

基于相干粒子数囚禁的电磁诱导光栅研究*

喻松[†] 廖屏 杨展予 顾晓仪

(北京邮电大学, 信息光子学与光通信国家重点实验室, 北京 100876)

(2013年5月6日收到; 2013年8月28日收到修改稿)

基于相干布居囚禁, 提出了一种新的电磁诱导光栅物理模型, 得到了该模型下介质极化率的解析表达式. 由于相干布居囚禁引入的原子相干性, 介质极化率会形成增益、无吸收高折射率点以及暗态三个区域. 根据该理论模型, 基于 ^{87}Rb 的原子能级, 提出了一种新型衍射光栅实现方案, 并进行了分析与计算. 结果表明, 在无吸收高折射率点处, 这种光栅是一种纯相位光栅, 一级衍射强度可达到 0.4; 在增益区域中, 发现这种光栅是相位光栅和幅度光栅组合而成的混合型光栅, 在其最大增益点, 一级衍射效率最大可达 1.26, 二级衍射效率也可增加到 0.31.

关键词: 相干粒子数囚禁, 电磁诱导光栅, 衍射效率

PACS: 42.40.Eq, 42.79.Dj, 78.47.jj

DOI: 10.7498/aps.62.224205

1 引言

光栅是一种基础光学器件, 在光信息处理、光通信等方面有重要的应用. 传统衍射光栅是不可调的, 一旦制作完成, 其光学特征就永久地确定了. 近年来的研究表明, 电磁诱导光子晶体^[1-8]可实现动态可调的光栅. 例如, 通过向光子晶体注入电磁诱导透明性 (electromagnetically induced transparency, EIT) 原子气体^[9-11], 当驻波场垂直于光传播方向, 在 EIT 的作用下介质的吸收和折射率在横向方向上被周期地调制, 使得介质具有类光栅性质, 因此发生衍射效应, 这种现象称为电磁诱导光栅 (electromagnetically induced grating, EIG)^[7]. 由于 EIG 的透射率函数是由驻波光场控制的, 因此易于实现且光学可调, 这对全光信息处理、可动态重构的全光网络等应用具有重要意义^[12-15].

EIG 于 1998 年由 Ling 等^[7]在 Λ 型三能级中提出, 在共振情况下探测光的幅度发生周期改变, 因而可以形成幅度光栅; 而在远共振情况下, 探测光的相位和幅度同时被调制, 因此形成了混合型光栅. 在该方案中, 幅度光栅的一级衍射效率仅仅只有 3%, 混合型光栅的衍射效率为 10%.

为了获得更高的衍射效率, 2010 年, de Carvalho 和 de Araujo 在 N 型能级结构中利用巨 Kerr 非线性将衍射效率提高到了 30%^[15]. 这种光栅结构不仅能够提供高透射率, 而且还能产生 π 的相位差. 但是该方案需要很大的介质长度, 具有一定局限性. 早在 1991 年, Scully^[16]就发现折射率增强现象可提高衍射效率, 其基本原理在于通过将原子初始态制备在相干叠加态上, 利用原子相干和量子干涉作用, 使得介质表现出吸收和增益两种现象, 并且获得了无吸收高折射率. 最近, 文献 [16-18] 利用两个非共振拉曼跃迁之间的干涉作用实现了折射率增强. 以上都是基于 EIT 效应实现 EIG.

2009 年, Li 等^[19]发现通过相干粒子数囚禁 (CPT) 效应可以同时观察到慢光以及折射率增强现象. 其实, 这种折射率增强现象也可以用于实现衍射光栅. 因此, 本文提出了基于 CPT 实现 EIG 的方法. 通过采用空间周期分布的控制光, 利用 CPT 技术使得介质在横向方向处于不同的初始态, 从而调整介质的光学响应, 获得了完全透明的背景以及周期分布的相移. 这种光栅结构完全是由相位的周期调制引起的, 因而可产生衍射效率更高的相位光栅. 此外, 原子相干性引起的增益给衍射现象带来了非常大的正面影响, 在这个区域还可以实现高衍

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2012CB315605, 2014CB340102) 和国家自然科学基金 (批准号: 61271193, 61271191) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: yusong@bupt.edu.cn

射效率的混合型光栅. 以 ^{87}Rb 原子为介质, 我们对基于 CPT 的衍射光栅进行了分析与计算. 在无吸收高折射率处, 验证了这种光栅是一种纯相位光栅, 一级衍射强度为 0.4. 在增益区域中可以实现由相位光栅和幅度光栅组合而成的混合型光栅, 在增益最大点, 一级衍射效率最大可达 1.26, 而二级衍射效率也增加到 0.31.

2 原理

2.1 CPT 能级结构与折射率调制原理

如图 1 所示, 我们考虑均匀介质中的四能级系统 [4,12,18]. 两束共振光 Ω_{c1} 和 Ω_{c2} 用于制备原子初始态, 使得原子处于低能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 的叠加态上. 探测光同时耦合 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ 和 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 跃迁. 对应的 Rabi 频率分别为 Ω_{p1} 和 Ω_{p2} . 2Δ 是 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间的能级间隔. Δ_p 是探测光的失谐量.

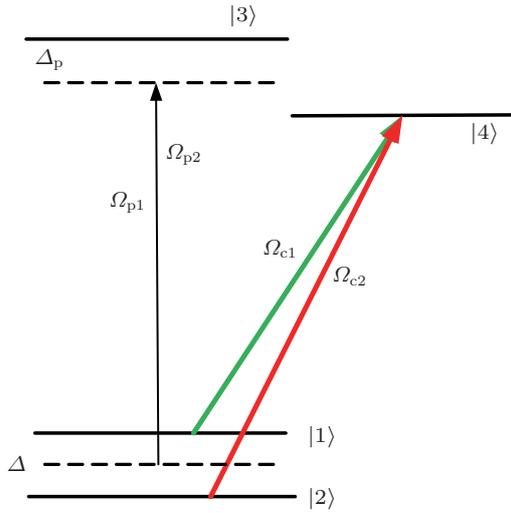


图 1 能级结构图

在原子初始态的制备过程中, 两束共振的控制光分别耦合能级 $|1\rangle, |2\rangle$ 到能级 $|4\rangle$ 的跃迁, 对应的 Rabi 频率分别为 Ω_{c1} 和 Ω_{c2} . 不失一般性, 假定了两束光的相位是相同的. 利用 CPT 技术, 两束控制光可以将原子制备在两个基态的叠加态上. 叠加态的表达式为

$$|D\rangle = \cos\phi |1\rangle - \sin\phi |2\rangle, \quad (1)$$

其中,

$$\cos\phi = \frac{\Omega_{c1}}{\sqrt{\Omega_{c1}^2 + \Omega_{c2}^2}},$$

$$\sin\phi = \frac{\Omega_{c2}}{\sqrt{\Omega_{c1}^2 + \Omega_{c2}^2}}, \quad (2)$$

叠加态的具体形式取决于两束控制光的相对光强. 由于 CPT 的条件是双光子共振, 因此可以通过选择合适的控制光强来制备不同的初态. 此外, 根据 CPT 的原理 [4,13,14], 当原子的初态处于这个叠加态时, 两束控制光与原子不发生相互作用, 使得它们可以无损地穿过介质. 当原子制备在 (1) 式时, 介质的初始条件为 [10,12]

$$\begin{aligned} \rho_{21} &= -\sin\phi \cos\phi, \\ \rho_{11} &= \cos^2\phi, \\ \rho_{22} &= \sin^2\phi, \end{aligned} \quad (3)$$

其中, ρ_{21} 表示原子相干性, ρ_{11} 和 ρ_{22} 表示原子粒子数的分布情况. 一般情况下通常忽略 ρ_{21} 这一项, 而本方案中, 正是由于考虑了 ρ_{21} , 将观测到“折射率增强”这一种独特的现象.

当原子初始态制备完成之后, 探测光同时激励能级 $|1\rangle, |2\rangle$ 到能级 $|3\rangle$ 的跃迁, 相应的 Rabi 频率为 Ω_{p1}, Ω_{p2} , 失谐量为 $\Delta_p - \Delta, \Delta_p + \Delta$. 不失一般性, 假定 $\Omega_{p1} = \Omega_{p2} = \Omega_p$. 由于 CPT 效应, 高能级 $|4\rangle$ 将不参与相互作用, 四能级系统可以化简成一个三能级系统 [15,16]. 考虑原子弛豫过程以及旋转波近似下, 探测光的密度矩阵演化方程:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{31} &= -(i\Delta_1 + \gamma_{31})\rho_{31} \\ &+ \frac{i}{2}\Omega_{p1}(\rho_{11} - \rho_{33}) + \frac{i}{2}\Omega_{p2}\rho_{21}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{32} &= -(i\Delta_2 + \gamma_{32})\rho_{32} \\ &+ \frac{i}{2}\Omega_{p2}(\rho_{22} - \rho_{33}) + \frac{i}{2}\Omega_{p1}\rho_{12}, \end{aligned} \quad (5)$$

式中 γ_{31} 和 γ_{32} 分别表示相应能级跃迁的相干弛豫速率. 由于 Ω_p 非常弱, 只需要考虑 Ω_p 的一阶项. 因而在初始条件 (3) 式的条件下, 密度矩阵演化方程的稳态解为

$$\rho_{31} = \frac{i\Omega_p A(\phi)}{2(i\Delta_1 + \gamma_{31})}, \quad (6)$$

$$\rho_{32} = \frac{i\Omega_p B(\phi)}{2(i\Delta_2 + \gamma_{32})}, \quad (7)$$

其中, $A(\phi) = \cos^2\phi - \sin\phi \cos\phi$, $B(\phi) = \sin^2\phi - \sin\phi \cos\phi$. 根据极化率的表达式 $\chi = 2N(\mu_{13}\rho_{31} + \mu_{23}\rho_{32})/\epsilon_0 E_p$, 可以得到极化率的实部和虚部表达式:

$$\text{Im}(\chi) = \frac{N|\mu|^2}{\epsilon_0 \hbar} \left(\frac{A(\phi)\gamma}{\Delta_1^2 + \gamma^2} + \frac{\gamma B(\phi)}{\Delta_2^2 + \gamma^2} \right), \quad (8)$$

$$\text{Re}(\chi) = \frac{N|\mu|^2}{\epsilon_0\hbar} \left(\frac{A(\phi)\Delta_1}{\Delta_1^2 + \gamma^2} + \frac{B(\phi)\Delta_2}{\Delta_2^2 + \gamma^2} \right), \quad (9)$$

其中, μ 和 N 表示偶极矩和原子密度. 这里我们已经假定 $\gamma_{31} = \gamma_{32} = \gamma, \mu_{13} = \mu_{23} = \mu$.

从上述两式可以看出, 介质的极化率依赖于原子的相干性, 而极化率的实部和虚部分别表示介质的色散和吸收特性. 因此通过制备不同的初态, 可以改变介质的光学响应.

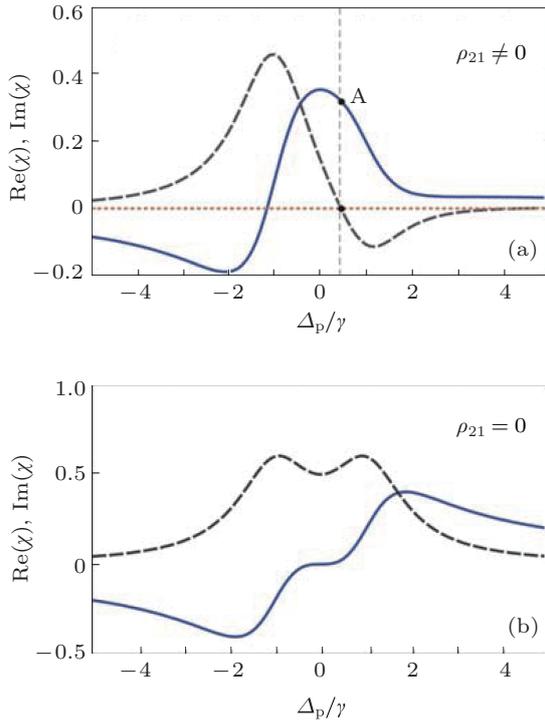


图2 不同条件下极化率的实部和虚部随失谐量 Δ_p 的函数关系 (a) 表示原子相干性存在 ($\rho_{21} \neq 0$) 的情况, 实线和虚线分别表示 $\phi = 3\pi/8$ 时极化率的实部和虚部, A 点对应无吸收高折射率, 点线代表 $\phi = \pi/4$ 的情况, 这时极化率为零; (b) 表示原子相干性不存在 ($\rho_{21} = 0$) 的情况, $\rho_{22} = \rho_{11} = 1/2$, 实线和虚线分别表示极化率的实部和虚部; 其他参数为 $\Delta = \gamma, N|\mu|^2/\epsilon_0\hbar\gamma = 1$

图 2(a) 给出了极化率的实部和虚部随频率的函数关系. 相关参数选取为 $\Delta = \gamma, N|\mu|^2/\epsilon_0\hbar\gamma = 1$. 叠加态选取了两个特殊参数: $\phi = 3\pi/8$ 和 $\phi = \pi/4$, 其中 $\phi = \pi/4$ 对应于原子相干性最大. 从图中不难发现当 $\phi = 3\pi/8$ 时, 系统同时具备了三个区域: 吸收、增益以及无吸收高折射率 (图中 A 点). 而当 $\phi = \pi/4$ 时极化率为零, 这表明探测光与介质不发生相互作用, 可以无损地穿过介质. 在这种情况下, (1) 式可以写成 $|D\rangle = \sqrt{2}/2(|1\rangle - |2\rangle)$. 对于三束光来说, 这个态就是所谓的暗态. 本质上来说, 增益、无吸收高折射率以及暗态现象都是由原子相干性引起的. 这一点可以从图 2(b) 得到验证. 图 2(b)

是没有原子相干性存在时极化率的实部和虚部随频率的关系. 从图中只能观察到位于 $\Delta_p = \pm\gamma$ 的两个吸收峰, 并不具备三个区域. 仔细观察还可以发现图 2(a) 中的放大区域正好对应图 2(b) 中位于 $\Delta_p = \gamma$ 的吸收峰. 为简便起见, 在下面的讨论中 A 点指代无吸收高折射率对应的频率.

从 (8) 和 (9) 式可以发现 A 点的频率位置和折射率都依赖于诸如 γ, Δ 等原子内在属性以及外在参数 ϕ , 这表明可以通过改变相关参数来调节 A 点的频率位置以及折射率, 从图 2(a) 中可以证明这一点. 通过选取不同的 ϕ , 既可以获得无吸收高折射率 ($\phi = 3\pi/8$) 也可以获得暗态 ($\phi = \pi/4$). 据此, 我们可以给出一个 EIG 的实现方案: 在介质的横向方向上, 将原子制备在不同的初始态上, 利用 A 点的特性实现矩形相位光栅.

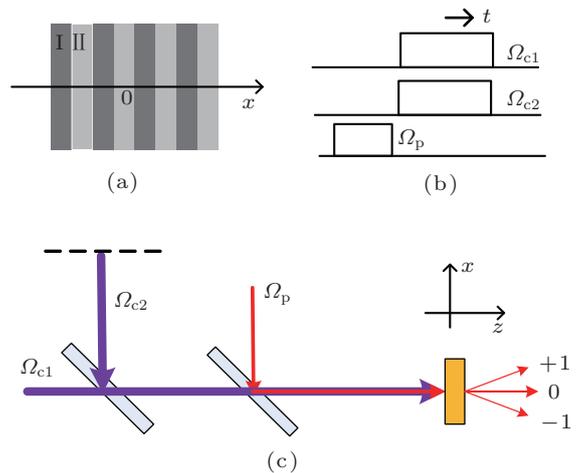


图3 实验方案示意图 (a) 表示用于调节 Ω_{c2} 强度的遮光片. 区域 I 的宽度为 b , 区域 II 的宽度为 a ; (b) 表示三束光进入介质的顺序; (c) 实验装置简图

下面详细讨论该光栅的具体实现, 图 3 为实验方案示意图. 在 Ω_{c2} 的传输路径上加入一个遮光片 (如图 3(a) 所示), 将 Ω_{c2} 的光强在横向进行调制, 使之呈现出周期变化. 经过遮光片 (虚线) 之后, Ω_{c2} 与 Ω_{c1} 通过分束器耦合进入介质. 由于介质发生周期调制, 探测光发生了衍射现象. Z 是传播方向, X 是传播的横向方向. Ω_{c2} 的强度在 X 方向呈周期性变化, 这时在宽度为 b 区域 I 中 $\Omega_{c2} = \Omega_{c1}$, 对应 $\phi = \pi/4$ 的情况, 而在宽度为 a 的区域 II 中 $\Omega_{c2} = \Omega_{c1}/2.4142$, 对应 $\theta = 3\pi/8$ 的情况, $\Lambda_x = a + b$ 表示一个周期的宽度. 由于介质的吸收抑制被消除了, 因此透射率的幅度始终保持为 1, 但相移将周期地变化, 这种相位周期调制必然会引起衍射现象.

2.2 衍射效率

在慢包络近似和近轴近似下, 探测光的电场传播方程为^[5]

$$-i\frac{\partial^2 E_p}{2k_p \partial x^2} + \frac{\partial E_p}{\partial z} = i\frac{k_p}{2}\chi(x)E_p, \quad (10)$$

其中 k_p 是探测光的波矢. 式中可以发现 x 方向出现二阶导, 这一项表示电场横向的变化. 在本文中, 衍射效率定义为某级衍射光强度与入射光强度的比值. 由于只关注 EIG 引起的衍射效率和光强分布, 我们做了进一步简化. 结合 (8)—(10) 式, 可以得到:

$$-i\frac{\partial^2 E_p}{N_F \partial x^2} + \frac{\partial E_p}{\partial z} = [i\alpha_r(x) - \alpha_i(x)]E_p, \quad (11)$$

式中采用了无量纲坐标系. z 是以 $z_0 = 2\varepsilon_0\hbar\gamma/Nk_p|\mu|^2$ 为单位归一, 而 x 是以 Λ_x 为单位归一. $\alpha_r(x) = \varepsilon_0\hbar\gamma\text{Re}(\chi)/N|\mu|^2$ 和 $\alpha_i(x) = \varepsilon_0\hbar\gamma\text{Im}(\chi)/N|\mu|^2$ 分别表示探测光的色散和吸收特性. $N_F = (2\sqrt{\pi}\Lambda_x)^2/\lambda_p z_0$ 表示在位置 z_0 , 半径为 $2\sqrt{\pi}\Lambda_x$ 的狭缝的菲涅耳数. 当 $N_F \gg 1$ 时, x 方向出现二阶求导可以忽略不计. 这个要求可以通过增加原子密度或者 Λ_x 来实现. 因此方程 (11) 得到了简化, 可以计算出相应的透射函数:

$$T(x) = \exp[i\alpha_r(x) - \alpha_i(x)]. \quad (12)$$

假定探测光是一个单色平面波并且垂直照射介质, 那么其透射的角谱是入射场 $E_0(x)$ 和 $T(x)$ 乘积的傅里叶变换, 即

$$E_p(\theta) = C \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(x) T(x) \times \exp(-i2\pi\Lambda_x x \sin\theta/\lambda_p) dx, \quad (13)$$

其中 C 为常数, θ 是相对 z 的衍射角度. 对于均匀分布且宽度为 $N\Lambda_x$ 的入射光, 归一化的光强为

$$I_p(\theta) = |E_p(\theta)|^2 = |E_p^1(\theta)|^2 \frac{\sin^2(N\pi\Lambda_x \sin\theta/\lambda_p)}{N^2 \sin^2(\pi\Lambda_x \sin\theta/\lambda_p)}, \quad (14)$$

$$E_p^1(\theta) = \int_0^1 T(x) \exp(-i2\pi\Lambda_x x \sin\theta/\lambda_p) dx, \quad (15)$$

式中 $E_p^1(\theta)$ 表示单个周期的衍射场强. n 阶衍射角度是由衍射公式 $\sin\theta = n\lambda_p/\Lambda_x$ 决定的, 因此当 $\sin\theta_1 = \lambda_p/\Lambda_x$ 时, 可以得到一阶衍射强度为

$$I_p(\theta_1) = |E_p^1(\theta_1)|^2 = \left| \int_0^1 T(x) \exp(-i2\pi x) dx \right|^2. \quad (16)$$

3 数值分析

结合 (8) 和 (16) 式, 可以计算出任意情况下探测光的衍射效率. 两个区域需要特别关注: A 点以及增益区域. 关注 A 点是为了实现纯相位光栅, 而关注增益区域是为了实现衍射增强的混合型光栅.

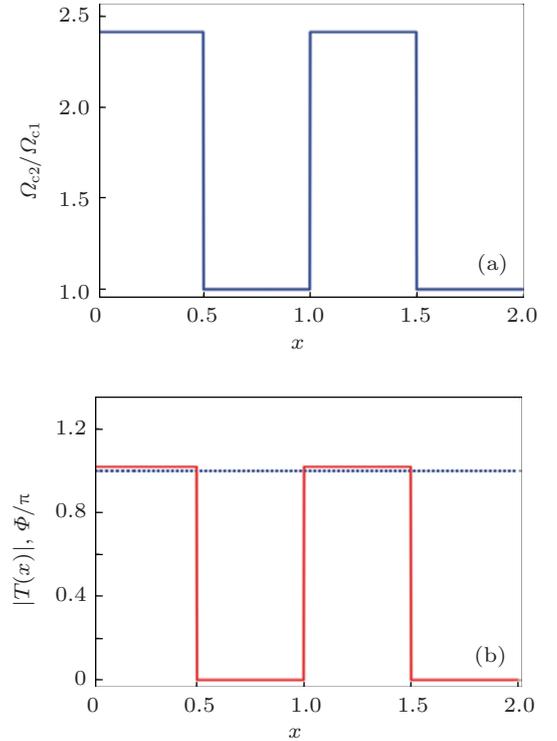


图 4 (a) 控制光强度 Ω_{c2} 在 x 方向上的空间分布情况; (b) 当探测光的频率位于 A 点时, 其透射率幅度 (点线) 和相移 (实线) 在 x 方向上的分布情况

我们考虑 ^{87}Rb 原子 D2 线中 $F_c = 0 \leftrightarrow F_g = 1$ 的跃迁. $|1\rangle$, $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 分别对应 $|5^2S_{1/2}, F=1, m_F=-1\rangle$, $|5^2S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ 和 $|5^2P_{3/2}, F=0\rangle$. 其他参数分别为 $N = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $\gamma = 2\pi \times 6 \text{ MHz}$, $\lambda_p = 780 \text{ nm}$, $\mu = 3.58 \times 10^{-29} \text{ cm}$, $\Delta = 1$, $N = 5$. 由此可以得到 $z_0 \approx 6.8 \mu\text{m}$, $\Lambda_x = 200\lambda_p = 156 \mu\text{m}$ 以及 $N_F = 5.75 \times 10^4$. 这里 $N_F \gg 1$ 保证方程 (6)—(10) 中的 $\partial/\partial^2 x$ 可以忽略不计. 为了实现相移 π , 选取介质厚度 $L = 10z_0 \approx 0.68 \text{ mm}$.

3.1 纯相位光栅

首先考虑探测光的频率位于 A 点的情况. 图 4(a) 给出了控制光强度 Ω_{c2} 在 x 方向上的空间分布情况, 图 4(b) 是探测光的透射率幅度和相移, 这里, 定义 Φ 为探测光经过介质之后所获得的相移. 可

可以看出随着 Ω_{c2} 的周期改变, 相移 Φ 从 0 到 1.01π 交替变化, 但是透射率幅度始终保持为 1, 这完全满足相位光栅的实现要求. 此外, 由于相移变化周期是 Ω_{c2} 的周期决定的, 因此通过调节遮光片, 可以改变衍射光栅的透射率函数分布情况. 图 5(a) 和 (b) 分别给出了 $a = \Lambda_x/2$ 和 $a = \Lambda_x/4$ 的衍射图样, 从图中可以看到高阶衍射现象非常明显, 而且宽度 a 可以用来调整各级衍射强度. 在图 5(a) 中只出现了奇数阶衍射, 其中一阶和三阶衍射强度分别达到了 0.4 和 0.04, 非常接近理想的矩形相位光栅. 在图 5(b) 中出现了各级衍射, 而且衍射光集中在零级、一级和二级. 与图 4(a) 相比, 一阶衍射强度有所减弱, 约为 0.2, 这是由于能量分散到其他级衍射中造成的. 零级和二级衍射强度增加到了 0.25 和 0.1. 这些结论都完全符合矩形相位光栅的衍射规律, 因此可以推论出在 A 点是可实现矩形相位光栅的.

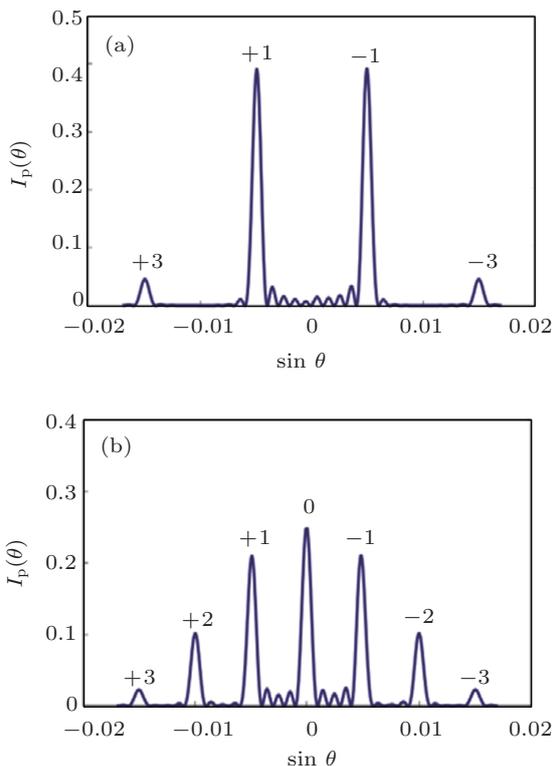


图 5 当探测光频率位于 A 点时, 场强度随衍射角的分布 (a) $a = \Lambda_x/2$ 的情况; (b) $a = \Lambda_x/4$ 的情况; 图中标记的数字表示相应的衍射级数; 相关参数选取为 $N = 5, \Delta = 1, L = 10z_0, \Lambda_x = 200\lambda_p$

以上讨论的相位光栅只能工作在频率 A 点, 因此工作频率相对固定, 可以通过调节 ϕ , 获得不同的工作频率. 图 6 给出了 A 点的频率位置 (虚线) 和折射率 (实线) 随 ϕ 的变化曲线, ϕ 的取值范围为

$(\pi/4, \pi/2)$, 不难看出相位光栅的工作频率随着 ϕ 的增加向高频区域移动. 根据图 3, ϕ 的取值是由控制光 Ω_{c2} 的空间分布情况决定的, 因此只需要调整遮光片的透射率, 就可以改变工作频率. 但是从图 6 中还发现当 ϕ 靠近 $\pi/4$ 时, 折射率不断降低并接近为零, 这时相位光栅就失去了意义. 为了保证相位光栅的存在, 折射率选取在 0.26 以上, 对应的工作频率范围大体为 $[0.52\gamma, 1.72\gamma]$. 因此, 本方案的相位光栅是光学可调的, 具有潜在的应用价值.

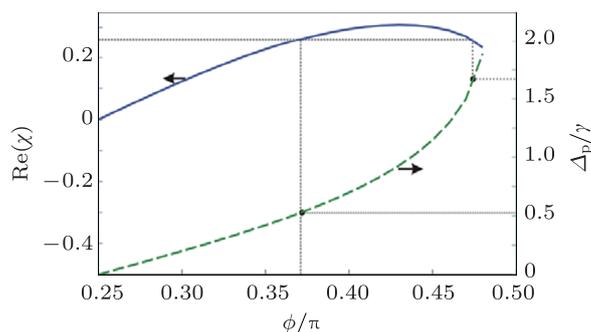


图 6 A 点的频率位置 (虚线) 和折射率 (实线) 随 ϕ 的变化曲线, 点线标记了 $\text{Re}(\chi) \geq 0.26$ 对应的频率范围, 其他参数与图 2 相同

3.2 衍射增强的混合型光栅

接下来, 讨论增益区域的衍射情况. 为了凸显增益对衍射图样的影响, 特别将探测光的频率选取为最大增益点 $\Delta_p = \gamma$. 图 7 中给出了透射率幅度和相移在 x 方向的分布情况, 控制光 Ω_{c2} 的强度变化仍然是如图 4(a) 所示. 从图 7 中可以看出由于增益的存在, 透射率的幅度和相移都会发生了改变, 透射率幅度从 1 到 2.9 交替变化, 而相移的变化幅度减弱了, 只是从 0 到 0.65π 交替变化. 这主要是由于 $\Delta_p = \gamma$ 对应的折射率相对 A 点降低了.

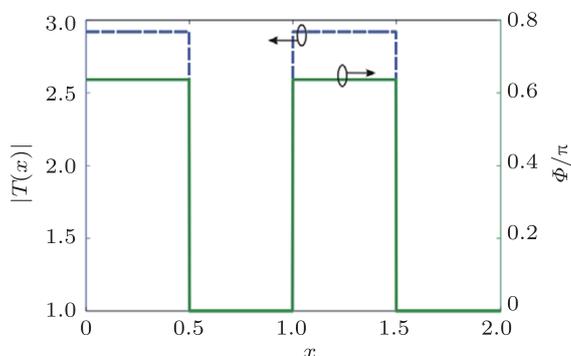


图 7 探测光在增益最大点时其透射率幅度 (虚线) 和相移 (实线) 在 x 方向上的分布情况 (控制光强度的变化与图 4(a) 相同)

图 8(a) 和 (b) 分别给出了 $a = \Lambda_x/2$ 和 $a = \Lambda_x/4$ 的衍射图样, 不难发现增益区域的衍射图样表现出了完全不同的特性. 不论宽度 a 的取值是什么, 零级衍射都会存在而且衍射强度是最大的, 这表明零级对参数的依赖性与其他级完全不同. 此外, 尽管相移的调制深度不大, 但是各级衍射强度却得到了

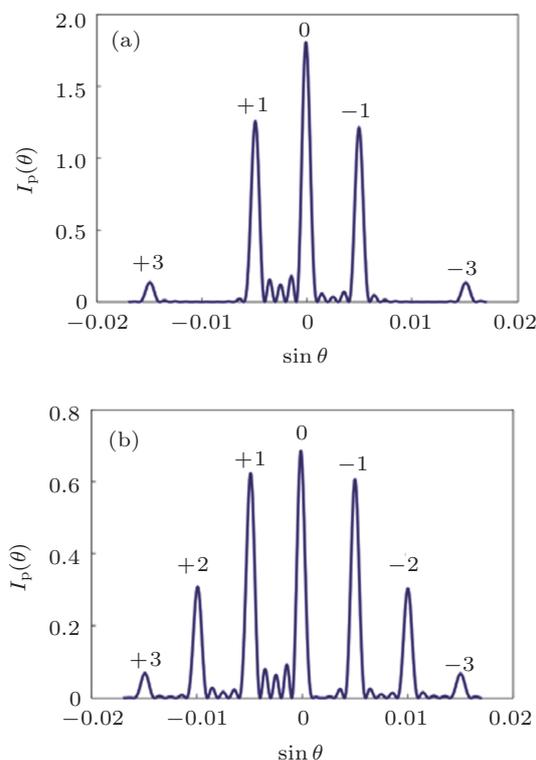


图 8 当探测光频率位于最大增益点时场强度随衍射角分布 (a) $a = \Lambda_x/2$ 的情况; (b) $a = \Lambda_x/4$ 的情况; 图中标记的数字表示相应的衍射级数, 其他参数同图 5

大幅度提高, 图 8(a) 中零级、一级和三级衍射强度分别为 1.8, 1.26 和 0.135, 而在图 8(b) 中零级、一级和二级衍射强度分别为 0.68, 0.62, 0.31. 与图 5(a) 相比, 可以发现除零级外, 其他级的衍射强度都被放大了三倍, 这些衍射增强效应是由于增益造成的. 从上述结论可以推断出在增益区域形成的光栅是由相位光栅和幅度光栅组合而成的混合光栅.

4 结论

利用 CPT 将原子制备在叠加态上, 因此原子具有一定的相干性. 正是由于相干性的引入, 介质表现出独特的光学特性. 我们考虑了两种叠加态情况: $\phi = 3\pi/8$ 和 $\phi = \pi/4$. 研究发现在第一种情况下介质表现出吸收、增益和无吸收高折射率, 而在第二种情况下介质对探测光是透明的. 利用无吸收高折射率以及暗态两个特性, 通过空间周期分布的控制光将介质制备在不同的初始态上, 实现了介质的零吸收以及折射率的周期调制. 数值计算表明: 由此实现的光栅是一种理想的相位光栅, 衍射强度为 0.4. CPT 在光栅形成的主要作用是消除介质的吸收以及获得高折射率, 在增益区域中, 探测光的幅度和相位同时进行了调制, 因此实现了混合型光栅. 由于增益的引入, 各级衍射强度得到了显著提高, 在增益最大点, 一级衍射效率最大可达 1.26, 二级衍射效率 0.31, 因此这种光栅结构有利于提高衍射效率.

- [1] Andre A, Lukin M D 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 143602
- [2] Liu Z, Wang J Y, Diao W T, He J, Wang J M 2013 *Chin. Phys. B* **22** 043201
- [3] Bajcsy M, Zibrov A S, Lukin M D 2003 *Nature* **426** 638
- [4] Meng S Y, Wu W, Liu B, Ye D F, Fu L B 2009 *Chin. Phys. B* **18** 3844
- [5] Cheng J, Huang G X 2011 *Phys. Rev. A* **83** 053847
- [6] Wang F Y, Shi B S, Lu X S, Guo G C 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1798
- [7] Ling H Y, Li Y Q, Xiao M 1998 *Phys. Rev. A* **57** 1338
- [8] Yu M, Zhang Y, Fang B, Gao J Y, Gao J W, Wu J H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 134204 (in Chinese) [于淼, 张岩, 房博, 高俊艳, 高金伟, 吴金辉 2012 物理学报 **61** 134204]
- [9] Liao P, Yu S, Luo B, Shen J, Gu W Y, Guo H 2011 *Phys. Lett. A* **375** 4172
- [10] Zhao J M, Wang L R, Zhao Y T, Ma J, Xiao L T, Jia S T 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5093 (in Chinese) [赵建明, 汪丽蓉, 赵延霆, 马杰, 肖连团, 贾锁堂 2005 物理学报 **54** 5093]
- [11] Liao P, Yu S, Luo B, Gu W Y, Guo H 2012 *J. Mod. Opt.* **59** 693
- [12] Chen J, Liu Z D, You S P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6410 (in Chinese) [陈峻, 刘正东, 尤素萍 2006 物理学报 **55** 6410]
- [13] Yan X A, Song J P, Yin B Y, Jiang W J, Zheng H B, Zhang Y P 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3538 (in Chinese) [严祥安, 宋建平, 尹宝银, 蒋文娟, 郑准斌, 张彦鹏 2008 物理学报 **57** 3538]
- [14] Huang S G, Gu W Y, Ma Q H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4211 (in Chinese) [黄善国, 顾婉仪, 马海强 2004 物理学报 **53** 4211]
- [15] de Carvalho S A, de Araujo L E E 2011 *Opt. Express* **19** 1936
- [16] Scully M O 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 1855
- [17] Yavuz D D 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 223601
- [18] Proite N A, Unks B E, Green J T, Yavuz D D 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 147401
- [19] Li Y Y, Zhang H R, Pang W, Chen Y Z 2009 *Phys. Lett. A* **373** 596

Electromagnetically induced grating based on the coherent population trapping*

Yu Song[†] Liao Ping Yang Zhan-Yu Gu Wan-Yi

(State Key Laboratory of Information Photonics and Optical Communications, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China)

(Received 6 May 2013; revised manuscript received 28 August 2013)

Abstract

Based on the coherent population trapping theory, a new physical model of the electromagnetically induced grating (EIG) is proposed. Analytical expression of the dielectric susceptibility is derived using this model. Owing to the atomic coherence, introduced by the coherent population trapping, three regions of dielectric susceptibility, i.e. , a gain region, a region with no absorption and high-refraction index, and a dark region, are formed. Based on this model and the energy level of ^{87}Rb , a novel scheme to implement the diffraction grating is proposed. Moreover, theoretical analysis and calculation of this grating are carried out. The results show that in the region with no absorption and high refractive index, the grating presents a pure phase grating and the first-order diffraction intensity can reach 0.4. In the gain region, however, the grating is a combination of phase grating and amplitude grating, and at its largest-gain point, the maximum of the first-order diffraction efficiency arrives at 1.26, and the second-order diffraction efficiency can also increase to 0.31.

Keywords: coherent population trapping, electromagnetically induced grating, diffraction efficiency

PACS: 42.40.Eq, 42.79.Dj, 78.47.jj

DOI: 10.7498/aps.62.224205

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2012CB315605, 2014CB340102) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61271193, 61371191).

[†] Corresponding author. E-mail: yusong@bupt.edu.cn