

引用格式:郭洪菊,潘杰,李森,等.三能级 $\Lambda$ 型原子系统中边频对相位调制光栅的影响[J].山东科技大学学报(自然科学版),2018,37(6):100-107.

GUO Hongju, PAN Jie, LI Sen, et al. Effect of sideband on phase grating in a three-level  $\Lambda$ -type atomic system[J]. Journal of Shandong University of Science and Technology (Natural Science), 2018, 37(6):100-107.

# 三能级 $\Lambda$ 型原子系统中边频对相位调制光栅的影响

郭洪菊<sup>1</sup>, 潘杰<sup>1</sup>, 李森<sup>1</sup>, 王丽<sup>2</sup>

(1. 上海理工大学 上海出版印刷高等专科学校, 上海 200093;

2. 南阳师范学院 物理与电子工程学院, 河南 南阳 473061)

**摘要:**利用原子相干与干涉效应研究了三能级 $\Lambda$ 型原子系统中边频对相位调制电磁感应光栅的影响。结果表明由于边频相干,该结构中电磁感应透明窗口从一个拓展到多个。调节合适的边频强度,分析吸收色散性质,利用边频相干效应,相位衍射光栅强度尤其是一阶衍射得到增强。该系统内合适的探测场失谐、边频与中心频率之间的频差、相互作用长度也对相位调制光栅效率起到增强作用。该研究对于发展新颖的量子信息光学、量子网络及光学成像等方面的器件有着潜在的应用。

**关键词:**电磁感应光栅; 衍射强度; 边频相干; 电磁感应透明; 吸收色散

中图分类号:O436

文献标志码:A

文章编号:1672-3767(2018)06-0100-08

DOI:10.16452/j.cnki.sdkjzk.2018.06.012

## Effect of Sideband on Phase Grating in a Three-level $\Lambda$ -type Atomic System

GUO Hongju<sup>1</sup>, PAN Jie<sup>1</sup>, LI Sen<sup>1</sup>, WANG Li<sup>2</sup>

(1. Shanghai Publishing and Printing College, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China;

2. School of Physics and Electronics Engineering, Nanyang Normal College, Nanyang, Henan 473061, China)

**Abstract:**In this paper, the effect of sideband on the electromagnetically induced phase grating in a three-level  $\Lambda$ -type atomic system was studied. The results show that owing to sideband coherence, the number of windows of electromagnetically induced transparency in this structure extends from one to many. By analyzing the character of absorption and dispersion and taking advantage of sideband coherence, the diffraction intensity of the grating, especially the first-order diffraction can be enhanced significantly via tuning the sideband intensity. The diffraction efficiency of phase grating can also be further enhanced by choosing appropriate detuning of the probe field, frequency difference between the sideband and central component of the pump field, and the interaction length. The study can be used to develop novel photonic devices for quantum information processing, quantum networking and optical imaging.

**Key words:** electromagnetically induced grating; diffraction intensity; sideband coherence; electromagnetically induced transparency; absorption and dispersion

一直以来,原子相干效应引起学术界广泛兴趣,电磁诱导透明<sup>[1-2]</sup>是其中最为有趣的光学现象之一。基于电磁诱导透明,1998年Ling等<sup>[3]</sup>首次提出电磁感应光栅的概念。在一个三能级 $\Lambda$ 型原子系统中,两个能

收稿日期:2018-05-10

基金项目:上海市自然科学基金项目(14ZR1414300);上海市教育发展基金晨光计划项目(16CGB10)

作者简介:郭洪菊(1977—),女,湖北襄阳人,副教授,博士,主要从事量子相干调控方面的研究。

E-mail:guohongju@163.com

级跃迁分别与一个强的相干泵浦场和一个弱的探测场耦合作用,干涉相消作用下探测场在介质中变得透明,这个现象被称为电磁感应透明。当其中的强相干泵浦场被一个驻波场所替代时,会出现探测场在泵浦场波幅处透射,而在波节处被吸收的现象。因此,该原子系统行为上就是一个周期性光栅,电磁感应光栅因此而形成。由于在无背景技术<sup>[4]</sup>、相干布居俘获<sup>[5]</sup>、光开关<sup>[6]</sup>、介质光学性质探测<sup>[7-9]</sup>等方面的许多潜在应用<sup>[10-14]</sup>,近些年来电磁感应光栅受到广泛关注。肖敏及其合作者通过在双暗态系统中加入微波场提高了相位光栅效率<sup>[10]</sup>; Araujo<sup>[11]</sup>提出基于巨 Kerr 非线性效应的电磁感应光栅方案;王丽等<sup>[13]</sup>研究了四能级三脚架型原子系统内二维诱导电磁感应光栅;借助自发辐射相干,原子系统内相位光栅效率可以显著提高<sup>[14-16]</sup>。与此同时,固态介质内电磁感应光栅也相继得到研究<sup>[17-20]</sup>。在半导体量子点-金属纳米粒子混合系统内<sup>[17]</sup>,基于激子诱导透明的电磁感应光栅在其中成形;基于 Fano 干涉,在半导体纳米量子阱中也得到电磁感应光栅<sup>[19]</sup>。

然而,以上大多是单色光场与介质相互作用的例子。单一频率值的单色光场属于理想状态,相比较而言,以某一频率为中心伴随近共振边频成分的多色场更接近现实。而且已知原子系统内多色相干能够控制吸收色散性质,诱导许多有趣的光学效应<sup>[21-26]</sup>。受此启发,本研究利用边频相干与干涉效应研究了双色场耦合三能级  $\Lambda$  型原子系统中边频对相位调制电磁感应光栅的影响。边频相干使得该结构中电磁感应透明窗口从一个拓展到多个。分析该系统边频存在时的吸收色散性质,选择合适的边频强度,利用边频干涉效应,相位衍射光栅强度尤其是一阶衍射得到增强。与此同时,相位衍射光栅衍射效率也依赖于探测失谐、边频与中心频率之间的频差、相互作用长度等参数。当系统参数调节适当时,一阶衍射强度呈显著增强趋势。

## 1 基本原理

所考虑的  $\Lambda$  型原子系统如图 1(a) 所示。原子能级结构由一个激发态  $|0\rangle$ , 一个基态  $|1\rangle$  和一个亚稳态  $|2\rangle$  组成。单色探测场  $\vec{E}_p e^{-i\omega_p t} + c. c.$  与  $|0\rangle - |1\rangle$  跃迁耦合,由中心频率成分及边频成分构成的双色驱动场  $[\vec{E}_0(x) + \vec{E}_1 e^{i\delta t}] e^{-i\omega_0 t} + c. c.$  与  $|0\rangle - |2\rangle$  跃迁耦合。 $\vec{E}_i (i = 1, p)$  是驱动场边频成分及单色探测场的慢变振幅,空间周期为  $\Lambda$  的、依赖于位置的驻波场  $\vec{E}_0(x) = \vec{E}_0 \sin \frac{\pi x}{\Lambda}$  为驱动场中心频率成分的振幅。 $\omega_0$  代表驱动场的中心频率, $\delta$  是边频场与中心频率场间的频率失谐, $\omega_p$  是单色探测场频率。 $\Delta_1 = \omega_{01} - \omega_p$  和  $\Delta_2 = \omega_{02} - \omega_0$  是光场与相互作用跃迁能级间的失谐。 $\gamma_1$ 、 $\gamma_2$  是能级  $|0\rangle - |1\rangle$  和  $|0\rangle - |2\rangle$  的衰减速率。 $\Omega_0(x) = \frac{\vec{\mu}_{20} \cdot \vec{E}_0(x)}{\hbar} = \Omega_0 \sin(kx)$ ,  $\Omega_1 = \frac{\vec{\mu}_{20} \cdot \vec{E}_1}{\hbar}$  和  $\Omega_p = \frac{\vec{\mu}_{10} \cdot \vec{E}_p}{\hbar}$  代表各场拉比频率,其中  $\vec{\mu}_{20}$  和  $\vec{\mu}_{10}$  是原子跃迁电偶极矩阵元。通常我们假设拉比频率  $\Omega_0$ 、 $\Omega_1$ 、 $\Omega_p$  和偶极矩阵元 ( $\vec{\mu}_{10}$  和  $\vec{\mu}_{20}$ ) 为实数。泵浦场的中心频率成分驻波光场沿着  $x$  方向穿过  $\Lambda$  型原子,探测场沿着  $z$  方向穿过驻波区域,如图 1(b) 所示。在电偶极近似与旋波近似下,密度矩阵元的运动方程为:

$$\begin{aligned}
 \dot{\rho}_{00} &= -(\gamma_1 + \gamma_2)\rho_{00} + \frac{i\Omega_p}{2}\rho_{10} - \frac{i\Omega_p^*}{2}\rho_{01} + \frac{iG}{2}\rho_{20} - \frac{iG^*}{2}\rho_{02}, \\
 \dot{\rho}_{11} &= \gamma_1\rho_{00} - \frac{i\Omega_p}{2}\rho_{10} + \frac{i\Omega_p^*}{2}\rho_{01}, \\
 \dot{\rho}_{22} &= \gamma_2\rho_{00} - \frac{iG}{2}\rho_{20} + \frac{iG^*}{2}\rho_{02}, \\
 \dot{\rho}_{01} &= -\left(\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} + i\Delta_1\right)\rho_{01} - \frac{i\Omega_p}{2}\rho_{00} + \frac{i\Omega_p}{2}\rho_{11} + \frac{iG}{2}\rho_{21}, \\
 \dot{\rho}_{02} &= -\left(\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} + i\Delta_2\right)\rho_{02} + \frac{i\Omega_p}{2}\rho_{12} + \frac{iG}{2}(1 - \rho_{11} - 2\rho_{00}), \\
 \dot{\rho}_{21} &= -i(\Delta_2 - \Delta_1)\rho_{21} - \frac{i\Omega_p}{2}\rho_{20} + \frac{iG^*}{2}\rho_{01}.
 \end{aligned} \tag{1}$$

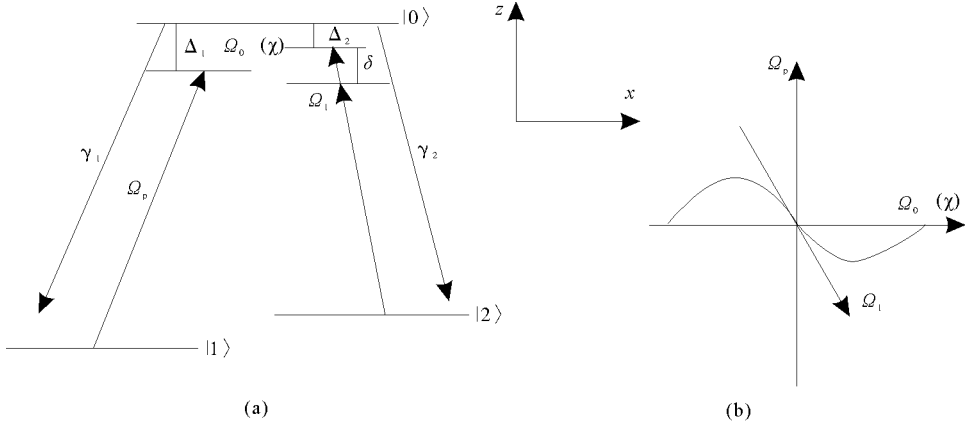


图 1 (a)与弱单色探测场和双色泵浦场相互作用的  $\Lambda$  系统能级图;  
(b) 双色泵浦场和单色探测场在介质中传输

Fig. 1 (a) Schematic diagram of energy levels for a  $\Lambda$ -system interacting with a weak monochromatic probe field and a bichromatic pump field; (b) Sketch of the bichromatic pump field and the probe field propagating through the sample

以上方程组满足  $\rho_{00} + \rho_{11} + \rho_{22} = 1$  和  $\rho_{ij}^* = \rho_{ji}$ , 这里令  $G = (\Omega_0 + \Omega_1 e^{-i\delta t})$  和  $G^* = (\Omega_0^* + \Omega_1^* e^{i\delta t})$ 。为解以上方程, 各密度矩阵元以傅立叶形式展开为:

$$\rho_{jk} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \rho_{jk}^{(n)} e^{in\delta t} \quad (j, k = 0, 1, 2) \quad (2)$$

将(2)式带入方程组(1), 形成一个矩阵方程, 求其稳态解<sup>[27]</sup>, 得到列向量  $X = (\rho_{01}^{(-N)}, \dots, \rho_{11}^{(-N)}; \dots; \rho_{01}^{(0)}, \dots, \rho_{11}^{(0)}; \dots; \rho_{01}^{(N)}, \dots, \rho_{11}^{(N)})^T$  各元素的解。介质的复极化率为:

$$P(t) = n_a \mu_{10} \rho_{01} e^{-i\omega_p t} = n_a \mu_{10} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \rho_{01}^{(n)} e^{in\delta t - i\omega_p t} \quad (3)$$

这里  $n_a$  是原子数密度。作为一个结论, 以频率  $\omega_p$  振荡的复极化率部分  $p(\omega_p)$  可以写为  $p(\omega_p) = n_a \mu_{10} \rho_{01}^{(0)}$ 。

从介质的极化表达式  $p(\omega_p) = \epsilon_0 \chi E_p$ , 我们可以推导出探测极化率为:

$$\chi = \frac{n_a |\mu_{10}|^2 \rho_{01}^{(0)}}{\hbar \epsilon_0 \Omega_p} \quad (4)$$

为了获得在介质中传输的探测场的衍射情况, 需解麦克斯韦方程。在慢变振幅近似及稳态条件下, 关于  $\Omega_p$  的自洽方程为:

$$i\chi\Omega_p = \frac{\partial \Omega_p}{\partial z} \quad (5)$$

通过解此方程得到作用长度为  $L$  的介质中的传输函数

$$T(x) = e^{i\chi L} = e^{-\text{Im}[\chi]L} e^{i\Phi} \quad (6)$$

其中相位

$$\Phi = \text{Re}[\chi]L \quad (7)$$

基于  $T(x)$  的傅里叶变换和夫琅禾费衍射理论, 得到夫琅禾费衍射方程

$$I_p(\theta) = |J_p(\theta)|^2 \frac{\sin^2(M\pi\Lambda \sin\theta/\lambda_p)}{M^2 \sin^2(\pi\Lambda \sin\theta/\lambda_p)} \quad (8)$$

其中

$$J_p(\theta) = \int_0^1 T(x) \exp(-i2\pi x) dx, \tag{9}$$

代表一维空间周期夫琅禾费衍射。 $M$  是被探测光场照射的光栅沿着  $x$  轴的空间周期数。 $\theta$  是相对于  $x$  轴的衍射角。 $\lambda_p$  是探测光场波长。归一化探测衍射强度,即令  $T(x) = 1$ ,则  $I_p(\theta) = 1$ 。 $n$  阶衍射强度由方程(8)表示,其中  $x$  方向上  $\sin(\theta) = n\lambda_p/\Lambda$ 。

## 2 分析与讨论

驻波场与原子相互作用使得依赖于泵浦场强的探测场吸收性质呈现周期性变化。通常来讲,在波腹处电磁诱导透明的出现使得探测场近乎透明传输;而在波节处无透明窗口,探测场被吸收。这样的介质好比经典物理框架内的周期刻蚀玻璃光栅。当探测场垂直于驻波场在介质内传输时,将会发生衍射。接下来我们将演示边频对电磁诱导相位光栅的影响并且分析该系统内各参数对于衍射效率的控制。

首先把单色泵浦场作用下归一化的衍射强度与边频存在时的衍射强度进行对比。为统一单位,选择  $2\gamma_1 = 2\gamma_2 = 1$  作为所有衰减速率、频率失谐和拉比频率的单位,  $\Lambda$  作为  $x$  的单位,  $\frac{\hbar\epsilon_0\lambda_p}{n_a|\mu_{10}|^2}$  作为  $L$  的单位。当泵浦场中心频率的驻波场失谐和探测场失谐被调谐到共振时,  $\Delta_1 = 0$  和  $\Delta_2 = 0$ , 对于单一驻波场作用的原子系统,  $\Phi = \text{Re}[\chi]L = 0$ , 没有相位调制发生<sup>[3]</sup>。为清晰展示这一结论,在图 2(a)中做出此时的吸收色散图。

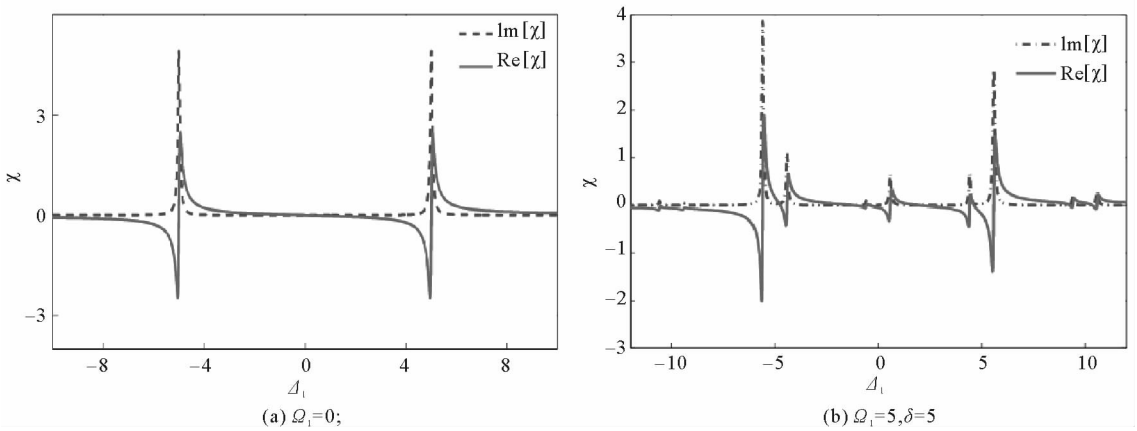


图 2 吸收色散谱

Fig. 2 The absorption and dispersion spectra

在这里  $\Omega_0 = 10$ ,  $\Omega_1 = 0$ ,  $\Omega_p = 0.01$  远小于泵浦场强度。当泵浦场边频出现时,调节参数  $\Omega_0 = 10$ ,  $\Omega_1 = 5$ ,  $\Omega_p = 0.01$ , 调谐边频场与中心驻波场频率失谐为  $\delta = 5$ , 吸收色散如图 2(b)所示。与图 2(a)相比,色散性质发生变化,吸收峰不再对称,探测共振频率处,色散不为 0,因此  $\Phi = \text{Re}[\chi]L \neq 0$ , 原有的单个电磁感应透明窗口由一个变为多个。针对  $\Delta_1 = 0$  和  $\Delta_2 = 0$ , 调节参数  $\frac{\Lambda}{\lambda_p} = 4$ ,  $L = 4$  和  $M = 5$ , 此时单色场作用下 ( $\Omega_0 = 10, \Omega_1 = 0, \Omega_p = 0.01$ , 虚线) 与边频调控下 ( $\Omega_0 = 10, \Omega_1 = 5, \Omega_p = 0.01$ , 实线) 的衍射强度如图 3 所示。图 2(a)显示,单色相干条件下中心频率处出现电磁感应透明窗口,使得在该系统中形成电磁感应光栅成为可能。然而此时的衍射光栅(图 3 虚线所示)几乎全部集中在中心区域,一阶衍射强度较小。而边频相干的介入使得相位调制发生,中心区域衍射强度减小,一阶衍射强度增大(图 3 实线所示)。

保持  $\delta = 5$  ,继续增大边频强度,探测共振时的衍射强度对比如图 4 所示,其中实线对应  $\Omega_0 = 10$ 、 $\Omega_1 = 10$ 、 $\Omega_p = 0.01$  ,虚线对应  $\Omega_0 = 10$ 、 $\Omega_1 = 5$ 、 $\Omega_p = 0.01$  。由图 4 可以看出,随着边频强度增大,边频相干引起的相位调控增强,一阶衍射强度在原来的基础上更加明显。为解释该条件下的增强效应,做出该条件 ( $\Omega_0 = 10$ 、 $\Omega_1 = 10$ 、 $\Omega_p = 0.01$  )下的吸收色散图如图 5 所示。图中显示,随着边频强度的增大,电磁感应窗口再次增多,吸收峰不对称加剧,探测共振频率处,吸收几乎为 0,而色散增加,导致相位调制效应增强。

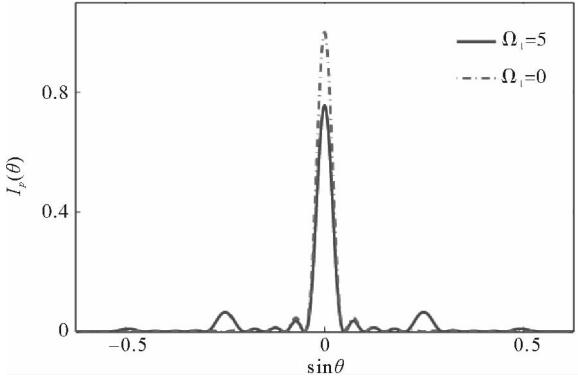


图 3 归一化衍射强度  $I_p(\theta)$  与  $\sin\theta$  之间的函数图

Fig. 3 The corresponding normalized diffraction intensity  $I_p(\theta)$  as a function of  $\sin\theta$

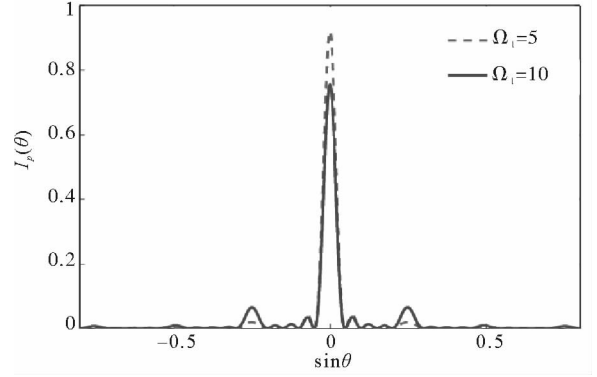


图 4 衍射强度  $I_p(\theta)$  与  $\sin\theta$  之间的关系

Fig. 4 The corresponding diffraction intensity  $I_p(\theta)$  as a function of  $\sin\theta$

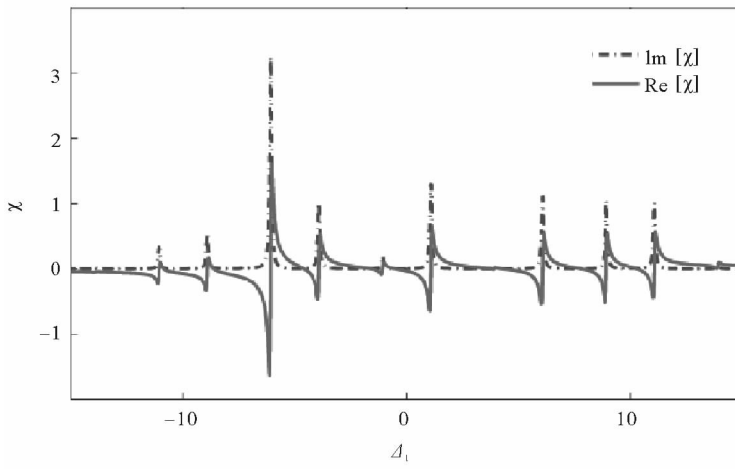


图 5 吸收色散谱 ( $\Omega_1 = 10$ )

Fig. 5 The absorption and dispersion spectra with  $\Omega_1 = 10$

已知强度调节一阶衍射有限。从公式(6)、(7)可以看出,无吸收的非 0 色散可以更进一步增强电磁感应光栅的一阶衍射强度。保持泵浦场中心频率共振  $\Delta_2 = 0$  ,利用图 2(b)所显示的吸收色散性质,选择失谐为  $\Delta_1 = -6.0$  ,此时伴随吸收几乎为 0 出现较大的色散。基于边频相干 ( $\Omega_0 = 10$ 、 $\Omega_1 = 5$ 、 $\Omega_p = 0.01$  ), $\Delta_1 = -6.0$  (实线)时的衍射强度如图 6 所示,与中心频率处  $\Delta_1 = 0$  (虚线)的衍射强度图进行对比。随着  $\Delta_1$  的转移,探测场色散增强,并在  $\Delta_1 = -6.0$  处达到较理想效果,使探测场透射良好,从而高阶衍射强度进一步增强。

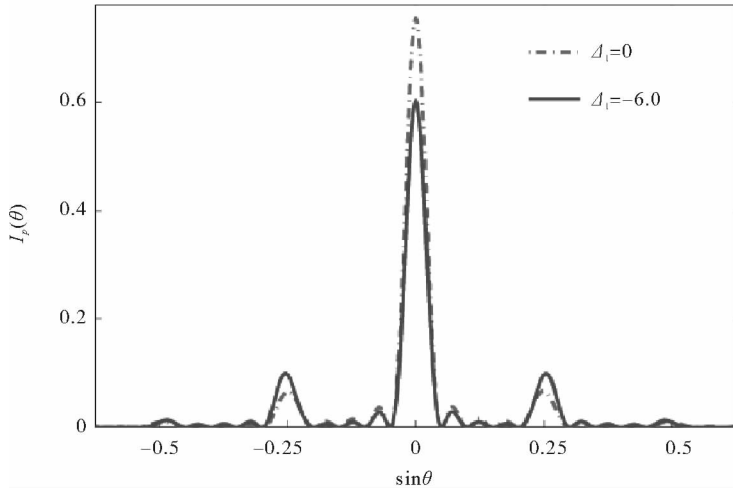


图 6 衍射强度  $I_p(\theta)$  与  $\sin\theta$  之间的关系

Fig. 6 The corresponding diffraction intensity  $I_p(\theta)$  as a function of  $\sin\theta$

本文也研究了边频强度  $\Omega_1$  的变化、光场与介质作用长度  $L$  的变化、以及泵浦场中边频与中心频率场间的频差  $\delta$  的变化对衍射效应的影响。保持  $\Omega_0 = 10$ 、 $\Omega_p = 0.01$  和  $\Delta_1 = -6.0$ 、 $\delta = 5$  不变,得出一阶衍射强度与  $\Omega_1$  的关系如图 7 显示,随着  $\Omega_1$  的增强,一阶衍射效率先增长后衰减。在  $\Omega_1 = 6.3$  的位置,一阶衍射强度达到极值。调谐  $\Omega_1 = 6.3$ ,保持  $\Omega_0 = 10$ 、 $\Omega_p = 0.01$  和  $\Delta_1 = -6.0$ 、 $\Delta_2 = 0$ 、 $\delta = 5$ ,得到图 8 所示一阶衍射强度与作用长度  $L$  之间的函数图。由图 8 可见,该条件下作用长度在  $L = 6.5$  位置,一阶衍射强度达到极值。调控作用长度至  $L = 6.5$ ,保持  $\Omega_1 = 6.3$ ,其他参数不变,在图 9 中做出一阶衍射强度与频差  $\delta$  之间的关系。可见  $\delta = 5$  处一阶衍射强度最大。其他参数条件下,亦显示  $\delta = 5$  处衍射效应理想。总而言之,该系统中边频存在时,调谐合适的边频强度,选择合适的探测失谐、作用长度及泵浦场边频与中心驻波场频差及其他相关参数,利用边频相干效应可以增强相位电磁感应光栅中的一阶衍射强度,该调控下的衍射效应与单色场作用条件下相比较得到显著增强。一阶衍射强度对边频的依赖性可以用修饰原子态来解释<sup>[28]</sup>。

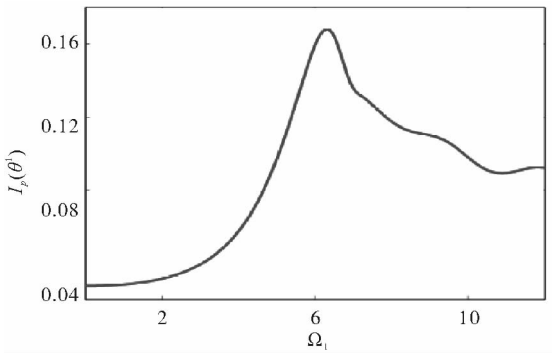


图 7 一阶衍射强度  $I_p(\theta^1)$  与  $\Omega_1$  之间的关系 ( $\Omega_0 = 10, \Omega_1 = 5, \Delta_1 = -6.0$ )

Fig. 7 The first-order diffraction intensity  $I_p(\theta^1)$  as a function of  $\Omega_1$  with  $\Omega_0 = 10, \Omega_1 = 5, \Delta_1 = -6.0$

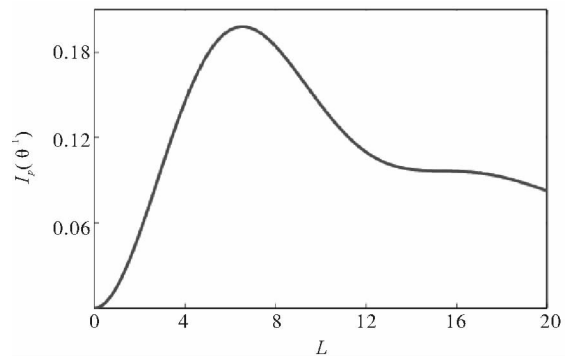


图 8 一阶衍射强度  $I_p(\theta^1)$  与相互作用长度  $L$  之间的关系 ( $\Omega_0 = 10, \Omega_1 = 6.3, \Delta_1 = -6.0$ )

Fig. 8 The first-order diffraction intensity  $I_p(\theta^1)$  as a function of interaction length  $L$  with  $\Omega_0 = 10, \Omega_1 = 6.3, \Delta_1 = -6.0$

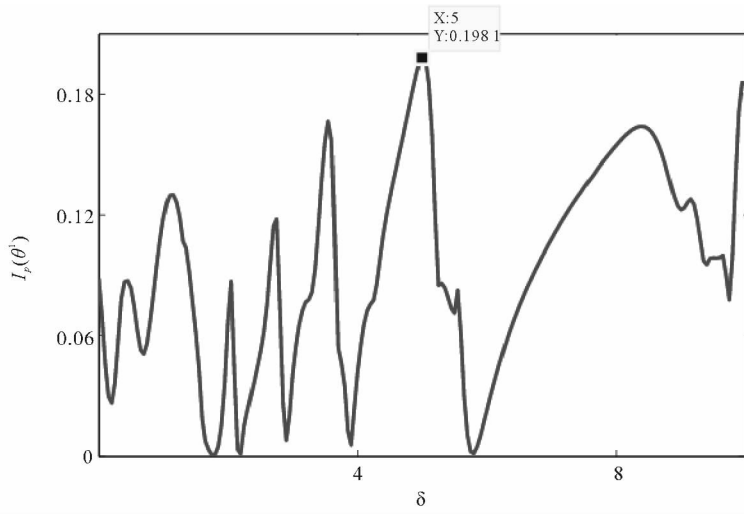


图9 一阶衍射强度  $I_p(\theta^1)$  与  $\delta$  之间的关系 ( $\Omega_0 = 10, \Omega_1 = 6.3, \Delta_1 = -6.0, L = 6.5$ )

Fig. 9 The first-order diffraction intensity  $I_p(\theta^1)$  as a function of  $\delta$  with  $\Omega_0 = 10, \Omega_1 = 6.3, \Delta_1 = -6.0, L = 6.5$

### 3 结论

研究了三能级  $\Lambda$  型原子系统中边频相干对电磁感应相位光栅的影响,探讨了边频相干对光栅的形成及对衍射强度的影响。结果显示,该系统中电磁感应光栅效率对探测失谐及泵浦场中的边频强度极其敏感。调谐合适的探测失谐,调控边频强度及系统其他参数,一阶衍射效率显著增强,其值超过单色场控制下<sup>[4]</sup>的值近一倍。

#### 参考文献:

- [1] HARRIS S E. Electromagnetically induced transparency[J]. Physics Today, 1997, 50(7): 36-42.
- [2] FLEISCHHAUER M, IMAMOGLU A, MARANGOS J P. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media[J]. Reviews of Modern Physics, 2005, 77(2): 633-673.
- [3] LING H Y, LI Y Q, XIAO M. Electromagnetically induced grating: Homogeneously broadened medium[J]. Physical Review A, 1998, 57(2): 1338-1344.
- [4] MITSUNAGA M, IMOTO N. Observation of an electromagnetically induced grating in cold sodium atoms[J]. Physical Review A, 1999, 59: 4773-4776.
- [5] DUTTA B K, MAHAPATRA P K. Preparation of the entanglement states with distant atoms trapped in separate cavities [J]. Journal of Physics B: Atomic Molecular & Optical Physics, 2006, 39(1): 1145-1158.
- [6] BROWN A W, XIAO M. All-optical switching routing based on electromagnetically induced absorption grating[J]. Optics Letters, 2005, 30(7): 699-701.
- [7] CARDOSO G C, TABOSA J M R. Electromagnetically induced gratings in a degenerate open two-level system[J/OL]. Physical Review A, 2002, 65(3): 033803.
- [8] PISANTY E, SUKIASYAN S, IVANOV M. Spin conservation in high-order-harmonic generation using bicircular fields[J/OL]. Physical Review A, 2014, 90(4): 043829.
- [9] ZHANG Y Q, WU Z K, BELIC M R, et al. Photonic Floquet topological insulators in atomic ensembles[J]. Laser Photonics Review, 2015, 9(3): 331-338.
- [10] XIAO Z H, SHIN S G, KIM K. An electromagnetically induced grating by microwave modulation [J]. Journal of Physics B: Atomic Molecular Optical Physics, 2010, 43(16): 161004.
- [11] DE ARAUJOL E E. Electromagnetically induced phase grating[J]. Optics Letters, 2010, 35(7): 977-979.

- [12] DE CARVALHO S A, DE ARAUJO L E E. Electromagnetically-induced phase grating: A coupled-wave theory analysis [J]. *Optics Express*, 2011, 19(3): 1936-1944.
- [13] WANG L, ZHOU F X, HU P D, et al. Two-dimensional electromagnetically induced cross-grating in a four-level tripod-type atomic system [J/OL]. *Journal of Physics B: Atomic Molecular Optical Physics*, 2014, 47(22): 225501.
- [14] ZHANG Y P, WANG Z G, NIE Z Q, et al. Four-wave mixing dipole soliton in laser-induced atomic gratings [J/OL]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(9): 093904.
- [15] WAN R G, KOU J, JIANG Y, et al. Electromagnetically induced grating via enhanced nonlinear modulation by spontaneously generated coherence [J/OL]. *Physical Review A*, 2011, 83(3): 033824.
- [16] XIE B, CAI X, XIAO Z H. Electromagnetically induced phase grating controlled by spontaneous emission [J]. *Optics Communications*, 2012, 285(2): 133-135.
- [17] XIAO Z H, ZHENG L, LIN H. Photoinduced diffraction grating in hybrid artificial molecule [J]. *Optics Express*, 2012, 20(2): 1219-1229.
- [18] PENG Y D, YANG A H, CHEN B. Enhanced cross-Kerr effect for probing tunneling in coupled quantum dots [J/OL]. *Laser Physics Letters*, 2016, 13(2): 025401.
- [19] ZHOU F X, QI Y H, SUN H, et al. Electromagnetically induced grating in asymmetric quantum wells via Fano interference [J/OL]. *Optics Express*, 2013, 21(10): 12249.
- [20] PENG Y D, YANG A H, CHEN B, et al. Tunable high-sensitive measurement of inter-dot transition via tunneling induced absorption [J/OL]. *Applied Physics Letters*, 2016, 109(14): 141101.
- [21] FICEK Z, SEKE J, SOLDATOV A V, et al. Multilevel coherence effects in a two-level atom driven by a trichromatic field [J]. *Optics Communications*, 2003, 217(1): 299-309.
- [22] KEITEL C H. Exponential gain in resonant four-wave mixing via dressed inversions [J]. *Physical Review A*, 1998, 57(2): 1412.
- [23] YOON T H, CHUNG M S, LEE H W. Absorption spectra of two-level atoms interacting with a strong polychromatic pump field and an arbitrarily intense probe field [J]. *Physical Review A*, 1999(3): 60:2547.
- [24] HU X M, XU Q, LI J Y, et al. Bichromatic and trichromatic manipulation of spontaneous emission in a three-level  $\Lambda$  system [J]. *Optics Communications*, 2006, 260(1): 196-202.
- [25] ZHANG J P, XU J, HERNANDEZ G, et al. Polychromatic-field-induced transparency and absorption in a three-level  $\Lambda$  system [J/OL]. *Physical Review A*, 2007, 75(4): 043810.
- [26] DU Y G, ZHENG Y P, ZUO C C, et al. Controlling four-wave mixing and six-wave mixing in a multi-Zeeman-sublevel atomic system with electromagnetically induced transparency [J/OL]. *Physical Review A*, 2009, 79(6): 063839.
- [27] HU X M, CHENG G L, ZOU J H, et al. Nonlinear response of a three-level system driven by a polychromatic field and probed by an arbitrarily intense field [J]. *Optics Communications*, 2005, 249: 543.
- [28] KIM H, PARK J R, LEE H W. Semiclassical dressed-atom approach [J]. *Journal of Physics B Atomic Molecular & Optical Approach*, 2000, 33: 1703.

(责任编辑:李 磊)