

相干场作用下介质的探测谱及 折射率谱的实验测量*

张汉壮 国秀珍 姜 云 金光旭
(吉林大学物理系, 长春 130023)

摘 要 利用改进的马赫-曾德尔干涉仪在实验上测出了相干场(589.6 nm)作用下钠原子蒸汽介质在589.0 nm附近的探测谱和折射率谱,并针对拉曼场驱动的四能级理论模型给出了相应的理论曲线。此项实验结果为验证原子的相干性理论及实现介质的无吸收、高折射率的可能性提供了可靠的实验依据。

关键词 探测谱, 折射率谱, 高折射率。

1 引 言

作用于介质内的强相干场将使原子的能级之间产生相干耦合,这种耦合一方面引起了介质对探测场吸收系数的改变,即改变了探测谱的形状,另一方面也引起了介质折射率的改变。在裸原子能级共振附近,介质有较大的折射率和较高的色散,但同时探测场也被强烈地吸收。当强相干场作用于介质内时,介质的折射率谱线将发生较大的变化,在合适条件下,仍可获得较大的折射率和较高的色散,但同时探测场不被完全吸收或处于光透明状态(即不吸收,也不放大)。这一特性在激光粒子加速^[1, 2]、高精度的磁场测量^[3]、介质非线性的有效控制^[4]、低群速脉冲光的产生^[5]等方面将有着潜在的应用价值。目前,有关相干场作用下介质折射率变化特性的理论研究报道较多^[1-8],而实验方面的研究报道相对较少,Min Xiao^[9]、Zibro^[10]、及 Schmidt^[11]等研究小组分别在铷原子和铯原子系统中,测量了介质在相干场作用下的折射率曲线。本文利用改进的马赫-曾德尔干涉仪在相干场驱动的钠原子系统中测出了介质的探测谱及折射率谱曲线,并给出了相应的理论解释。

2 实验原理及马赫-曾德尔干涉仪装置的改进

测量原子蒸汽系统中折射率变化的典型装置是如图1所示的马赫-曾德尔干涉仪^[9]。其测量原理如下:探测光束在分束片 P₁处分成两束,一束作为探测信号,另一束作为参考信号,二者在分束片 P₄处汇合形成干涉。当参考信号的光强远大于探测信号光强时,探测器 D₁、D₂

* 吉林省科委青年基金资助项目。

收稿日期:1998-10-12; 收到修改稿日期:1999-01-11

和 D_3 将探测到如下大小的光信号:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= \gamma I_R + I_p + 2 \sqrt{\gamma I_R I_p} \cos(\Phi_{L_0} + \beta L), \\ I_2 &= I_R, \\ I_3 &= \gamma I_p, \end{aligned} \right\} (1)$$

其中 γ 是分束片 P_4 的光强反射率, I_p 和 I_R 分别是探测臂内经过样品池后的探测场光强和参考臂内的参考信号光强, L 是样品池的长度, βL 是由于介质的折射率变化而引起的相位变化, $\Phi_{L_0} = \frac{2\pi}{\lambda_p} \Delta L$ 是干涉仪的参考相位(其中 λ_p 是探测场的波长, ΔL 是两臂的光程差)。由(1)式, 可以解出 $\cos(\Phi_{L_0} + \beta L)$, 即

$$\cos(\Phi_{L_0} + \beta L) = \frac{I_1 - \gamma I_2 - I_3/\gamma}{2 \sqrt{I_2 I_3}}. \quad (2)$$

在 $|\beta L| \ll 1$ 的情况下, 为了获得介质的折射率变化量 βL , 可令 $\Phi_{L_0} = \frac{2\pi}{\lambda_p} \Delta L = \frac{2m+1}{2} \pi$ (其中 m 是整数), 因此, 由(2)式可得:

$$\beta L \approx \sin(\beta L) = \pm \frac{I_1 - \gamma I_2 - I_3/\gamma}{2 \sqrt{I_2 I_3}}. \quad (3)$$

当探测场波长 λ_p 是一常数时, 例如对应原子共振能级的波长 λ_{p_0} , 通过改变加在反射镜 P_3 上压电陶瓷的电压, 非常容易地满足 $\Phi_{L_0} = \frac{2\pi}{\lambda_{p_0}} \Delta L = \frac{2m+1}{2} \pi$ 。但是, 当探测场的波长 λ_p 扫描时, $\Phi_{L_0} = \frac{2\pi}{\lambda_p} \Delta L$ 则也是一变量, 其变化量为 $\Delta\Phi_{L_0} = \frac{2\pi \Delta L}{\lambda_{p_0}^2} \Delta\lambda_p$, 此时, Φ_{L_0} 可表示为: $\Phi_{L_0} = \frac{2\pi}{\lambda_{p_0}} \Delta L + \Delta\Phi_{L_0}$, 为了能够测量出介质的折射率变化量 βL , 应该使变化量 $\Delta\Phi_{L_0} = \frac{2\pi \Delta L}{\lambda_{p_0}^2} \Delta\lambda_p$ 为最小, 同时保证 $\frac{2\pi}{\lambda_{p_0}} \Delta L = \frac{2m+1}{2} \pi$ 。为达到这一要求, 应使 $\Delta L \approx \frac{1}{4} \lambda_{p_0}$ 。在图 1 所示的马赫-曾德尔干涉仪装置中要实现两臂

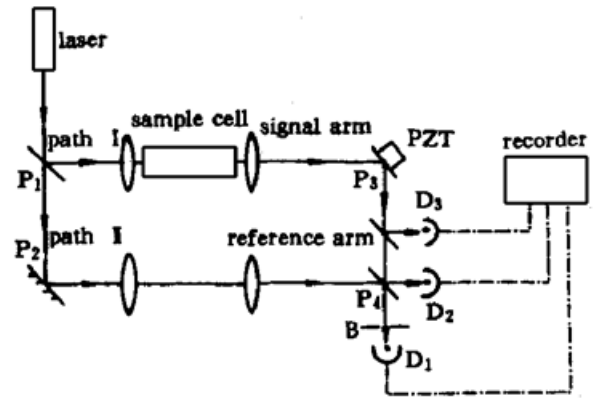


Fig. 1 Principle diagram of a typical Mach-Zehnder interferometer

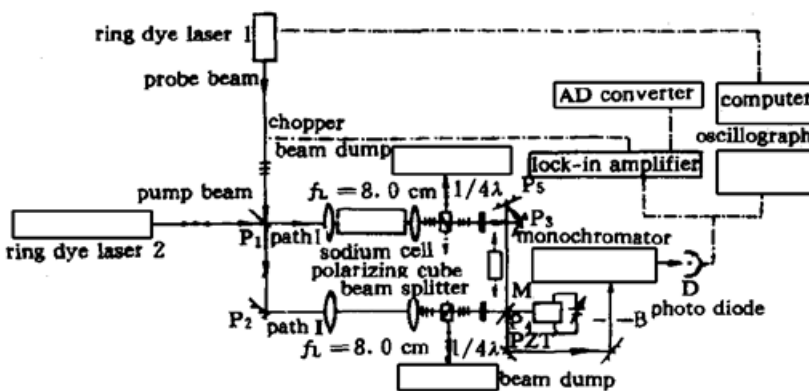


Fig. 2 Experimental arrangement with an improved Mach-Zehnder interferometer

的光程差 $\Delta L \approx \frac{1}{4} \lambda_{p_0}$ 是非常困难的, 因为要得到好的干涉图像, 同时又保证 $\Delta L \approx \frac{1}{4} \lambda_{p_0}$, 必须至少同时调整两个反射镜, 这在实验上是难以实现的。基于以上的分析, 本文作者将马赫-曾德尔干涉仪作了改进, 如图 2 所示。与图 1 相比, 它多了 P_5 和 M 两个反射镜, 调节 P_3 和 P_5 可以很快地调出等倾干涉条纹, 调节 M 可以很方便地改变两路光程差而不破坏干涉条纹。来自环形染料激光器

1 的波长为 589.0 nm 的探测光束被分束片 P_1 (玻璃片) 分成两束。一束作为探测信号经过样品池, 在样品池中心点的功率密度约为 1 W/cm^2 ; 另一束作为参考信号, 二者在分束片 P_4 (玻璃片) 汇合, 可形成等倾干涉条纹。两个晶体偏振光分束片用来遮挡反射光, 防止它们进入环形染料激光器。挡板 P

用来遮挡探测光束或参考光束。当挡板 P 挡住参考光束时, 探测器 D 将探测到探测光的光强 I_p 。当挡板 P 挡住探测光束时, 探测器 D 将探测到参考光的光强 I_R 。当挡板不挡任何光束时, 探测器 D 将探测到二者的干涉信号 I , 三者的关系为:

$$I = I_p + I_R + 2 \sqrt{I_p I_R} \cos(\Phi_{L_0} + \beta L). \quad (4)$$

调整 $\Phi_{L_0} = \frac{2\pi}{\lambda_{p0}} \Delta L = \frac{2m+1}{2} \pi$, 在 $|\beta L| \ll 1$ 的情况下, 由(4)式得:

$$\beta L = - \frac{I - I_p - I_R}{2 \sqrt{I_p I_R}}. \quad (5)$$

由测得的 I 、 I_p 和 I_R , 可计算介质折射率的变化量。在上述的测量原理中, 同样需要保证 ΔL 为最小值, 即 $\Delta L \approx \frac{1}{4} \lambda_{p0}$ 。在图2所示的实验装置中, 这一条件是容易实现的, 只需改变反射镜 M 的前后位置, 改变压电陶瓷(PZT)上的电压即可达到上述要求。在实验上, 如何判断是否达到上述条件, 即 $\Delta \Phi_{L_0} = \frac{2\pi \Delta L}{\lambda_{p0}^2} \Delta \lambda_p$ 与 βL 相比可以忽略, 可以在样品池中的钠原子不被蒸发的情况下, 调节探测场的波长, 在波长调谐范围内, 干涉条纹不变即已达到了上述要求。当另一束波长为 589.6 nm 的激发场加到样品池时, 可测量相干场作用下介质的探测谱和折射率谱。

3 实验测量结果

测量得到的无外相干场作用时探测场在波长为 589.0 nm 附近的吸收谱 (I_p - δ_p 曲线) 和折射率谱 (βL - δ_p 曲线) 示于图3(a)。实验中, 探测场的波长扫描范围为 20 GHz, 每次扫描时间为 300 ms, 样品池的长度为 5 mm, 样品池内的温度约为 460 K, 对应的原子密度约为

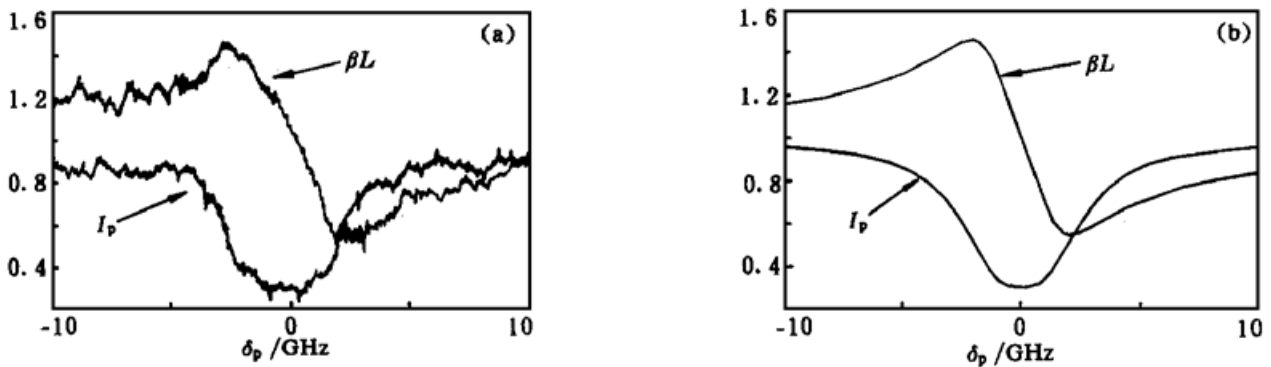


Fig. 3 (a) Experimental plots of light intensity (I_p) and refractive index (βL) of a probe in the vicinity of 589.6 nm in sodium medium versus detuning δ_p in the absence of the driving field. (b) The corresponding theoretical profiles. The theoretical parameters used are: $w_3 = w_4 = 1.0$; $w_2 = w_5 = 0.1$; $w_6 = 0.01$; $bw = 1.0$; $\Delta = 0.8$; $\delta_R = 0$, $\alpha L = 1.0$, where w_2 is the rate of equilibration of populations in levels $|1\rangle$ and $|2\rangle$ due to collision; w_3 , w_4 are the decay rates of the populations in levels $|3\rangle$ and $|4\rangle$ to the ground doublet due to the common spontaneous emission, respectively; w_5 and w_6 are the relaxation rates from level $|3\rangle$ to level $|4\rangle$ and from level $|4\rangle$ to level $|3\rangle$ due to collision, respectively; bw is the relaxation rate from levels $|3\rangle$ and $|4\rangle$ to the ground doublet due to collision; Δ is the half separation of the ground doublet; αL is the gain coefficient

$2 \times 10^{12} / \text{cm}^3$ 。当来自环形染料激光器2的波长为589.6 nm、在样品池中心点的功率密度约为 1 kw/cm^2 的强相干场作用于介质时, 在共振(即 $\delta_R = 0$) 和失谐(即 $\delta_R = -1.0$) 情况下测量的探测谱和折射率谱分别示于图4(a) 和图5(a)。图中表明, 相干场不但改变了介质的吸收系数, 同时也改变了介质的折射率特性。

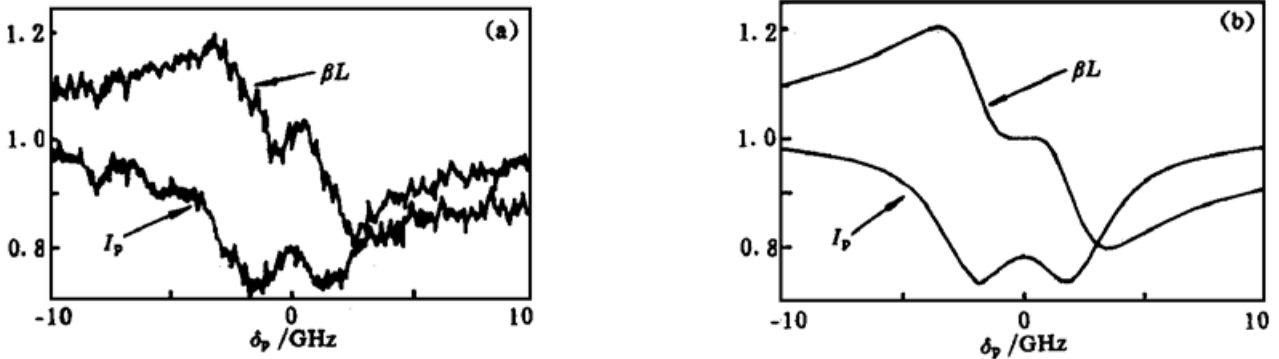


Fig. 4 Same as Fig. 3 in the presence of the driving field with a dimensionless amplitude F_R of 1.2 and detuning $\delta_R = 0$

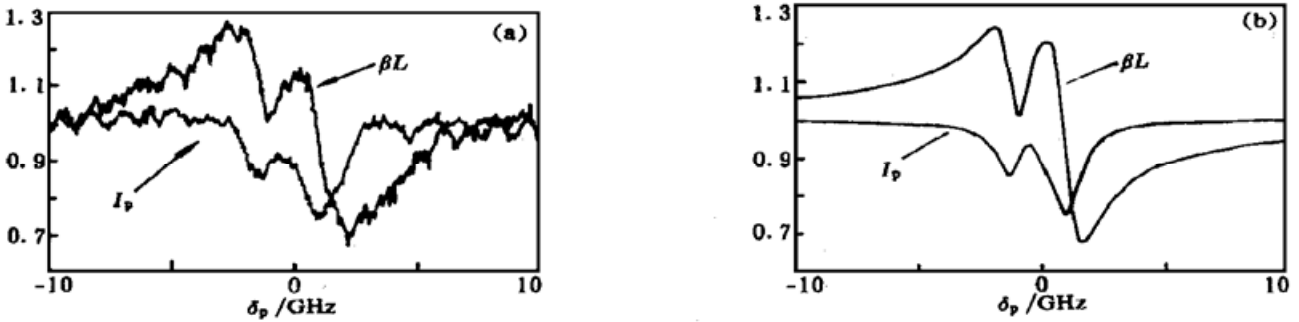


Fig. 5 Same as Fig. 3 in the presence of the driving field with a dimensionless amplitude F_R of 1.2 and detuning $\delta_R = -1$

4 理论计算和讨论

上述实验所对应的理论模型可采用如图6所示的相干场驱动的四能级理论模型。对钠原子, 能级| 1>和| 2>是基态 $3S_{1/2}$ 的两个超精细结构能级, 能级间隔是1.7 GHz, 能级| 3>和| 4>是激发态, 它们到基态能级的跃迁对应的谱线波长分别为589.0 nm 和589.6 nm, 弱探测场 ω_p 在589.0 nm 附近扫描, 强相干场 ω_R 将激发态能级| 4>和基态能级| 1>、| 2> 相干耦合起来, δ_p 和 δ_R 分别代表探测场和激发场频率相对对应能级间的失谐。采用参考文献[12] 所用的理论方程及处理问题的方法, 选择对应本实验的理论参数, 可以得到探测场的理论吸收谱和折射率谱, 分别如图3(b)、图4(b) 和图5(b) 中的曲线所示。可以看出, 这一理论关系在实验上得到了较好的验证。

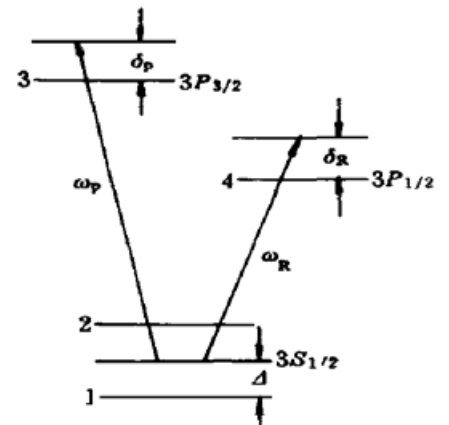


Fig. 6 Relevant energy levels of sodium atom

结 论 用改进的马赫-曾德尔干涉仪测出了相干场作用下钠原子蒸汽介质的吸收谱和折射率谱特性, 并针对实验上所用的参数给出了理论计算, 其理论与实验结果非常吻合。本实验

结果对原子相干效应的理论是一个很好的验证,对实现介质的无吸收、高折射率的可行性提供了实验依据。

参 考 文 献

- [1] Scully M O. Enhancement of index of refraction via quantum coherence. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **67** (14) ·1855~ 1858
- [2] Scully M O, Zhu ShiYao. Ultra-large index of refraction via quantum interference. *Opt. Commun.*, 1992, **87**(3, 4) ·134~ 138
- [3] Scully M O, Fleischhauer M. High-sensitivity magnetometer based on index-enhanced media. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **69**(9) ·1360~ 1363
- [4] Harris S E. Refraction-index control with strong fields. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(23) ·2018~ 2020
- [5] Harris S E, Field J E, Kasapi A. Dispersive properties of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. (A)*, 1992, **48**(1) ·R29~ R32
- [6] Zhang Han-Zhuang, Gao Jin-Yue. Effects of transverse profile of probe and driving fields on the gain in a Raman-driven four-level system. *Phys. Rev. (A)*, 1997, **56**(3) ·2225~ 2232
- [7] Sultana S, Zubairy M S. Effect of finite bandwidth on refractive-index enhancement and lasing without inversion. *Phys. Rev. (A)*, 1994, **49**(1) ·438~ 448
- [8] Rathe U, Fleischhauer M, Zhu Shi-Yao. Nonlinear theory of index enhancement via quantum coherence and interference. *Phys. Rev. (A)*, 1993, **47**(6) ·4994~ 5002
- [9] Xiao M, Li Y Q, Gea-Banacloche J. Measurement of dispersive properties of electromagnetically induced transparency in rubidium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **74**(5) ·666~ 669
- [10] Zibrov A S, Lukin M D, Hollberg L *et al.*. Experimental demonstration of enhanced index of refraction via quantum coherence in Rb. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **76**(21) ·3935~ 3938
- [11] Schmidt O, Wynands R, Hussein Z *et al.*. Steep dispersion and group velocity below $c/3000$ in coherent population trapping. *Phys. Rev. (A)*, 1996, **53**(1) ·R27~ R30
- [12] Zhang Han-Zhuang, Gao Jin-Yue. Effect of finite bandwidths of probe and driving fields on refractive index and gain in a Raman-driven four-level system. *Zeitschrift Für Physik (D)*, 1996, **38** ·5~ 11

Experimental Measurements of Probe Spectra and Refractive Index Properties in Atomic Sodium

Zhang Hanzhuang Guo Xiuzhen Jiang Yun Jin Guangxu
 (Department of Physics, Jilin University, Changchun 130023)
 (Received 12 October 1998; revised 11 January 1999)

Abstract The absorption spectra and the dispersive properties of atomic sodium in the vicinity of 589.0 nm has been measured by using an improved Mach-Zehnder interferometer configuration when an additional coherent driving field at 589.6nm is applied. The corresponding theoretical calculation has been given based on the four-level model.

Key words probe spectrum, refractive index, high refractive index.