

doi:10.3788/gzxb20184709.0927001

基于马赫-曾德干涉法测量原子介质的色散特性

赵法刚, 田卓承, 刘志伟, 杨保东, 周海涛

(山西大学 物理电子工程学院, 太原 030006)

摘 要:理论分析了利用马赫-曾德干涉仪及平衡零拍探测技术测量相干介质色散特性的方法, 实验测量了三能级铯原子分别在电磁诱导透明和电磁诱导吸收两种截然相反的相干效应下的色散特性. 研究表明: 在原子频率共振中心, 对于透明介质, 由于吸收减弱效应, 信号光能穿出介质, 保证了有效色散信息, 即正常色散特性能被测量到; 相反地, 对于吸收介质, 由于强吸收效应, 只有在低粒子数密度条件下, 即保证有信号光没有被完全吸收而穿出介质, 才能测量到介质的反常色散特性; 当提高铯泡温度时, 介质对信号光吸收增强以至完全吸收, 并且吸收频谱宽度变宽, 导致色散信息不能被有效测量到.

关键词:电磁诱导透明; 电磁诱导吸收; 马赫-曾德干涉仪; 相移; 反常色散

中图分类号: 0431

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2018)09-0927001-10

Measurement of Dispersion Characteristics of Atomic Medium Utilizing Mach-Zehnder Interferometer

ZHAO Fa-gang, TIAN Zhuo-cheng, LIU Zhi-wei, YANG Bao-dong, ZHOU Hai-tao

(School of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

Abstract: The measurement of the dispersion properties of the coherent medium by using homodyne method based on Mach-Zehnder interferometer is analyzed in theory, and then the dispersion properties of three-level Cs atoms medium in two completely opposite coherent effects, electromagnetically induced transparency and electromagnetically induced absorption, are experimentally measured. The results show that at the atomic resonance center, the signal light can pass through the medium due to reduced absorption for the electromagnetically induced transparency medium, which ensure the measurement to the effective dispersion properties information, namely normal dispersion. On the contrary, for the electromagnetically induced absorption medium, due to the strong absorption effect, only at the low atomic densities, i.e. to ensure the signal light through the medium without being fully absorbed, the anomalous dispersion properties of the medium can be measured. Furthermore, when increasing the atomic number density, the absorption of atoms to signal light is enhanced to full absorption, and the absorption spectrum width is widened, which leads to the fact that phase shift can not be effectively measured.

Key words: Electromagnetically induced transparency; Electromagnetically induced absorption; Mach-Zehnder interferometer; Phase shift; Anomalous dispersion

OCIS Codes: 270.1670; 020.1670; 300.1030; 190.4180

0 引言

光与原子的相互作用会改变介质的光学特性, 从而引发许多物理现象, 如相干布局俘获 (Coherent Population Trapping, CPT)^[1-2]、电磁诱导透明 (Electromagnetically Induced Transparency, EIT)^[3-5] 和无

基金项目:国家自然科学基金 (Nos. 61575112, 61308121) 和山西大学本科科研训练项目资助

第一作者:赵法刚 (1977—), 男, 实验师, 硕士, 主要研究方向为激光技术、信号处理. Email: zhaofg@sxu.edu.cn

通讯作者:周海涛 (1980—), 男, 副教授, 博士, 主要研究方向为量子光学、原子分子物理等. Email: zht007@sxu.edu.cn

收稿日期:2018-04-12; **录用日期:**2018-06-19

<http://www.photon.ac.cn>

粒子数反转放大(Lasing Without Inversion, LWI)^[6-7].近年来,基于 EIT 模型衍生出的电磁诱导吸收(Electromagnetically Induced Absorption, EIA)^[8-11]、电磁诱导增益(Electromagnetically Induced Gain, EIG)^[12-13]及四波混频(Four-wave Mixing, FWM)^[14-15]等效应,进一步丰富了该领域的研究内容,为实现量子信息存储^[16]、超、减光速转换^[17]、全光量子器件^[18-19]、量子逻辑门操控^[20-21]及纠缠量子态的制备^[22-24]等诸多量子技术奠定了重要的研究基础,使得量子通讯、量子计算及量子中继网络的实用化、商用化成为可能.相干介质在不同物理效应下的极化特性,是反映其光学特征的重要指标之一,主要包括吸收和色散特性两方面.马赫-曾德(Mach-Zehnder, M-Z)干涉仪提供了一种分析物质色散特性的实验手段,与常见的迈克尔逊干涉仪相比, M-Z 干涉仪的两个光臂可以根据实验条件进行灵活地调节,且光束只是单次通过被测物质,有利于实时监测及分析数据.1995年, XIAO M^[25]小组采用 M-Z 干涉仪,在三能级 Rb 原子系统中,首次同时直接测量了 EIT 介质的吸收和色散曲线.目前,在其它原子相干效应中,绝大多数实验研究的重点是对相干介质吸收特性,即通过直接探测弱探针光穿过相干介质后的透射强度来反映介质的吸收特性;对介质的色散特性,主要在理论上通过求解原子系统的密度矩阵方程来进行演示和模拟仿真^[26-28],相关实验研究却鲜有报道.

本文以¹³³Cs 原子为研究对象,在理论分析了驻波耦合场作用于三能级原子的极化特性及如何利用 M-Z 干涉仪测量介质色散特性的基础上,通过平衡零拍探测法,实验研究了原子介质分别在 EIT 和 EIA 条件下的色散特性,并着重分析了该方法实际测量 EIA 介质色散特性的特点;通过改变耦合光强度、原子温度等实验参数,分析了不同参量对 EIA 介质色散特性的影响.

1 理论分析

如图 1,在 Λ 型三能级原子系统中,一对双色耦合光作用于能级 $|c\rangle$ 到 $|a\rangle$ 的跃迁,频率分别为 ω_{c1} 和 ω_{c2} ,相对原子跃迁共振中心的频率失谐为 $\Delta_{c1} = \omega_{c1} - \omega_{ac}$ 和 $\Delta_{c2} = \omega_{c2} - \omega_{ac}$;一束频率为 ω_s 的弱信号光作用于能级 $|b\rangle$ 到 $|a\rangle$ 的跃迁,其频率失谐定义为 $\Delta_s = \omega_s - \omega_{ab}$.信号光(ω_s)与第一束耦合光(ω_{c1})的传播方向相同,与第二束耦合光(ω_{c2})的传播方向相反.根据该系统的 Hamiltonian 量及密度矩阵运动方程^[13],考虑热原子的多普勒效应的影响,计算可得原子介质对弱信号光的复极化率为

$$\chi(\omega_s) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(u\sqrt{\pi})^{-1} \exp(-\frac{v^2}{u^2})}{(\Delta_s - \frac{\omega_s v}{c} + i\gamma_{ab}) - \frac{\Omega_{c1}(\Omega_{c1}^* + \Omega_{c2}^* Z)}{(\Delta_s - \Delta_{c1}) - \frac{(\omega_s - \omega_{c1})v}{c} + i\gamma_{bc}} - \frac{\Omega_{c2}(\Omega_{c2}^* + \Omega_{c1}^* X)}{(\Delta_s - \Delta_{c2}) - \frac{(\omega_s + \omega_{c2})v}{c} + i\gamma_{bc}}} dv \quad (1)$$

式中, Ω_{c1} 和 Ω_{c2} 分别表示双色耦合场的拉比频率,反映光场的强度; γ_{ab} 表示高能级 $|a\rangle$ 到低能级 $|b\rangle$ 的衰减率, γ_{bc} 表示两个低能级 $|b\rangle$ 和 $|c\rangle$ 之间的退相干率.定义常量 $f = -N|\mu_{ab}|^2/\epsilon_0\hbar$, 其中 N 表示原子介质温度为 T 时的原子数密度, μ_{ab} 为铯原子 D1 线的偶极矩阵元, ϵ_0 为真空介电常数, \hbar 为普朗克常数. $u = (2k_B T/m)^{1/2}$ 是质量为 m 的原子在温度 T 时的最概然速率, k_B 是玻尔兹曼常量, c 表示信号光在真空中的传播速度, Z 和 X 是循环因子,其具体表达式及详细计算过程见文献^[13].

定义 α 和 β 分别表示原子介质对信号光的吸收系数和色散系数,其分别与复极化率的虚部和实部成正比,具体表达式为

$$\alpha(\omega_s) = \frac{n_0 \omega_s}{c} \text{Im}[\chi(\omega_s)] \quad (2)$$

$$\beta(\omega_s) = \frac{n_0 \omega_s}{2c} \text{Re}[\chi(\omega_s)] \quad (3)$$

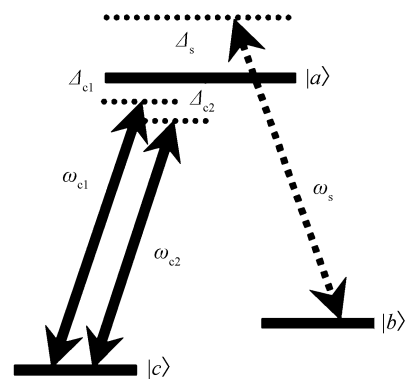


图 1 实验能级示意图
Fig.1 Experimental level diagram

式中, n_0 表示信号光频率相对原子共振中心在远失谐处时的折射率($n_0 \approx 1$).

图 2 理论模拟了原子相干介质在不同条件下的吸收和色散特性,其中, $\gamma_{ab} = 2\pi \times 4.6$ MHz, $\gamma_{bc} = 2\pi \times 0.01$ MHz, $\Omega_c = 2\pi \times 20$ MHz, $\Delta_c = 0$, $N = 3 \times 10^{15}$ cm $^{-3}$. 式(1)中,当 $\Omega_{c2} = 0$ 时,即只有第一束耦合场作用时,在原子共振中心且在双光子共振条件下($\Delta_s = \Delta_{c1} = 0$),介质表现为典型的 EIT 特性,即抑制了介质对信号光的吸收,同时在原子共振中心附近,介质表现出斜率较大的正常色散特性;与之相反,当 $\Omega_{c2} = \Omega_{c1} = \Omega_c$ 且 $\Delta_{c2} = \Delta_{c1}$ 时,即在驻波条件下,原子在频率共振中心处对信号光的吸收由透明变为强吸收,即 EIA 效应,同时共振中心附近的色散由正常变为反常色散.

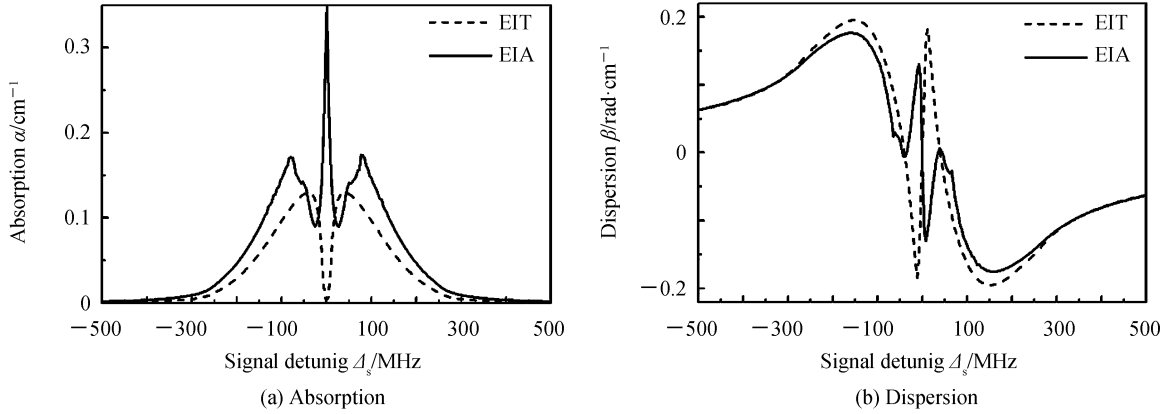


图 2 理论计算得到的原子介质在不同相干效应下的吸收系数和色散系数随信号光频率失谐的变化
Fig.2 Theoretically calculated absorption and dispersion of the media as the function of signal frequency detuning under different coherent effects

一束光单次穿过介质后,根据朗伯-比耳定律,其透射率为 $S = I_{out}/I_{in} = \exp(-\alpha L)$,其中 I_{in} 表示光穿过介质前的入射光强, I_{out} 表示穿过介质后的光强, L 表示介质的长度,因此实验上可以通过直接测量信号光穿过介质后的透射率来得到介质的吸收系数 α .

图 3 为 M-Z 干涉法测量介质色散的原理示意图.探针光(Probe light)频率共振于图 1 中能级 $|b\rangle - |a\rangle$ 之间跃迁,其经透射率为 2% 的分束镜 BS_1 后分为两束光:定义强度较弱的透射光为信号光 s (Signal light),较强的反射光为本底光 l (Local light). s 光经导光镜 M_1 反射后穿过相干介质,到达 50/50 分束器 BS_2 , l 光经带有 PZT 的导光镜 M_2 反射后,到达 BS_2 ,这时 s 和 l 光场分别用 \hat{a}_s 和 \hat{a}_l 表示,具体表达式为

$$\hat{a}_s = |E_s| e^{-\alpha L} \cos(\omega_s t + \beta L) \quad (4)$$

$$\hat{a}_l = |E_l| \cos(\omega_s t + \varphi_1) \quad (5)$$

式中, E_l 表示 l 光的振幅, E_s 表示穿入介质时 s 光的振幅, βL 表示介质对 s 光的相移引起的色散, φ_1 表示 PZT 对 l 光的相移,则两束光经过 BS_2 后均分成两束并形成两束新的光场 \hat{a}_1 和 \hat{a}_2 ,表达式为

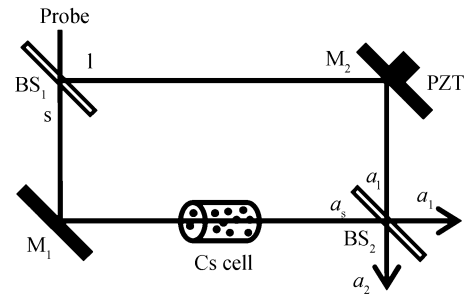
$$\hat{a}_1 = (\hat{a}_s - \hat{a}_l) / \sqrt{2} \quad (6)$$

$$\hat{a}_2 = (\hat{a}_s + \hat{a}_l) / \sqrt{2} \quad (7)$$

根据平衡零拍探测的原理,计算可得经 BS_2 后的两束光的光强差为

$$\Delta I = \langle \hat{a}_1 \hat{a}_1^* - \hat{a}_2 \hat{a}_2^* \rangle = 2 |E_l| |E_s| e^{-\alpha(\omega_s)L} \cos[\varphi_1 + \beta(\omega_s)L] \quad (8)$$

由于 $|E_s| \ll |E_l|$,当控制 PZT 使得 l 光相位锁定在 $\varphi_1 = \pi/2$ 的位置时,在 $\beta(\omega_s)L \ll 1$ 的条件下,式(8)可近



M: mirror; BS: beam splitter; PZT: piezoelectric ceramic transducer

图 3 M-Z 干涉原理

Fig.3 Schematic diagram of M-Z interference

似为

$$\Delta I \approx 2 |E_1| |E_s| e^{-\alpha(\omega_s)L} \beta(\omega_s)L \quad (9)$$

于是通过 M-Z 干涉仪, 可以测到相干介质对弱信号场的相移特性, 即色散系数 β .

2 实验过程及结果分析

图 4 为驻波耦合场作用于三能级原子系统下, 相干介质对弱信号场色散特性测量的实验装置, 其中 PD_1 和 PD_2 构成平衡零拍探测器测量原子介质的色散; PD_3 测量原子介质的吸收. 实验选择 ^{133}Cs 原子汽室为研究对象, 信号光作用于 Cs 原子 D_1 线 $F_g=4 \rightarrow F_e=4$ 的能级跃迁, 耦合光作用于 $F_g=3 \rightarrow F_e=4$ 的能级跃迁, 构成一个 Λ 型三能级系统. 波长为 894.5 nm 且可连续调谐的半导体激光器 DL_1 作为耦合光 (Coupling light) 光源, 经锥形光放大器 TA 将功率放大后, 再经过光纤系统 FC_1 整形, 然后通过偏振分光棱镜 PBS_1 及前后相邻的两个半波片 ($\lambda/2$) 分成功率、偏振相同的两束光 ($P_{c1}=P_{c2}=P_c$, 垂直偏振), 经 PBS_2 和 PBS_3 对射重叠于长度为 75 mm 的 Cs 泡. 由于两束耦合光来自同一光源, 有 $\omega_{c1}=\omega_{c2}=\omega_c$ (即 $\Delta_{c1}=\Delta_{c2}=\Delta_c$), 因此在 Cs 泡内可形成驻波耦合场. 另一台波长为 894.5 nm 且可连续调谐的半导体激光器 DL_2 发出的光经光纤耦合系统 FC_2 整形后经 $\lambda/2$ 及 PBS_2 分为两束, 分别作为 s 光和 l 光经过 M-Z 干涉仪. 该装置中, PBS_2 、 PBS_4 和 PBS_5 及反射镜 M_2 构成了 M-Z 干涉仪; 而 PBS_6 和其紧邻的 $\lambda/2$ 波片, 以及探测器 PD_1 和 PD_2 构成平衡零拍探测系统. 较强的 l 光以垂直偏振经 PBS_4 反射后, 又经带有 PZT 的反射镜 M_2 反射, 再经 PBS_5 反射直接进入平衡零拍探测系统; 较弱的 s 光以水平偏振经 PBS_2 透射后与耦合光共线重合, 在穿过驻波耦合场作用的 Cs 泡后, 先经反射率为 10% 的分束镜 BS 分成两束, 被透射的 s 光经 PBS_5 透射后与 l 光共线重合, 进入平衡零拍探测系统, 用于测量原子介质的色散, 经 BS 反射的光直接通过 PD_3 探测, 用于测量 s 光的透射强度 (即介质的吸收系数). $PD_1 \sim PD_3$ 为三个性质完全相同的光电探测器, 其光电转换效率为 $\eta \approx 0.625$ A/W. Cs 泡的两个端面镀有 894.5 nm 的增透膜, 有效减少 Cs 泡端面窗口对激光功率的损耗. 信号光和耦合光的有效束宽分别为 0.45 mm 和 0.60 mm.

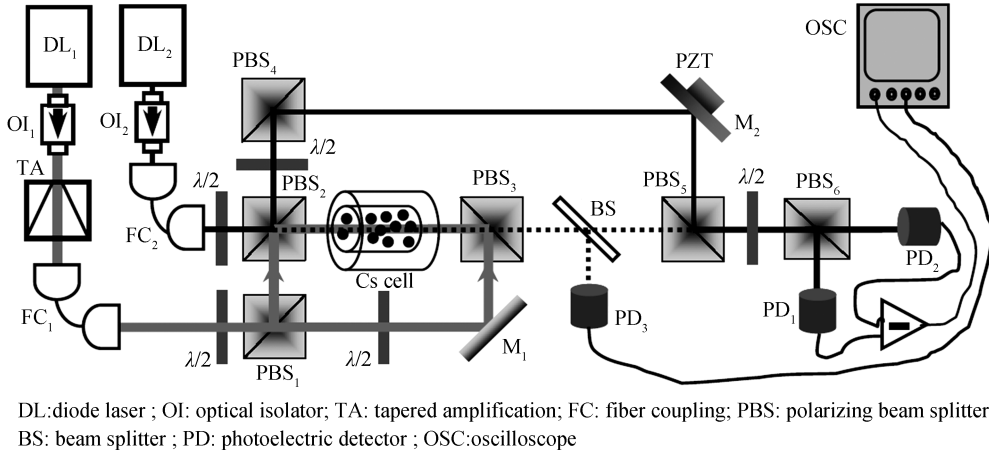


图 4 测量原子介质吸收和色散特性实验装置示意图

Fig.4 Schematic diagram of the experimental device for measuring the absorption and dispersion of the atomic medium under the condition of EIT and EIA

利用 M-Z 干涉仪测量信号光的色散特性, 必须保证 s 光与 l 光在进入平衡零拍探测系统时要严格重合, 判断标准可用 s 光与 l 光相互干涉的干涉可见度来表征. 干涉可见度定义为

$$V_R = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) \quad (10)$$

式(10)中, I_{\max} 表示干涉条纹的极大值, I_{\min} 表示干涉条纹的极小值. 实验上可以通过探测器 PD_1 或 PD_2 来探测干涉条纹. 干涉可见度越大, 说明 s 光与 l 光在平衡零拍探测光路中重合得越好.

具体调节重合和测量干涉可见度的方法是: 在图 4 实验装置的基础上, 首先关闭耦合光光源, 并将探针光频率调谐在距原子共振中心远失谐处, 以避免 Cs 原子对 s 光产生多普勒吸收而影响后续测量; s 光和 l 光经 PBS_5 汇合后, 虽然二者偏振垂直, 但在经 $\lambda/2$ 波片及 PBS_6 分光后, 各自又分为功率相同的垂直偏振和水

平偏振两部分,且同时分别经 PD₁ 和 PD₂ 探测,即进入 PD₁(或 PD₂)的 s 光和 l 光偏振相同,因此发生干涉;通过调节 PBS₄ 之前的 λ/2 波片,保证进入 PD₁(或 PD₂)的 l 光与 s 光的强度完全一致;然后通过给 M₂ 上的 PZT 加以三角波扫描电压,从而改变 s 光与 l 光之间的相位差,并通过示波器(OSC)来监测干涉信号.根据光的干涉理论可知,当二者之间的相位差满足 $\Delta\Phi = 2k\pi$ ($k=0,1,2,\dots$)时,产生干涉极大,而 $\Delta\Phi = (2k+1)\pi$ ($k=0,1,2,\dots$)时,产生干涉极小,干涉的极大值和极小值取决于 s 光与 l 光的重合度.实验通过多次调节 M₂ 和 PBS₅ 的倾斜及仰俯,可实现 l 光与 s 光的光路重合.图 5 给出了 PD₁ 探测的 s 光与 l 光经 M-Z 干涉仪的干涉信号(用 PD₂ 探测是等效的),其干涉可见度 V_R 最大至 96.5%,误差主要由 s 光与 l 光的光斑大小不完全相同及二者光强不完全相等所致.一般地,当 V_R 达到 95% 以上,可认为 s 光与 l 光基本重合,可以进行平衡零拍测量.

根据式(2)和(3)可知,原子介质对信号光的吸收及色散是有关信号光频率变化的量,因此实验中可通过调节 s 光频率在原子共振中心附近扫描,耦合光被锁定在确定的频率失谐处.而在测量色散特性时还需通过一直流偏压来控制 M-Z 干涉仪中 l 光的相位保持在 $\varphi_1 = \pi/2$.根据图 4 的实验装置及理论分析可以得出, s 光穿过相干介质后的吸收特性及色散特性可以表示为

$$\alpha L = -\ln(V'_{out}/V'_{in}) \quad (11)$$

$$\beta L \approx \frac{\Delta V}{2\sqrt{V_1 V'_{out}}} \quad (12)$$

式(11)和(12)中, V'_{in} 表示 PD₃ 测量的 s 光穿过介质前光强对应的电压, V'_{out} 表示穿过介质后的输出光强对应的电压; V_1 和 V'_{out} 分别表示探测器 PD₁(或 PD₂)直接读取 l 光和穿过介质后的 s 光的电压值, ΔV 表示经 PD₁ 和 PD₂ 平衡零拍探测并相减后的电压差.

图 6 实验比较了不同耦合场条件下,原子介质对信号光的吸收特性和色散特性, l 光功率 $P_l = 800 \mu\text{W}$, s 光功率 $P_s = 20 \mu\text{W}$, $P_c = 5 \text{ mW}$, $\Delta_c = 0$, $T = 25^\circ\text{C}$, $L = 75 \text{ mm}$.当只有与 s 光同向的耦合场作用时($P_{c2} = 0$),在原子共振频率中心($\Delta_c = 0$),介质对 s 光的吸收减弱,而在共振中心附近,介质表现出斜率很陡的正常色散,这是典型的 EIT 效应,而无吸收的正常色散效应可以使 s 光在 EIT 介质中传播时的速度减慢甚至静止,因而在光存储中有着非常重要的应用价值.在驻波耦合场作用下($P_{c2} = P_{c1} = P_c$),在双光子共振中心,介质对 s 光的吸收明显增强,并且在共振中心附近,介质由正常色散变为斜率很陡的反常色散,即 EIA 效应,而反常色散特性则反映出 s 光在 EIA 介质中传播时会出现“超光速”效应,同时在基于原子相干的四波混频

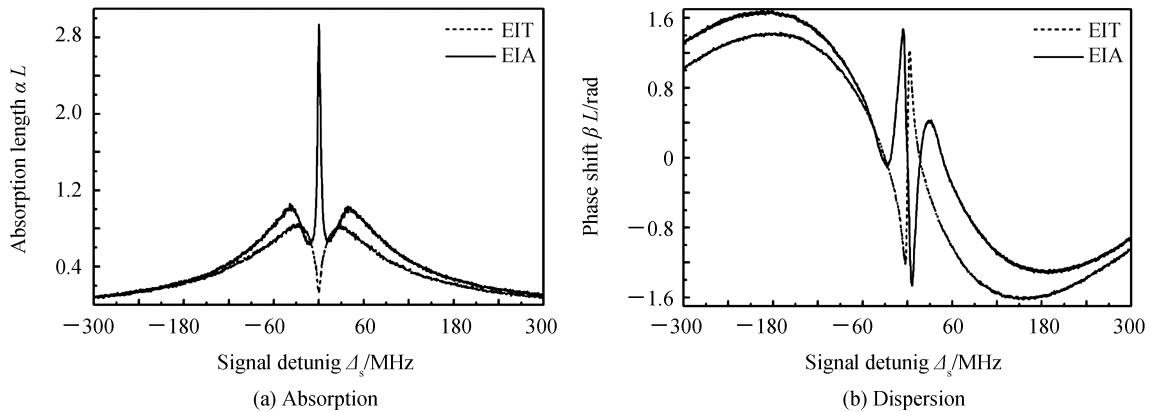


图 6 实验测得介质的极化特性随信号光频率失谐的变化

Fig.6 Experimental measured susceptibility of coherent media as the function of signal frequency detuning

及布喇格反射效应中,反常色散可以有效补偿相位失配量,从而提高四波混频效率.该实验结果与图 2 中理论模拟结果较好地吻合,证明利用 M-Z 干涉法能较好地测量介质的相移量,即色散特性.

为了比较在 EIT 和 EIA 条件下,利用 M-Z 干涉仪测量相干介质对 s 光色散特性的适用范围,进一步实验分析了改变 Cs 泡温度对介质极化特性的影响,如图 7,设置温度分别为 25°C、30°C、35°C,其余参数与图 6 相同.随着 Cs 泡温度的升高(即铯泡中原子数密度增大),参与作用的有效原子数增多,但在原子频率共振中心($\Delta_c = \Delta_s = 0$),介质对 s 光的吸收系数几乎不变,依然保持较好的单值性,只是耦合光的光泵浦效应引起共振中心两侧的吸收增强,表现为透明谱的线宽略微变窄,见图 7(a);对应地,利用 M-Z 干涉仪测量 s 光的正常色散曲线在保持很好的线性度的基础上,其斜率(色散随频率失谐的变化率)有微弱的提高,见图 7(b),这反映出提高原子数密度虽然不能提高 EIT 介质的透明度,但在一定范围内可以提高介质的正常色散率,即增强介质对 s 光的减速效应,同时表明提高原子数密度并不影响 M-Z 干涉仪对介质色散特性的测量.相反地,在 EIA 条件下,由于介质在双光子共振中心对 s 光表现为增强吸收的反常色散效应^[13],如图 7(c)和(d).而随着 Cs 泡温度的提高,当注入介质的 s 光的功率小于原子共振中心的饱和光强时,则会被介质完全吸收而无法穿出介质,并且随着原子数增多,介质的光学厚度增大,被完全吸收的信号光频率范围会逐渐增大,如图 7(c),说明在此频率范围内无信号光穿出介质,这也导致在此频率范围内测量的色散曲线产生失真,对应图 7(d).这说明在利用 M-Z 干涉仪测量 EIA 介质的色散曲线时,必须保证在强吸收处依然有一定的信号光穿过介质,才能携带出介质的色散特性而被探测到.利用式(1)~(5)理论模拟了提高粒子数密度对相干介质极化特性的影响,如图 8,设置原子数密度分别为 $3.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 、 $3.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 、 $4.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$,其他参数与图 2 相同.模拟结果与实验结果能较好地吻合,区别之处是在 EIA 条件下,由于理论中没有考虑信号光被完全吸收的因素,即没有出现图 7(c)中在共振中心附近一定带宽内信号光被完全吸收的情况,双光子共振中心吸收最强,见图 8(c),因此在原子共振中心,相干介质的反常色散特性保持了很好的线性度,见图 8(d).实验中当粒子数密度较高时,即出现信号光被完全吸收时,如果想测量其色散特性,可适当提高入射信号光的功率,保证在 EIA 条件下还有信号光输出,才能携带出介质的色散特性.

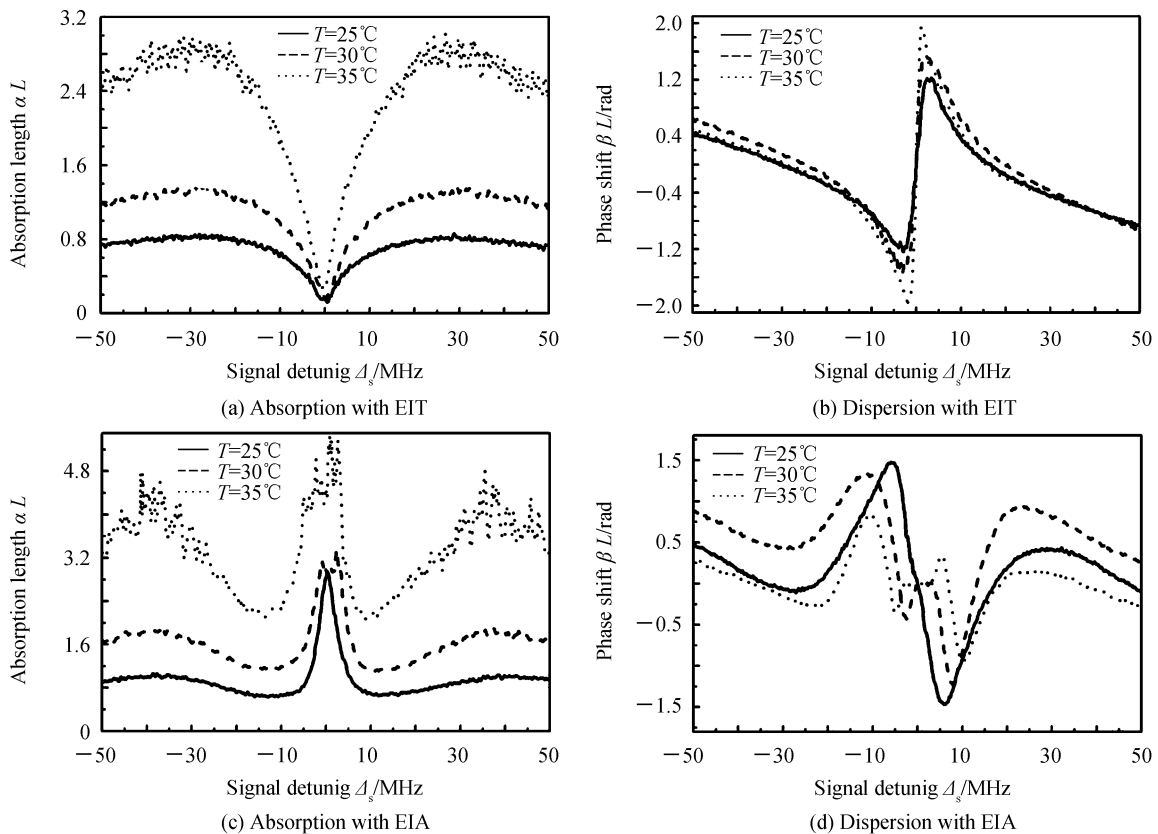


图 7 不同 Cs 泡温度下,相干介质极化特性随信号光频率失谐的变化

Fig.7 The susceptibility of coherent media with the frequency detuning of the signal light at the different temperatures

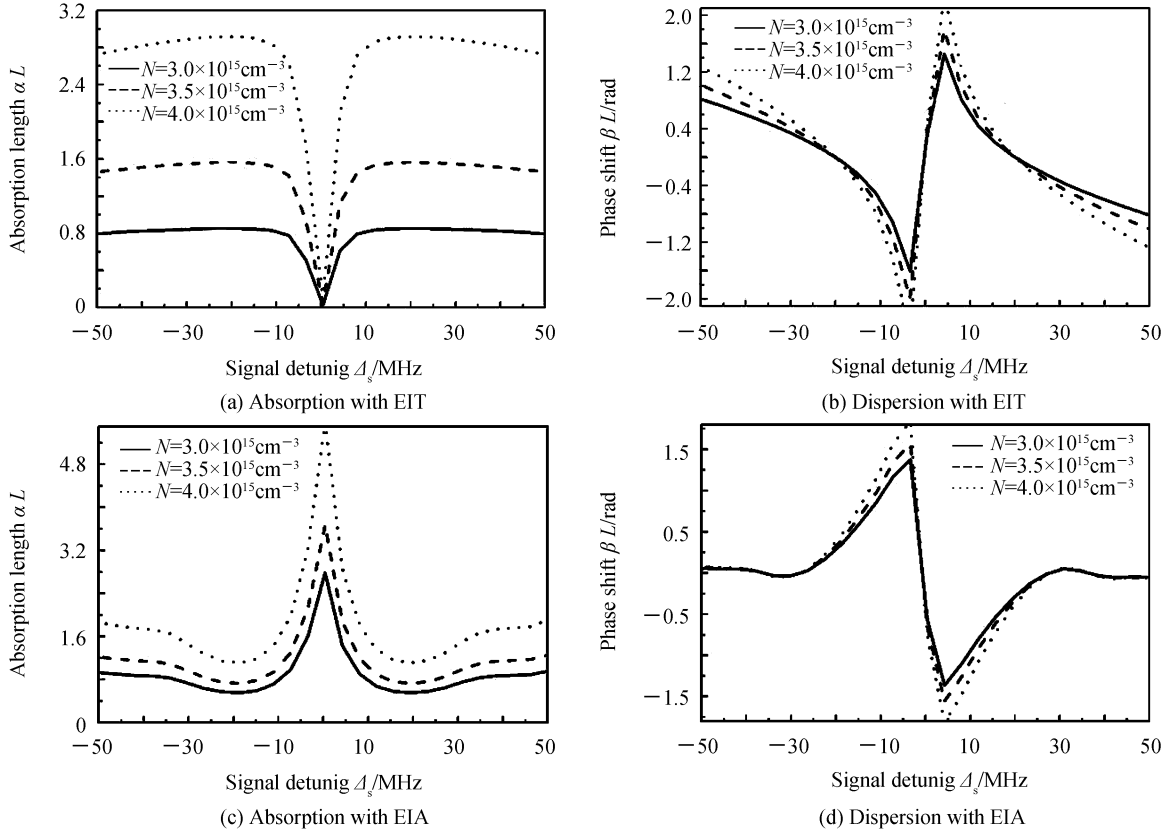


图 8 理论模拟不同原子数密度下,原子介质的极化特性随信号光频率失谐的变化

Fig.8 Theoretically simulated susceptibility of coherent media with the signal detuning at the different atomic density

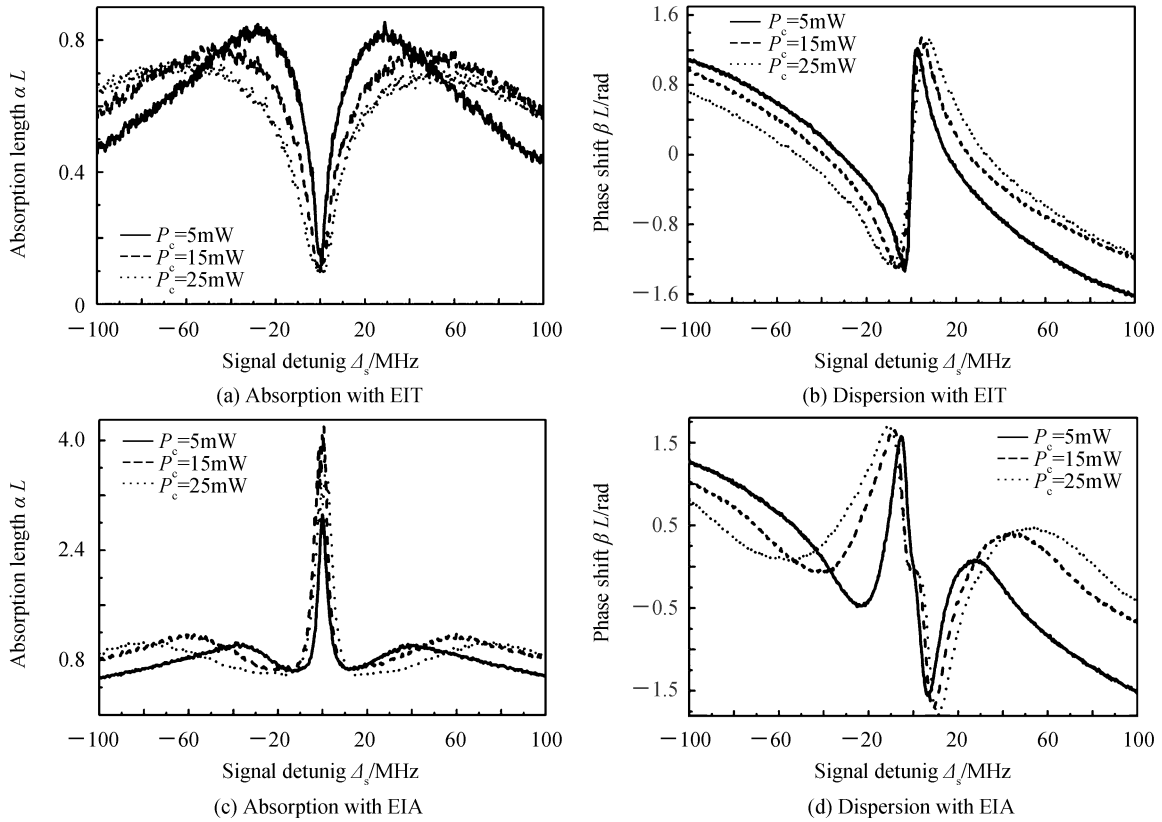


图 9 实验测得不同耦合光功率下相干介质极化特性随信号光频率失谐的变化

Fig.9 Experimentally measured susceptibility of coherent media with the frequency detuning of the signal light at the different coupling light power

在较低的 Cs 泡温度下 ($T=25^{\circ}\text{C}$), 实验测量了耦合光功率 P_c 对极化特性的影响, 如图 9, 设置 P_c 分别为 5 mW、15 mW、25 mW, 其他参数与图 6 相同. 在 EIT 条件下, 随着 P_c 的升高, 其对介质的拉比振荡增强, 导致对透明峰谱的线宽逐渐变宽, 但对 s 光的透明度几乎没有影响, 依然保持较好的单值性, 见图 9(a); 对应地, 在保持很好的线性度的基础上, 利用 M-Z 干涉仪测量 s 光的正常色散曲线的斜率有微弱的下降, 见图 9(b). 这表明提高耦合光功率, 虽然可以使 EIT 介质的透明度达到最大并保持不变, 但其较好的峰值单值性保证有效地测量到了色散特性的变化, 即升高耦合光功率会降低介质的色散率, 减弱介质对 s 光的减速效应. 而在 EIA 条件下, 当耦合光功率较小时 ($P_c=5$ mW), 介质对 s 光的强吸收呈现线单值性较好的特点, 如图 9(c), 这也保证了在色散特性的测量中, 其反常特性的色散曲线保持很好的线性度, 如图 9(d). 逐渐提高驻波场功率, 介质的吸收效率达到最大且保持不变, 表现在原子共振中心, s 光穿过介质后几乎被完全吸收, 同时对应的吸收频率范围略微变宽. 当 $P_c=25$ mW 时, 最大吸收对应频率范围增大至 8 MHz 左右, 见图 9(c), 这也导致其色散曲线在此频率范围内出现了微弱的失真, 见图 9(d), 但整体依然显示出较好的反常色散特性. 说明在低原子数密度条件下, 耦合光功率对测量介质色散特性的影响不是很大, 此时可以通过适当提高信号光功率的方法来弥补测量. 图 10 是理论模拟的结果, 与实验测量结果能较好地吻合.

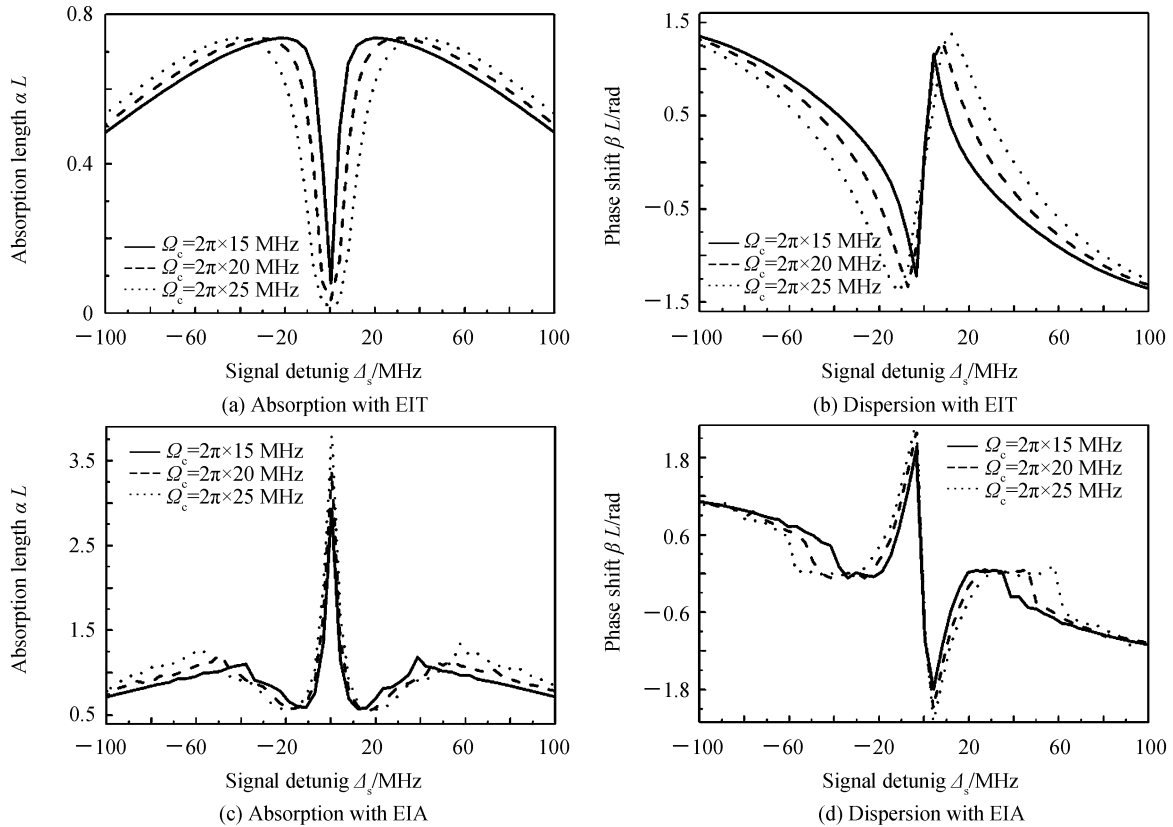


图 10 理论模拟不同耦合光拉比频率下原子介质的极化特性随信号光频率失谐的变化

Fig.10 Theoretically simulated susceptibility with the signal detuning at the different Rabi frequency of coupling lights

3 结论

本文在理论分析利用 M-Z 干涉仪及平衡零拍探测技术测量相干原子介质色散特性的基础上, 实验比较了利用 M-Z 干涉法测量原子介质分别在 EIT 和 EIA 两种性质相反的相干效应下原子介质的色散特性. 实验研究表明: 在原子频率共振中心, 对于 EIT 介质而言, 在双光子共振条件下, 由于介质对弱信号光的吸收减弱效应, 保证有足够的信号光穿过介质并进入平衡零拍探测系统, 从而能有效地测量到介质的正常色散特性, 并且该测量几乎不受耦合光功率及原子数密度的影响; 相反地, 对于 EIA 介质而言, 由于其对信号光产生的强吸收效应, 只有在低粒子数密度条件下, 即信号光在穿过介质后没有被完全吸收, 依然还有能量输出, 才能保证 M-Z 干涉仪有效测量到介质的反常色散特性. 当提高原子数密度, 即增强介质的光学厚度, 导致在

原子共振中心的信号光在很大的程度上被吸收,从而色散曲线产生严重的畸变,不能精确测量到色散率;另外,提高耦合光功率,在增强介质拉比振荡的同时,也会引起原子共振中心的色散曲线有轻微的畸变,但整体不影响 EIA 原子介质色散特性的测量.该结论对进一步研究在失谐条件下介质的极化特性,以及在电磁诱导增益、四波混频等光学非线性效应下介质的非线性极化率具有参考价值.

参考文献

- [1] BUTTS D L, KINAST J M, RADOJEVIC A M, *et al.* Coherent population trapping in Raman-pulse atom interferometry [J]. *Physical Review A*, 2011, **84**(4): 043613.
- [2] ZIBROV S A, NOVIKOVA I, PHILLIPS D F, *et al.* Coherent-population-trapping resonances with linearly polarized light for all-optical miniature atomic clocks[J]. *Physical Review A*, 2010, **81**(1): 013833.
- [3] HARRIS S E, FIELD J E, IMAMO ĞLU A. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency [J]. *Physical Review Letters*, 1990, **64**(10): 1107-1110.
- [4] YING K, NIU Y, CHEN D, *et al.* Observation of multi-electromagnetically induced transparency in V-type rubidium atoms[J]. *Journal of Modern Optics*, 2014, **61**(8): 631-635.
- [5] NAWOOD A, GOLDBERG D, MENON V M, *et al.* All-optical electromagnetically induced transparency using one-dimensional coupled microcavities[J]. *Optics Express*, 2014, **22**(15): 18818-18823.
- [6] HARRIS S E. Lasers without inversion: interference of lifetime-broadened resonances [J]. *Physical Review Letters*, 1988, **62**(9): 1033-1036.
- [7] KLOCHKOV D N, OGANESYAN KB, ROSTOVTSSEV Y V, *et al.* Threshold characteristics of free electron lasers without inversion[J]. *Laser Physics Letters*, 2014, **11**(12):125001.
- [8] LEE Y, LEE H J, MOON H S, *et al.* Phase measurement of fast light pulse in electromagnetically induced absorption [J]. *Optics Express*, 2013, **21**(19): 22464-22470.
- [9] REHMAN H, ADNAN M, NOH H, *et al.* Spectral features of electromagnetically induced absorption in 85Rb atoms [J]. *Journal of Physics B*, 2015, **48**(11):115502.
- [10] YANG X H, SHENG J T, XIAO M. Electromagnetically induced absorption via incoherent collisions[J]. *Physical Review A*, 2011, **84**(4): 043837.
- [11] ZHANG Wei-feng, YUAN Qing, LI Xiao-li, *et al.* The regulation and control of electromagnetically induced transparency and absorption in an optical-radio two-photon coupling configuration[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2017, **46**(6):0526001.
张玮峰,苑青,李晓莉,等.光学-射频场双驱动原子系统中的透明与吸收特性的调控[J].光子学报, 2017, **46**(6): 0526001.
- [12] MUKHERJEE N, KUMAR C N. Electromagnetically induced gain in molecular systems [J]. *Physical Review A*, 2009, **80**(6): 063830.
- [13] SHENG J T, XIAO M. Amplification of the intracavity dark-state field by a four-wave mixing process [J]. *Laser Physics Letters*, 2013, **10**(5): 055402.
- [14] ZHANG J X, ZHOU H T, WANG D W, *et al.* Enhanced reflection via phase compensation from anomalous dispersion in atomic vapor [J]. *Physical Review A*, 2011, **83**(5): 053841.
- [15] WANG Li, JING Jie-tai. Theoretical research on optimization of signal-noise ratio based on cascaded four-wave mixing system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, **37**(7): 0719001.
王丽,荆杰泰.基于级联四波混频系统实现信噪比优化的理论研究[J].光学学报, 2017, **37**(7):0719001.
- [16] DENG Rui-jie, YAN Zhi-hui, JIA Xiao-jun. Analysis of electromagnetically induced transparency based on quantum memory of squeezed state of light [J]. *Acta Physica Sinica*, 2017, **66**(7): 074201.
邓锐捷,闫智辉,贾晓军.基于电磁诱导透明机制的压缩光场量子存储[J].物理学报, 2017, **66**(7):074201.
- [17] JIANG Q C, ZHANG Y, WANG D, *et al.* Superluminal reflection and transmission of light pulses via resonant four-wave mixing in cesium vapor [J]. *Optics Express*, 2016, **24**(21): 24451.
- [18] WANG D W, ZHOU H T, GUO M J, *et al.* Optical diode made from a moving photonic crystal [J]. *Physical Review Letters*, 2013, **110**(9): 093901.
- [19] ZHOU H T, WANG D, GUO M J, *et al.* Controllable optical mirror of cesium atoms with four-wave mixing [J]. *Chinese Physics B*, 2014, **23**(9): 093204.
- [20] BROWNA W, XIAO M. All-optical switching and routing based on an electromagnetically induced absorption grating [J]. *Optics Letters*, 2005, **30**(7):699-701.
- [21] LI C Y, ZHANG Z R, SUN S H, *et al.* Logic-qubit controlled-NOT gate of decoherence-free subspace with nonlinear quantum optics [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2013, **30**(7): 1872-1877.
- [22] MCCORMICK C F, BOYER V, ARIMONDOE, *et al.* Strong relative intensity squeezing by four-wave mixing in rubidium vapor [J]. *Optics Letters*, 2007, **32**(2):178-180.
- [23] GUO M J, ZHOU H T, WANG D, *et al.* Experimental investigation of high-frequency-difference twin beams in hot cesium atoms [J]. *Physical Review A*, 2014, **89**(3): 033813.

- [24] LI Yuan, XU Xue-yuan, ZHANG Wei, *et al.* Squeezing propagation through double electromagnetically induced transparency in a tripod-type atomic system[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2016, **45**(11):1127001.
李媛,徐雪原,张维,等.Tripod型双电磁诱导透明原子系统中压缩光的传输[J].光子学报,2016,**45**(11):1127001.
- [25] XIAO M, LI Y Q, JIN S Z, *et al.* Measurement of dispersive properties of electromagnetically induced transparency in rubidium atoms [J]. *Physical Review Letters*, 1995, **74**(5): 666-669.
- [26] AFFOLDERBACH C, KNAPPE S, WYNANDS R, *et al.* Electromagnetically induced transparency and absorption in a standing wave [J]. *Physical Review A*, 2002, **65**(4): 043810.
- [27] WHITING D J, BIMBARD E, KEAVENEY J, *et al.* Electromagnetically induced absorption in a nondegenerate three-level ladder system[J]. *Optics Letters*, 2015, **40**(18): 4289-4292.
- [28] MOUADILI A, BOUDOUTI E H, SOLTANI A, *et al.* Electromagnetically induced absorption in detuned stub waveguides: a simple analytical and experimental model[J]. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2014, **26**(50): 505901.

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (Nos. 61575112, 61308121), Students Research Training of Shanxi University

引用格式: ZHAO Fa-gang, TIAN Zhuo-cheng, LIU Zhi-wei, *et al.* Measurement of Dispersion Characteristics of Atomic Medium Utilizing Mach-Zehnder Interferometer[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2018, **47**(9):0927001
赵法刚,田卓承,刘志伟,等.基于马赫-曾德干涉法测量原子介质的色散特性[J].光子学报,2018,**47**(9):0927001