

微波射频场调制下 Λ 型三能级原子系统的电磁感应光栅*

邱田会 杨国建†

(北京师范大学物理系, 北京 100875)

(2011 年 1 月 16 日收到; 2011 年 3 月 10 日收到修改稿)

研究了在微波射频场调制下的 Λ 型三能级原子系统的电磁感应光栅现象. 结果表明: 微波场可以增强对探测场的相位调制和增益作用, 使得衍射强度、尤其是一阶衍射强度明显提高; 当系统参数取值适当时, 一阶衍射强度随微波场强度呈指数增长的趋势.

关键词: 电磁感应光栅, 电磁感应透明, 微波射频场

PACS: 42.50.Gy, 42.50.Hz, 42.65.An

1 引言

电磁感应光栅 (EIG) 的概念是 Hong 等于 1998 年首次提出来的^[1], 是一种基于电磁感应透明 (EIT)^[2,3] 的重要物理效应. 我们知道, 当强控制光和弱探测光分别作用于组成介质的 Λ 型三能级原子的两个跃迁, 原子由两个基态到激发态的吸收就会相干相消, 弱探测光可以无吸收地通过介质, 即电磁感应透明 (EIT) 现象. 如果用一驻波光场代替原来的控制光, 在驻波的波腹处弱探测光就会无吸收通过, 在波节处则全部被吸收, 此时, 在驻波光场作用下的原子介质就如同一个周期变化的光栅对探测光产生衍射作用, 这一效应即所谓的 EIG 现象.

近年来, 由于 EIG 在无背景技术^[4]、追踪相干布居俘获^[5]、量子弱探测光 (几个光子水平) 的全光开关^[6] 及光子禁带^[7] 等诸多方面具有潜在的应用价值而受到重视. 人们在双暗态系统^[8]、N 型系统^[9] 和 Ξ 型系统^[10] 中都已观察到 EIG 现象, 得到的衍射效率明显加强, 一阶衍射效率达到了 33%^[8]. 研究表明, 对探测光的相位调制可以使衍射光能量向高阶转移, 强度调制有使衍射分布向零阶集中的趋势^[1]. 本文以 Λ 型三能级原子系统为基础, 用微

波射频场使两个基态发生耦合, 以改变介质的极化, 并由此改善对探测光场的相位调制和增益^[11]. 通过调节微波场的强度、相位和探测场的失谐, 使得衍射光场的能量在各阶次衍射上重新分配. 在与原子介质的相干耦合过程中, 由于微波场自身能量发生了向衍射光场的转化, 衍射强度明显提高, 其中一阶衍射强度随微波场强度呈指数增长的趋势.

2 模型

本文研究的 EIG 模型可以用图 1(a) 说明. Λ 型三能级原子的激发态和两个基态分别用 $|e\rangle$, $|g\rangle$ 和 $|s\rangle$ 表示, Rabi 频率为 $\Omega_g (= \mu_{ge} E_g / 2\hbar)$, 频率为 ω_g 的探测光与原子跃迁 $|g\rangle|e\rangle$ 耦合; Rabi 频率为 $\Omega_s (= \mu_{se} E_s / 2\hbar)$ 、频率为 ω_s 的控制光激发原子跃迁 $|s\rangle \rightarrow |e\rangle$. 能级 $|g\rangle$ 和 $|s\rangle$ 之间的跃迁是偶极禁戒的, 但在 Rabi 频率为 $\Omega_m (= \mu_{gs} E_m / 2\hbar)$ 、频率为 ω_m 的微波射频场驱动下发生耦合.

这样的三能级原子系统可以用主方程来描述, 在旋波近似和偶极近似下, 我们可以得到系统密度矩阵元所满足的演化方程:

$$\frac{\partial \rho_{ee}}{\partial t} = -\frac{i}{2}(-\Omega_g \rho_{ge} - \Omega_s \rho_{se} + \Omega_g^* \rho_{eg} + \Omega_s^* \rho_{es})$$

* 国家自然科学基金 (批准号: 10174007) 和中央高校基本科研业务专项资金资助的课题.

† E-mail: yanggj@bnu.edu.cn

$$\begin{aligned}
& -(\gamma_g + \gamma_s)\rho_{ee}, \\
\frac{\partial \rho_{eg}}{\partial t} &= -\frac{i}{2}(-\Delta_g \rho_{eg} - \Omega_g \rho_{gg} - \Omega_s \rho_{sg} + \Omega_g \rho_{ee} \\
& + \Omega_m \rho_{es}) - \frac{\gamma_g + \gamma_s}{2} \rho_{eg}, \\
\frac{\partial \rho_{es}}{\partial t} &= -\frac{i}{2}[-\Delta_s \rho_{es} - \Omega_g \rho_{gs} - \Omega_s(\rho_{ss} - \rho_{ee}) \\
& + \Omega_m \rho_{eg}] - \frac{\gamma_g + \gamma_s}{2} \rho_{es}, \\
\frac{\partial \rho_{gg}}{\partial t} &= -\frac{i}{2}(-\Omega_g^* \rho_{eg} + \Omega_g \rho_{ge} - \Omega_m \rho_{sg} \\
& + \Omega_m^* \rho_{gs}) + \gamma_g \rho_{ee}, \\
\frac{\partial \rho_{gs}}{\partial t} &= -\frac{i}{2}((\Delta_g - \Delta_s) \rho_{gs} - \Omega_g^* \rho_{es} - \Omega_m \rho_{ss} \\
& + \Omega_s \rho_{eg} + \Omega_m \rho_{gg}) - \gamma_m \rho_{gs}, \\
\frac{\partial \rho_{ss}}{\partial t} &= -\frac{i}{2}(-\Omega_s^* \rho_{es} - \Omega_g^* \rho_{gs} + \Omega_s \rho_{se} \\
& + \Omega_g \rho_{sg}) + \gamma_s \rho_{ee},
\end{aligned} \quad (1)$$

其中 γ_g 和 γ_s 是从激发态 $|e\rangle$ 到两基态 $|g\rangle$ 和 $|s\rangle$ 的衰变率, γ_m 是两基态的失相率, $\Omega_m = \Omega_{m0} e^{i\Phi}$, Φ 是微波场与控制光场的相位差, Ω_{m0} 是微波场的最大强度. 场与相应原子跃迁之间的失谐 Δ_i ($i = g, s, m$) 定义为: $\Delta_g = \omega_g - \omega_{eg}$, $\Delta_s = \omega_s - \omega_{es}$ 和 $\Delta_m = \omega_m - \omega_{sg}$, 其中 ω_{eg} 和 ω_{es} 是原子的两个跃迁频率, ω_{sg} 为两基态的耦合频率.

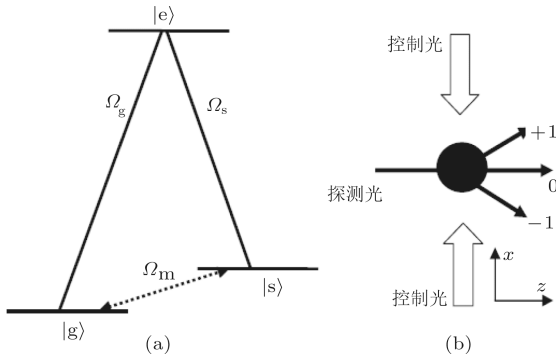


图 1 (a) 微波射频耦合的三能级原子系统的能级结构; (b) 探测场和控制场在原子介质中的传播示意图

假设初始时刻介质中原子分布在 $|g\rangle$ 态, 即: $\rho_{gg}^{(0)} = 1$, $\rho_{ee}^{(0)} = \rho_{ss}^{(0)} = 0$, $\rho_{ij}^{(0)} = 0$ ($i \neq j$), 则在弱探测光场近似下, 可以得到矩阵元 ρ_{eg} 稳态解的近似表达式

$$\rho_{eg} = \frac{\Omega_s \Omega_m^* - (\Delta_g - \Delta_s + 2i\gamma_m) \Omega_g}{[\Delta_g + i(\gamma_g + \gamma_s)](\Delta_g - \Delta_s + 2i\gamma_m) - |\Omega_s|^2}, \quad (2)$$

以及介质的线性极化率 $\chi^{(1)} = K \rho_{eg}$, 其中 $K = (N \mu_{eg}^2) / (2 \hbar \epsilon_0 \Omega_g)$, N 是介质中的原子密度, μ_{eg} 为原子偶极矩, ϵ_0 为真空介电常数. 显然, 微波场的存

在使得原子介质的极化发生了变化.

探测光场在介质中传播时满足 Maxwell 波方程 [8], 在慢变包络近似和稳态区域它可以简化为

$$\frac{\partial E_g}{\partial z} = i \chi^{(1)} E_g. \quad (3)$$

假设控制光场以驻波形式沿 x 轴方向传播, 如图 1(b) 所示, 其 Rabi 频率可以描述为 $\Omega_s = \Omega_{s0} \sin(\pi x / \Lambda_{sx})$, Ω_{s0} 是控制场的最大强度, Λ_{sx} 是驻波场的空间频率. 经过长为 L 的原子样品后, 探测光的透射部分可以表示为 $T(x) = e^{-\text{Im}[\chi^{(1)}] \cdot L} e^{i \text{Re}[\chi^{(1)}] \cdot L}$, 其中 $\text{Im}[\chi^{(1)}]$ 和 $\text{Re}[\chi^{(1)}]$ 分别是线性极化率 $\chi^{(1)}$ 的虚部和实部. 从透射光的表达式可以看到微波场对探测光可以起到增益和相位调制的作用.

通过对探测光的透射方程进行 Fourier 变换可以得到远场的衍射强度方程 [1]:

$$I_g(\theta) = |\Omega_g^I(\theta)|^2 \cdot \frac{\sin^2(M \pi \sin(\theta) R)}{M^2 \sin^2(\pi \sin(\theta) R)}, \quad (4)$$

$$\Omega_g^I(\theta) = \int_0^1 T(x) \exp(-i 2 \pi x \cdot \sin(\theta) R) dx, \quad (5)$$

其中 $R = \Lambda_{sx} / \lambda$, θ 是探测光传播方向相对于 z 轴的衍射角, M 是根据探测光束的空间宽度定义的常数因子 [1]. 从 (5) 式我们很容易得到探测光的第 n 阶衍射峰的峰位: $\sin(\theta_n) = n/R$. 一阶衍射强度是人们感兴趣的, 它出现在 $\sin(\theta_1) = 1/R = \lambda / \Lambda_{sx}$ 的时候, 并可以表示为 $I_g(\theta_1) = |\Omega_g^I(\theta_1)|^2$, 其中 $\Omega_g^I(\theta_1) = \int_0^1 T(x) \exp(-i 2 \pi x) dx$. (5) 式表明通过改变介质的极化, 微波场可以对探测光产生增强的相位调制和增益作用.

3 电磁感应光栅分析

下面通过对方程 (2) 和 (5) 的数值模拟来研究微波场与 EIG 衍射强度的关系. 数值模拟时所有用到的参数和变量都经过标度变换而成为无量纲的量, 另外, 已假设探测光场与控制光场同相位, 且微波场与原子共振耦合 ($\Delta_m = 0.0$). 图 2(a) 给出了探测光经过 EIG 作用后的衍射强度分布. 在微波场没有开启时 (虚线), 零阶衍射强度远大于一阶和更高阶衍射, 能量主要分布在处于中央的零阶衍射区域, 这是人们通常了解的情况. 当两基态加上一个合适的微波射频场后 (图 2(a) 实线), 一阶、二阶等高阶衍射强度变大, 其中一阶衍射强度达到了 0.37, 超过了类似系统目前可以获得的最高强度水平, 而零

阶衍射强度变小. 这一结果说明微波场能促使衍射光能量从零阶向高阶转移. 光能量的转移在物理上可以归结为相位调制的作用, 而微波场则加强了这种作用. 图 2(b) 能够辅助理解这一分析, 它给出了在不考虑微波场所引起的附加相位调制情况下的衍射强度分布. 与没有开启微波场时的情况相比后看到, 衍射分布的确发生了如上所述的变化.

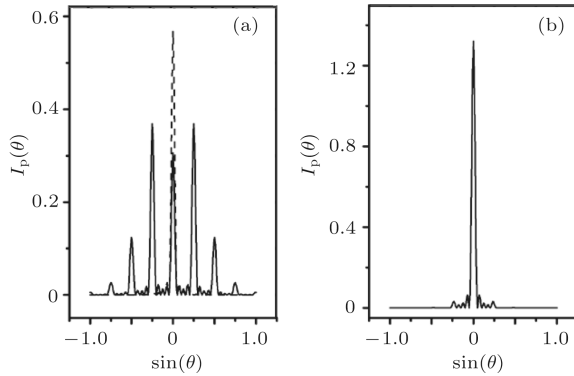


图 2 (a) 衍射强度随衍射角的分布, 实线 $\Omega_{m0} = 0.2$, 虚线 $\Omega_{m0} = 0.0$; (b) 在不考虑微波场引起的相位调制作用时衍射强度随衍射角的分布. $\Phi = 0, \Delta_1 = 1.0, \Omega_{s0} = 5.0$; 其他参数为: $\gamma_g = \gamma_s = 10.0, \gamma_m = 5.0, \Delta_2 = 0, \Omega_g = 0.006, K = 10/3, M = 5, R = 4, L = 300$

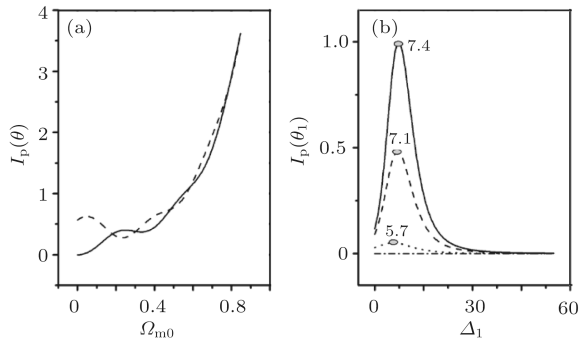


图 3 (a) 一阶 (实线) 和零阶 (虚线) 衍射强度, $\Delta_1 = 1.0$; (b) 一阶衍射强度 $I_p(\theta_1)$ 随探测场失谐 Δ_1 的变化曲线, 实线 ($\Omega_{m0} = 0.12$), 虚线 ($\Omega_{m0} = 0.1$), 点线 ($\Omega_{m0} = 0.04$) 和点画线 ($\Omega_{m0} = 0$); 其他参数如图 2

值得说明的是衍射光场从零阶向高阶转移能量的多少还与微波场强度选择有关. 为理解这一点, 我们关注一阶 (实线) 和零阶 (虚线) 衍射强度随微波场强度的变化情况, 如图 3(a) 所示. 在低场强区 (例如当 $\Omega_{m0} \leq 0.25$), 光能量转移的确存在而且很有效, 但是, 随着场强的增加, 转移效率减低, 一价衍射强度接近并最终趋同于零阶衍射强度. 在强微波场强区域, 零阶和一阶衍射光强均按 (5) 式的方式急剧增大, 此时, 微波场通过对探测场的增益作用, 将其能量传给各阶衍射.

要获得高的衍射光的能量转移效率, 探测场失谐量 Δ_1 的选取是另外一个要考虑的因素. 图 3(b) 描绘了一阶衍射强度 $I_p(\theta_1)$ 随探测场失谐 Δ_1 的变化关系, 其中实线、虚线、点线和点画线分别与强度为 0.12, 0.1, 0.05 和 0 的微波场的情况相对应. 这 4 个强度微波场均处在弱场强区域. 可以看到除了不加微波场的情况以外 (点画线), 在每一个给定的场强下, 都存在着一个与之相对应的、能使一阶衍射强度取得最大的探测场失谐, 而且, 最大一阶衍射强度随着微波场强度的增加而增加. 由微波场所引起的加强相位调制和增益的共同作用是导致上述现象产生的主要原因.

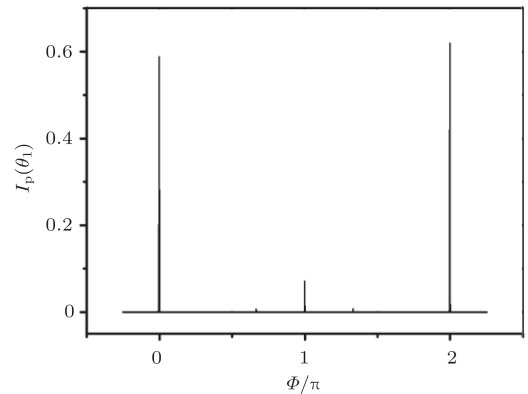


图 4 一阶衍射强度 $I_p(\theta_1)$ 随微波射频场与驻波控制光场的相位差 Φ 的变化曲线, $\Delta_1 = 1.0, \Omega_{m0} = 0.05, \Omega_{s0} = 5.0$, 其他参数如图 1

最后, 要获得较强的一阶衍射光强, 还必须适当选择微波场的相位. 图 4 反映了一阶衍射与微波场和驻波控制场之间的相位差 Φ 之间的关系. 数值计算表明 Φ 只在某些特定值的附近, 衍射才强. 例如一阶衍射强度在 $\Phi = 2n\pi$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) 附近最强, 电磁感应光栅的作用最明显, 在 $\Phi = (2n+1)\pi$ 附近次之, 在 $\Phi = \frac{2\pi}{3} + 2n\pi, \frac{4\pi}{3} + 2n\pi$ 附近非常弱, 而当 Φ 取其他值时一阶衍射峰完全消失. 微波场相位的变化导致的对探测场的相位调制和强度调制的改变是上述现象出现的物理原因. 因此, 选择合适的微波场相位对获得较强的一阶衍射也是非常重要的.

4 结 论

提高 EIG 系统的高阶衍射强度是人们关心的问题. 我们研究了两基态受微波射频场调制作用时的 Λ 型三能级原子介质的 EIG 系统, 发现微波场可

以增强对探测场的相位调制和增益作用,从而使光栅的衍射强度、尤其是一阶衍射强度得到显著提

高;当微波场相位和探测场失谐选取合适,一阶衍射强度随微波场强度呈指数增加的趋势.

-
- | | |
|---|--|
| [1] Ling H Y, Li Y Q, Xiao M 1998 <i>Phys. Rev. A</i> 57 1338 | 4538 |
| [2] Harris S E 1997 <i>Phys. Today</i> 50 36 | |
| [3] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P 2005 <i>Rev. Mod. Phys.</i> 77 633 | [8] Xiao Z H, Shin S G, Kim K 2010 <i>J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.</i> 43 161004 |
| [4] Mitsunaga M, Imoto N 1999 <i>Phys. Rev. A</i> 59 4773 | [9] Araujo L E 2010 <i>Opt. Lett.</i> 35 977 |
| [5] Dutta B K, Mahapatra P K 2006 <i>J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.</i> 39 1145 | [10] Dutta B K, Mahapatra K 2006 <i>J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.</i> 39 1145 |
| [6] Tran P 1996 <i>Opt. Lett.</i> 24 847 | [11] Eilam A, Wilson-Gordon A D, Friedmann H 2009 <i>Opt. Lett.</i> 34 1834 |
| [7] Cui C L, Wu J H, Gao J W, Zhang Y, Ba N 2010 <i>Opt. Express</i> 18 | |

Electromagnetically induced grating in a Λ -type three-level atomic system modulated by a microwave field*

Qiu Tian-Hui Yang Guo-Jian[†]

(Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

(Received 16 January 2011; revised manuscript received 10 March 2011)

Abstract

We investigate the electromagnetically induced grating in a Λ -type three-level atomic system with a microwave field coupling the two ground states. The results show that the intensity of diffraction, especially the first-order diffraction, is increased remarkably due to the modulation and gain of the microwave field. If the parameters of the system are chosen properly, the intensity of the first-order diffraction goes up exponentially as the microwave intensity increases.

Keywords: electromagnetically induced grating, electromagnetically induced transparency, microwave field

PACS: 42.50.Gy, 42.50.Hz, 42.65.An

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10174007), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities.

[†] E-mail: yanggj@bnu.edu.cn