0) = 0$ , 运用拉普拉斯变换及逆变换可得

$$\sigma_{31}(v, t) = i\Omega_d [D_0 + D_1 \exp(-\lambda_1 t) + D_2 \exp(-\lambda_2 t)], \quad (18)$$

式中

$$\lambda_{1,2} = \frac{\rho_{1,2} - (\Lambda_{21} + \Lambda_{31})}{2},$$

$$D_0 = \frac{\Lambda_{21}}{\lambda_1 \lambda_2},$$

$$D_1 = \frac{-\lambda_1 + \Lambda_{21}}{\lambda_1(\lambda_1 - \lambda_2)},$$

$$D_2 = \frac{-\lambda_2 + \Lambda_{21}}{\lambda_2(-\lambda_1 + \lambda_2)},$$

其中

$$p_{1,2} = \pm \sqrt{|q|} \left[ \cos \frac{\operatorname{Arg}(q)}{2} + i \sin \frac{\operatorname{Arg}(q)}{2} \right],$$

$$q = (\Lambda_{31} - \Lambda_{21})^2 - \Omega_c^2.$$

假定原子在经历与电介质内壁的非弹性碰撞后马上回到基态, 则可以认为  $v > 0$  时  $t = z/v$ ,  $v < 0$  时  $t = (z - L)/v$ , 运用于(18)式并联立(9)式、(12)式, 改变  $v$  与  $z$  的积分次序后对  $z$  积分可得

$$\Delta R = C \left[ \int_{-\infty}^0 dv W(v) \operatorname{Im}(S_0 + S_1^- + S_2^-) + \int_0^{\infty} dv W(v) \operatorname{Im}(S_0 + S_1^+ + S_2^+) \right], \quad (19)$$

式中

$$C = \frac{16n(n-1)\pi k_d N \mu_{31}^2}{\hbar(n+1)^3},$$

$$S_0 = \frac{D_0 [\exp(2ik_d L) - 1]}{2k_d},$$

$$S_{1,2}^- = \frac{D_{1,2} v \exp(2ik_d L) [1 - \exp(-2ik_d L + \lambda_{1,2} L/v)]}{2k_d v + i\lambda_{1,2}}, \quad S_{1,2}^+ = -\frac{D_{1,2} v [1 - \exp(2ik_d L - \lambda_{1,2} L/v)]}{2k_d v + i\lambda_{1,2}}.$$

式中含  $\exp(\pm 2ik_d L)$  及  $\exp(\pm \lambda_{1,2} L/v)$  的项表示 TDNSR 与膜的厚度有关的调制及衰减, 因此光谱线型应随膜的厚度有一定周期性的变化。不含衰减因子的项则反应了原子和光场作用的内部机制。  $S_{1,2}^+$ 、 $S_{1,2}^-$  分别对应与速度与光场入射方向相同及相反的原子对 TDNSR 的贡献, 其中  $\exp(\pm 2ik_d L)$  项的差别表明线型的不对称特性随  $L/\lambda$  变化的周期性。

### 3 数值结果

数值计算中, 所选参量对应于  $^{87}\text{Rb}$  的  $D_1$  线,  $\omega_{32} \approx \omega_{31} = 2\pi \times 377.11 \text{ THz}$ 。其中探测光对应  $|1\rangle(F=1, 5^2S_{1/2}) - |3\rangle(F=2, 5^2P_{1/2})$  的跃迁, 假定抽运光精确调谐于  $|2\rangle(F=2, 5^2S_{1/2}) - |3\rangle(F=2, 5^2P_{1/2})$  的跃迁, 即失谐因子  $\Delta p = 0$ 。衰变率  $\gamma_{31} = 2\pi \times 4.79 \text{ MHz}$ ,  $\gamma_{32} = 2\pi \times 2.87 \text{ MHz}$ ,  $\gamma_{21} = 2\pi \times 10 \text{ kHz}$ 。对一个典型的薄原子蒸气系统, 可选

电介质的折射率  $n = 1.82$ , 原子密度  $N = 6 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ , 原子的平均速率  $u = 274 \text{ m/s}$ 。

根据上述参量, 图 2、图 3 分别给出了  $\Omega_p = 0.01\gamma$  及  $0.3\gamma$  时对应  $L/\lambda = 1/4, 1/2, 3/4$  及 1 的 TDNSR 线型。由图可知 TDNSR 的线型与单光子 SR 的线型<sup>[10]</sup> 都随  $L/\lambda$  作周期性的变化。但与单光子 SR 不同的是, 当  $L = 2m\lambda/4$  ( $m$  为正整数) 时 TDNSR 几乎消失, 而在  $2m\lambda/4 < L < (2m+2)\lambda/4$  时, 线型为典型的色散曲线, 且当  $L$  为  $(2m+1)\lambda/4$  时对称性增强, 为其它值时对称性减弱。因而可以认为在双光子情形下, 当  $L = 2m\lambda/4$  时两电介面间受激原子的幅射场衰减增强, 而  $L$  取其他值时衰减减弱。在许多情形下 TDNSR 的线型具有明显的亚多普勒结构, 这种窄化一方面来自于蒸气中的原子与电介质表面碰撞的消激发和薄蒸气膜中的慢原子效应(Dicke 窄化)<sup>[14]</sup>, 另一方面来自于双光子光谱的消多普勒配置<sup>[15]</sup>。

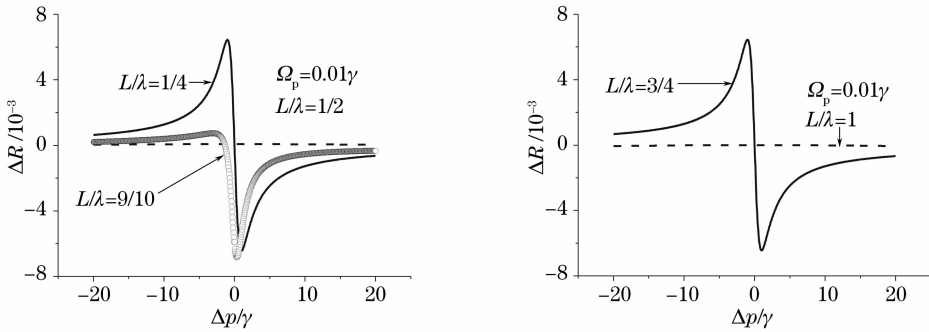


图 2 弱抽运光作用下对应不同  $L/\lambda$  的 TDNSR 线型

Fig. 2 TDNSR lines with different  $L/\lambda$  for a weak pump field

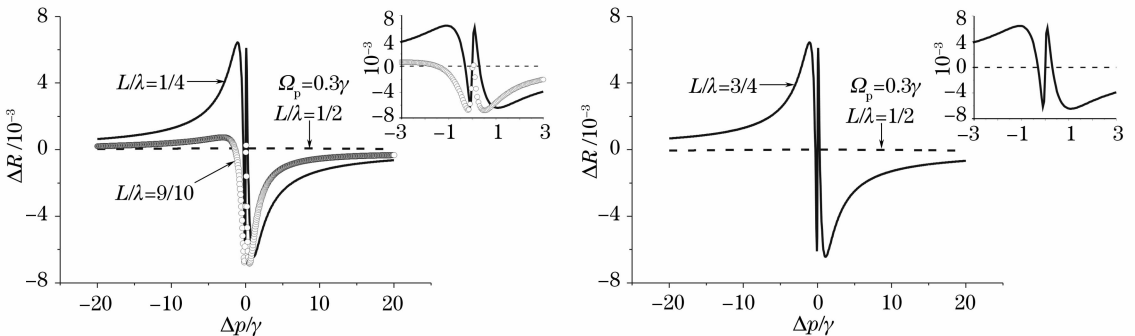


图 3 强抽运光作用下对应不同  $L/\lambda$  的 TDNSR 线型

Fig. 3 TDNSR lines with different  $L/\lambda$  for a strong pump field

另外, 在强抽运光的作用下, 对应于电磁诱导透明(EIT)的慢光效应在 TDNSR 光谱中也可以观察到(图 3)。当强抽运光精确调谐于  $|2\rangle - |3\rangle$  的跃迁(即  $\Delta p = 0$ )时, 在  $\Delta d = 0$  附近 TDNSR 极高的变化率表明探测光的群速显著变慢。与“宏观”样室相同

的是, 这种变慢来自于与“宏观”样室相同的抽运场的作用产生的两个缀饰态之间的量子相干效应以及 ac-Stark 分裂(图 1(b))。而在超薄样室中更为显著的原因在于超薄样室中产生的慢原子效应和原子与电介质表面碰撞产生的消激发, 使得处于暗态的

超慢原子的贡献大大增强的结果<sup>[16]</sup>。

## 4 结 论

由于两电介质面间热囚禁原子与电介质表面碰撞的消激发和慢原子效应,以及双光子光谱的消多普勒配置,在很多情形下 TDNSR 光谱呈现为亚多普勒的 Dicke 窄化结构。两电介面间激发原子的辐射场衰减随  $L/\lambda$  呈现一定的周期性,因而 TDNSR 的线型也随  $L/\lambda$  周期性的变化。由于腔中处于暗态的超慢原子的吸收衰减和类似于宏观腔中原子跃迁的量子相干效应,当强抽运光作用于系统时,从 TDNSR 光谱可观察到显著的群速变慢效应。因而在实验上可以以一个简单的薄原子蒸气系统代替昂贵的原子冷却系统实现光群速变慢和光信息的存储。

## 参 考 文 献

- 1 Wu S, Shen W Z, Ogawa H *et al.*. Study of far-infrared reflection and Raman scattering spectra in reactive ion, etched ZnTe[J]. *Chin. Phys.*, 2003, **12**(9): 1026~1032
- 2 Gan Suyi, Xu Xxiangdong, Hong Yilin *et al.*. Reflectivity of Au film on K9 and quartz substrate in vacuum ultraviolet[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(8): 1529~1535  
干蜀毅,徐向东,洪义麟等. K9 和石英玻璃基片上 Au 膜真空紫外反射特性研究[J]. *光学学报*, 2007, **27**(8): 1529~1535
- 3 Zhang Yixin, Du Yanjun. Clapper-Yule spectral reflection and transmission of halftone color fluorescent image[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(2): 365~370  
张逸新,杜艳君. 半色调荧光图像的光谱反射与透射模型[J]. *光学学报*, 2007, **27**(2): 365~370
- 4 Chen Yuheng, Ding Zihua, Meng Jie. Reflectance spectrum measurement of multilayer film by spectroscopic optical coherence tomography[J]. *Chin. J. Lasers*, 2007, **34**(6): 825~828  
陈宇恒,丁志华,孟 婕. 基于光谱光学相干层析技术的膜系反
- 射光谱测量[J]. *中国激光*, 2007, **34**(6): 825~828
- 5 Papageorgiou N, Fichet M, Sautenkov V *et al.*. Doppler-free reflection spectroscopy of self-induced and krypton-induced collisional shift and broadening of cesium  $D_2$  line components in optically dense vapor[J]. *Laser Phys.*, 1994, **4**(2): 392~395
- 6 Rabi O A, Amy-Klein A, Saltiel S *et al.*. Three-level non-linear selective reflection at a dielectric/Cs vapor interface [J]. *Europhys. Lett.*, 1994, **25**(8): 579~585
- 7 Hamdi I, Todorov P, Yarovitski A *et al.*. Laser spectroscopy with nanometric gas cells; distance dependence of atom-surface interaction and collisions under confinement[J]. *Laser Phys.*, 2005, **15**(7): 987~996
- 8 Vartanyan T A, Lin D. Enhanced selective reflection from a thin layer of a dilute gaseous medium[J]. *Phys. Rev. A*, 1995, **51**(3): 1959~1964
- 9 Nienhuis G, Schuller G. Selective reflection from a vapor of three-level atoms[J]. *Phys. Rev. A*, 1994, **50**(2): 1586~1592
- 10 Li Y Y, Zhang G Z, Zhou Y. Selective reflection combined with Fabry-Perot effects from two-level atoms confined between two dielectric walls[J]. *Chin. Phys.*, 2006, **15**(5): 985~991
- 11 P. R. Berman. *Cavity Quantum Electrodynamics* [M]. San Diego: Academic Press, 1994
- 12 Petrosyan D, Malakyan Y P. Electromagnetically induced transparency in a thin vapor film[J]. *Phys. Rev. A*, 2000, **61**(5): 053820
- 13 G. Dutier. Nanometer cavity of Cesium vapor; high resolution spectroscopy and Vdw interaction (Cavité nanométrique de vapeur de Césium : spectroscopie à haute résolution et interaction de surface de type van der Waals) [D]. Paris: L'Université Paris VIII, 2003
- 14 Li Y Y, Zhang Y P, Gan C L. Ultrathin atomic vapor film transmission spectroscopy: Analysis of Dicke narrowing structure [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2005, **3**(11): 672~675
- 15 Li Yuanyuan, Bai Jingtao, Zhang Guizhong *et al.*. Two-photon spectroscopy and Dicke narrowing of a thin atomic vapor film[J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(12): 6293~6297  
李院院,白晋涛,张贵忠等. 薄原子蒸气膜的双光子光谱及 Dicke 窄化[J]. *物理学报*, 2006, **55**(12): 6293~6297
- 16 Li Y Y, Hou X, Bai J T *et al.*. Absorptive reduction and width narrowing in  $\Lambda$ -type atoms confined between two dielectric walls [J]. *Chin. Phys.*, (accepted)