

光和 Dressed 原子的相互作用

林福成 黄优宏

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

考虑在共振强驱动场作用下二能级原子所构成的 Dressed 原子和探测光的相互作用。把无限多个互相耦合的一阶微分方程(主方程)简化为四个独立的方程,从而得到 Dressed 原子与探测光相互作用的 Bloch 方程,可以把普通原子与光相干相互作用的全部过程推广到 Dressed 原子。求解了 Dressed 原子对两个频率探测光的极化率,研究了 Dressed 原子中的位相共振波的产生和特性。

Dressed 原子的方法已经成功地应用于处理共振荧光的问题^[1]。事实上,可以把强驱动场和二能级原子相耦合的系统当作一种新型的“原子”,它和另外的光场的相互作用呈现出一些新的特性,这是普通的原子与光场相互作用时所没有的。目前,获得片状原子束的技术已经具备(例如在分离同位素的实验中就使用这种原子束^[2]),因此便有可能得到光学厚的 Dressed 原子,研究探测光在这种装置中的传播问题,有一定的现实意义。

在 Dressed 原子和探测光相互作用的理论计算方面, Cohen-Tannoudji 等人用 Dressed 态上集居数差来得到光学薄的增益或损耗^[3], Boyd 等人则完全用普通原子和光场相互作用的半经典理论来得到光学薄和光学厚的单探测光和两个探测光的情况^[4]。在实验方面, Wu 等人观察到 Na 原子束在强驱动场中对单探测光的响应^[5],而 Harter 等人则声称在 Na 的热管中观察到的角锥散射是强驱动场作用下光学厚的 Na 蒸气中的四波参量相互作用^[6]。

本文采用 Dressed 原子的方法,研究强驱动场作用下二能级原子与探测光的相互作用。与文献[1]、[3]的不同在于采用 Dressed 原子的密度矩阵,而不是简单地只考虑集居数的影响。在一定的近似下, Dressed 原子的无限多维的密度矩阵可以化为闭包的形式,因而可以求解。在处理对象中不仅仅只考虑单探测光对光学薄的样品的相互作用,也考虑两个探测光和光学厚的效应。和文献[4]不同之处在于本文严格考虑了强驱动场的作用(全量子化,全对角化),严格考虑了与真空态的相互作用。在纯辐射弛豫的情况下,等效的 T_1 和 T_2 并不满足 $T_1=2T_2$,更重要的是,由于有了闭包形式的密度矩阵方式,我们导出了 Dressed 原子的 Bloch 方程,用它可以得到在普通原子系统中对应的相干相互作用过程,而这是用文献[4]的方程难以做到的。

一、Dressed 原子的 Bloch 方程

假定二能级原子的本征态为 $|e\rangle$ 和 $|g\rangle$, 共振频率为 ω_0 。强驱动场的频率为 ω_L 。众所周

收稿日期: 1985年2月12日; 收到修改稿日期: 1985年3月23日

知,单模强激光场可以用相干态

$$|\alpha\rangle = \exp(-|\alpha|^2/2) \sum_n \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \quad (1)$$

来描述。驱动场具有频率为 ω_L 的光子数为 n 的几率为泊松分布:

$$p_0(n) = |\langle n|\alpha\rangle|^2 = \exp(-|\alpha|^2) \frac{|\alpha|^{2n}}{n!} \quad (2)$$

平均光子数 $\bar{n} = |\alpha|^2$, 分布的宽度 $\Delta n = |\alpha|$, 满足

$$\bar{n} \gg \Delta n \gg 1. \quad (3)$$

使得二能级原子, 强驱动场, 以及它们的相互作用同时对角化^[1], 其本征态 (Dressed 态) 为

$$\left. \begin{aligned} |+, n\rangle &= \cos\phi |e, n\rangle + \sin\phi |g, n-1\rangle, \\ |-, n\rangle &= -\sin\phi |e, n\rangle + \cos\phi |g, n+1\rangle. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

本征能量为

$$E_{\pm}/\hbar = \left(n + \frac{1}{2}\right) \omega_L \pm \frac{1}{2} \omega_{12}, \quad (5)$$

$$\omega_{12} = (\delta^2 + \omega_1^2)^{1/2}, \quad (6)$$

δ 为驱动场与原子共振频率的偏调 $\delta = \omega_L - \omega_0$, ω_1 为 Rabi 频率 $\omega_1 = 2g(n+1)^{1/2}$, g 为耦合系数。由于泊松分布很尖锐(式(3)), 所以可认为 n 是等于 \bar{n} 的常数, 从而 ω_1 和 ω_{12} 都可视为常数。 ϕ 角的定义为

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{\delta}{\omega_1} + \sqrt{1 + \left(\frac{\delta}{\omega_1}\right)^2}. \quad (7)$$

把 Dressed 原子与真空场的相互作用看成与一个大热库的相互作用。并对相互作用的性质加上一些近似, 便可得到描述 Dressed 原子的主方程^[1]。令约化的密度矩阵元 $\sigma_{m,n}^{i,j}$ 为

$$\sigma_{m,n}^{i,j} = \langle i, m | \sigma_A | j, n \rangle, \quad (8)$$

其中 σ_A 为约化的密度矩阵, Dressed 原子本征态 $|\pm, n\rangle$ 中的 \pm 用 i, j 表示; m, n 为光子数。对于非对角元的方程为

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} \sigma_{n,n-1}^{+, -} &= \left[-i(\omega_L + \omega_{12}) - \Gamma \left(\frac{1}{2} + \sin^2 \phi \cos^2 \phi \right) \right] \sigma_{n,n-1}^{+, -}, \\ \frac{d}{dt} \sigma_{n,n-1}^{-, +} &= \left[-i(\omega_L - \omega_{12}) - \Gamma \left(\frac{1}{2} + \sin^2 \phi \cos^2 \phi \right) \right] \sigma_{n,n-1}^{-, +}, \\ \frac{d}{dt} \sigma_{n,n-1}^{+, +} &= (-i\omega_L - \Gamma \cos^4 \phi) \sigma_{n,n-1}^{+, +} + \Gamma \sin^4 \phi \sigma_{n,n-1}^{-, -}, \\ \frac{d}{dt} \sigma_{n,n-1}^{-, -} &= (-i\omega_L - \Gamma \sin^4 \phi) \sigma_{n,n-1}^{-, -} + \Gamma \cos^4 \phi \sigma_{n,n-1}^{+, +}, \\ \frac{d}{dt} \sigma_{n,n}^{+, -} &= \left[-i\omega_{12} - \Gamma \left(\frac{1}{2} + \sin^2 \phi \cos^2 \phi \right) \right] \sigma_{n,n}^{+, -}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

对角元的方程为

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} \sigma_{n,n}^{+, +} &= -\Gamma \cos^4 \phi \sigma_{n,n}^{+, +} + \Gamma \sin^4 \phi \sigma_{n,n}^{-, -}, \\ \frac{d}{dt} \sigma_{n,n}^{-, -} &= -\Gamma \sin^4 \phi \sigma_{n,n}^{-, -} + \Gamma \cos^4 \phi \sigma_{n,n}^{+, +}, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

式中, $\Gamma = 8\pi^2 \omega_L D^2 / 3\epsilon_0 L^3$ 为自发辐射几率, D 为二能级原子的偶极矩, L 为驱动场量子化空间长度。在导出(9)和(10)式中, 利用了泊松分布(2)和(3)式的性质, 近似认为 $\sigma_{n,n-1}^{+, -} \approx$

$\sigma_{n+1, n}^{+,+}$ 关系成立。主方程中除了(9)和(10)式之外, 还有象

$$\frac{d}{dt} \sigma_{n, n-2}^{+,+} = (-2i\omega_L - \Gamma \cos^2 \varphi) \sigma_{n, n-2}^{+,+} + \Gamma (\sin^4 \varphi \sigma_{n+1, n-1}^{+,+} + \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi \sigma_{n+1, n-1}^{+,+}) \quad (11)$$

这样的方程, 它们对共振荧光没有贡献, 但对 Dressed 原子与探测光的相互作用有贡献。所以主方程是互相耦合的无限多个一阶微分方程组。

现在考虑有两个探测光, 写为

$$E_p = E_{p1} \cos(\omega_{p1}t + \theta_1) + E_{p2} \cos(\omega_{p2}t + \theta_2), \quad (12)$$

其中 $\theta_{1,2}$ 为探测光对驱动场 $\cos \omega_L t$ 的相位差。事实上, 常常可以对驱动光进行调制, 然后取调制的边频作为探测光。如果是振幅调制(AM), $\theta_1 + \theta_2 = 0$; 如果是频率调制(FM), $\theta_1 + \theta_2 = \pi$ ^[8]。由于探测光比驱动场弱得多, 可当作微扰来处理, 微扰项为

$$V = -erE_p. \quad (13)$$

这时在主方程中 $\frac{d}{dt} (\sigma_{m, n}^{i, j})$ 的等号右边要添加 $[V \sigma_A]_{m, n}^{i, j} / i\hbar$ 这样的项。为了便于处理, 我们采用相互作用表象中的主方程, 其表示为

$$\tilde{\sigma}_{m, n}^{i, j} = \exp(-i\omega_{m, n}^{i, j}t) \sigma_{m, n}^{i, j}, \quad (14)$$

其中 $\hbar\omega_{m, n}^{i, j}$ 为 $|i, m\rangle$ 和 $|j, n\rangle$ 的能量差。与(9), (10), (11)式对应的主方程具有很复杂的形式, 我们只举其中不含微扰项(13)式的几个方程:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \tilde{\sigma}_{n, n-2}^{+,+} &= -\Gamma \cos^2 \varphi \tilde{\sigma}_{n, n-2}^{+,+} + \Gamma (\sin^4 \varphi \tilde{\sigma}_{n+1, n-1}^{+,+} + \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi \tilde{\sigma}_{n+1, n-1}^{+,+}), \\ \frac{d}{dt} \tilde{\sigma}_{n, n-1}^{+,+} &= -\Gamma \cos^2 \varphi \tilde{\sigma}_{n, n-1}^{+,+} + \Gamma (\sin^4 \varphi \tilde{\sigma}_{n+1, n}^{+,+} + \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi \tilde{\sigma}_{n+1, n}^{+,+}), \\ \frac{d}{dt} \tilde{\sigma}_{n, n}^{+,+} &= -\Gamma \cos^4 \varphi \tilde{\sigma}_{n, n}^{+,+} + \Gamma \sin^4 \varphi \tilde{\sigma}_{n, n}^{-,-}. \end{aligned}$$

如果 $\tilde{\sigma}_{n, n}^{+,+} = \tilde{\sigma}_{n, n}^{-,-}$, 则上式成立。由考虑含微扰项(13)式的各个方程, 知道若

$$\tilde{\sigma}_{n, m}^{i, j} = \tilde{\sigma}_{n, n}^{i, j} \quad (15)$$

成立, 主方程中的关系式都能被满足。因此, 主方程的解必须满足关系式(15)。应用这个关系, 可以把主方程简化为四个独立的方程:

$$\left. \begin{aligned} \dot{\tilde{\sigma}}_{n, n}^{+,+} &= -\Gamma \cos^4 \varphi \tilde{\sigma}_{n, n}^{+,+} + \Gamma \sin^4 \varphi \tilde{\sigma}_{n, n}^{-,-} \\ &\quad + (A_2 \cos^2 \varphi e^{-i(\delta_1 t + \theta_1)} - A_1 \sin^2 \varphi e^{i(\delta_1 t + \theta_1)}) \tilde{\sigma}_{n, n}^{-,+} \\ &\quad - (A_2 \cos^2 \varphi e^{i(\delta_1 t + \theta_1)} - A_1 \sin^2 \varphi e^{-i(\delta_1 t + \theta_1)}) \tilde{\sigma}_{n, n}^{+,-}, \\ \dot{\tilde{\sigma}}_{n, n}^{-,-} &= -\dot{\tilde{\sigma}}_{n, n}^{+,+}, \\ \dot{\tilde{\sigma}}_{n, n}^{-,+} &= -L_{12} \tilde{\sigma}_{n, n}^{+,-} \\ &\quad + (A_1 \sin^2 \varphi e^{i(\delta_1 t + \theta_1)} - A_2 \cos^2 \varphi e^{-i(\delta_1 t + \theta_1)}) (\tilde{\sigma}_{n, n}^{+,+} - \tilde{\sigma}_{n, n}^{-,-}), \\ \dot{\tilde{\sigma}}_{n, n}^{+,-} &= (\dot{\tilde{\sigma}}_{n, n}^{-,+})^* \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

$$\left. \begin{aligned} A_{1,2} &= i(E_{p1,2} D / 2\hbar), \quad L_{12} = \Gamma \left(\frac{1}{2} + \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi \right), \\ \delta_1 &= \omega_{p1} - (\omega_L - \omega_{12}), \quad \delta_2 = \omega_{p2} - (\omega_L + \omega_{12}). \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

在这里, 我们已假定了 $\omega_{p1,2}$ 很接近 Dressed 原子的两个 Rabi 边频 $\omega_L \pm \omega_{12}$ 。(16)式和

$$\tilde{\sigma}_{n, n}^{+,+} + \tilde{\sigma}_{n, n}^{-,-} = p_0(n) \quad (18)$$

等价^[8], 把(18)式代入(16)式, 得到

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\tilde{\sigma}_{n,n}^{+,+} - \tilde{\sigma}_{n,n}^{-,-}) = & -\frac{1}{T_1} \left[(\tilde{\sigma}_{n,n}^{+,+} - \tilde{\sigma}_{n,n}^{-,-}) - \frac{p_0(n)}{\sin^4 \phi + \cos^4 \phi} (\sin^4 \phi - \cos^4 \phi) \right] \\ & + 2(A_2 \cos^2 \phi e^{-i(\delta_1 t + \theta_1)} - A_1 \sin^2 \phi e^{i(\delta_1 t + \theta_1)}) \tilde{\sigma}_{n,n}^{-,+} \\ & - 2(A_2 \cos^2 \phi e^{i(\delta_1 t + \theta_1)} - A_1 \sin^2 \phi e^{-i(\delta_1 t + \theta_1)}) \tilde{\sigma}_{n,n}^{+,-}, \end{aligned}$$

其中纵向弛豫时间 T_1 为

$$T_1 = 1/\Gamma(\cos^4 \phi + \sin^4 \phi), \quad (19)$$

同理可得, 横向弛豫时间 T_2 为

$$T_2 = 1/L_{12} = 1/\Gamma \left(\frac{1}{2} + \sin^2 \phi \cos^2 \phi \right). \quad (20)$$

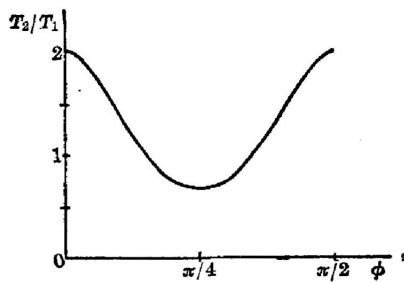


图1 T_2/T_1 随 ϕ 的变化

Fig. 1 T_2/T_1 vs. ϕ

图1为 T_2/T_1 随 ϕ 变化的情况。可以看出, 只有当 $\phi = \pi/4$ (对应于驱动场的偏调 $\delta = 0$) 时, T_2/T_1 才取极小值 $2/3$ 。当偏调较大时, T_2 有可能大于 T_1 。这和普通的辐射弛豫机制中 $T_2/T_1 = 0.5$ 有很大的不同。

从主方程可知, 只有当探测光 ω_{p1} 和 ω_{p2} 对 Dressed 原子的边带荧光峰 $\omega_L \mp \omega_{12}$ 的偏调数值相同且符号相反时, 探测光之间才有耦合的效应。这个条件可写成

$$\delta_1 = -\delta_2. \quad (21)$$

下面对有耦合的情况讨论。再假定 $\theta_1 + \theta_2 = 0$ (AM 的情况), 引入两个矢量 r 和 ω :

$$r_1 = \tilde{\sigma}_{n,n}^{+,+} + \tilde{\sigma}_{n,n}^{-,+}, \quad r_2 = i(\tilde{\sigma}_{n,n}^{+,+} - \tilde{\sigma}_{n,n}^{-,+}), \quad r_3 = \tilde{\sigma}_{n,n}^{+,+} - \tilde{\sigma}_{n,n}^{-,-}, \quad (22)$$

$$\left. \begin{aligned} \omega_1 &= -\frac{D}{\hbar} (E_{p2} \cos^2 \phi - E_{p1} \sin^2 \phi) \cos \delta_1 t, \\ \omega_2 &= \frac{D}{\hbar} (E_{p2} \cos^2 \phi - E_{p1} \sin^2 \phi) \sin \delta_1 t, \\ \omega_3 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

由主方程(16)式可以导出 Dressed 原子的 Bloch 方程

$$\left. \begin{aligned} \dot{r}_1 &= -(r_1/T_2) + \omega_2 r_3 - \omega_3 r_2, \\ \dot{r}_2 &= -(r_2/T_2) + \omega_3 r_1 - \omega_1 r_3, \\ \dot{r}_3 &= -(r_3 - r_3(0))/T_1 + \omega_1 r_2 - \omega_2 r_1. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

$$r_3(0) = p_0(n) \frac{\sin^2 \phi - \cos^2 \phi}{\sin^4 \phi + \cos^4 \phi}. \quad (25)$$

显然, 由于 Dressed 原子的 Bloch 方程的形式(24)式和普通的二能级原子与光波相互作用的 Bloch 方程完全一样, 因此, 原则上任何可由 Bloch 方程描述的相干相互作用都可以在 Dressed 原子中找到相应的过程。但是在(23)式中代替普通共振电磁场的都是以形式为 $(E_{p2} \cos^2 \phi - E_{p1} \sin^2 \phi)$ 互相耦合的两个电磁场, 它们可以离 Dressed 态的中心荧光峰相当远, 因此这种对应的过程将会出现一些新的有趣的现象, 如已经发现在 Dressed 原子中的自感应透明中两个探测光的独特消长过程^[9]。

二、Dressed 原子的极化率

假定(15)式成立,两个探测光互相耦合,由主方程(16)可以解出 Dressed 原子在两个探测光频率的极化率。它们是

$$\begin{aligned}
 \chi'(\omega_{p1}) &= \frac{D^2 \sin^2 \phi}{\varepsilon_0 \hbar (L_{12}^2 + \delta_1^2)} \frac{\cos^2 \phi - \sin^2 \phi}{\cos^4 \phi + \sin^4 \phi} \frac{1}{F} \\
 &\quad \times \left[\delta_1 \left(\sin^2 \phi - \frac{E_{p2}}{E_{p1}} \cos^2 \phi \cos(\theta_1 + \theta_2) \right) - \frac{E_{p2}}{E_{p1}} \cos^2 \phi L_{12} \sin(\theta_1 + \theta_2) \right], \\
 \chi''(\omega_{p1}) &= \frac{-D^2 \sin^2 \phi}{\varepsilon_0 \hbar (L_{12}^2 + \delta_1^2)} \frac{\cos^2 \phi - \sin^2 \phi}{\cos^4 \phi + \sin^4 \phi} \frac{1}{F} \\
 &\quad \times \left[L_{12} \left(\sin^2 \phi - \frac{E_{p2}}{E_{p1}} \cos^2 \phi \cos(\theta_1 + \theta_2) \right) + \delta_1 \frac{E_{p2}}{E_{p1}} \cos^2 \phi \sin(\theta_1 + \theta_2) \right], \\
 \chi'(\omega_{p2}) &= \frac{-D^2 \cos^2 \phi}{\varepsilon_0 \hbar (L_{12}^2 + \delta_2^2)} \frac{\cos^2 \phi - \sin^2 \phi}{\cos^4 \phi + \sin^4 \phi} \frac{1}{F} \\
 &\quad \times \left[\delta_2 \left(\cos^2 \phi - \frac{E_{p1}}{E_{p2}} \sin^2 \phi \cos(\theta_1 + \theta_2) \right) - L_{12} \frac{E_{p1}}{E_{p2}} \sin^2 \phi \sin(\theta_1 + \theta_2) \right], \\
 \chi''(\omega_{p2}) &= \frac{D^2 \cos^2 \phi}{\varepsilon_0 \hbar (L_{12}^2 + \delta_2^2)} \frac{\cos^2 \phi - \sin^2 \phi}{\cos^4 \phi + \sin^4 \phi} \frac{1}{F} \\
 &\quad \times \left[L_{12} \left(\cos^2 \phi - \frac{E_{p1}}{E_{p2}} \sin^2 \phi \cos(\theta_1 + \theta_2) \right) - \delta_2 \frac{E_{p1}}{E_{p2}} \sin^2 \phi \sin(\theta_1 + \theta_2) \right],
 \end{aligned} \tag{26}$$

其中饱和因子 F 的定义为

$$F = 1 + \frac{T_1 T_2}{1 + \delta^2 T_2^2} \left(\frac{D}{\hbar} \right)^2 (E_{p1}^2 \sin^4 \phi + E_{p2}^2 \cos^4 \phi - 2 \cos^2 \phi \sin^2 \phi \cos(\theta_1 + \theta_2) E_{p1} E_{p2}). \tag{27}$$

最令人感到有趣的是,在(26)式中一个探测光频率上的极化率可由另一个频率探测光来加以控制。例如, $\chi'(\omega_{p1})$ 受 E_{p2} 的控制,控制的方式可以通过 E_{p2} 本身的幅度,相位差 θ_2 和驱动场的偏调 ϕ 等来进行。 $\chi'(\omega_{p1})$ 也可以取非常大的值,只要 $E_{p2}/E_{p1} \gg 1$ 就可以做到这一点,因此容易获得折射率非常大的介质。同样的,对 $\chi''(\omega_{p1})$ 也有类似的结论。这些独特的性质能否有所应用,尚待进一步的工作。

如果只有一个探测光,求出的极化率将容易与 Wu 等人^[5]的结果相比较。图 2 给出根据(26)式算出的结果。由于文献[5]的实验是关于对探测光的吸收和放大,所以要考虑的只是 χ'' 。假定驱动场的频率偏调 $\delta = \omega_L - \omega_0$ 是正的, Rabi 频率 $\omega_1 = 5\Gamma$, $F = 1$ 。图 2 给出不同的 $(\omega_L - \omega_0)/\Gamma$ 的吸收和放大的线型,和 Wu 的结果符合得很好。对于偏调是负的情况(ω_L 小于 ω_0),曲线的左右边对换。我们故意选取 $\delta > 0$ 的情况,以显示高频边频的分量有放大效应而低频边频有吸收效应,从而澄清某些

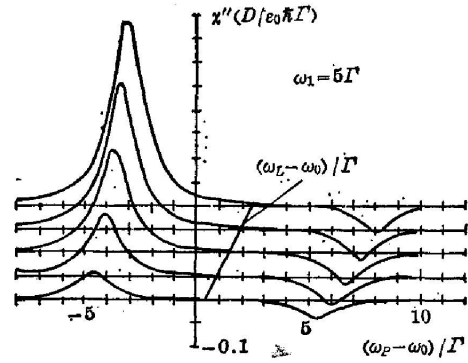


图 2 单个探测光时的放大-吸收线型。斜线和横轴的交点代表这组曲线的 $(\omega_L - \omega_0)/\Gamma$ 值

Fig. 2 Amplification-absorption line shape for a single probe beam. Intersection points of the abscissa with inclined lines indicate values of $(\omega_L - \omega_0)/\Gamma$

文章中只提出低频边频有放大效应的说法,例如文献[4]。这种情况,只有当 $\delta < 0$ 才是正确的。

三、Dressed 原子中的位相共轭

现在考虑光学厚的 Dressed 原子,这时要考虑传播问题,把 (26) 式代入麦克斯韦方程,利用非线性光学中的标准技术,可以得到两个探测光的耦合方程为

$$\left. \begin{aligned} d(E_{p1}e^{-i\theta_1})/dz &= -\alpha_1^*E_{p1}e^{-i\theta_1} + iK_1E_{p2}e^{i\theta_2}, \\ d(E_{p2}e^{i\theta_2})/dz &= -\alpha_2E_{p2}e^{i\theta_2} - iK_2^*E_{p1}e^{-i\theta_1}, \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1^* &= -\alpha_0p \sin^4 \phi / (1 - i\delta_1 T_2), \\ K_1 &= K_2^* = i\alpha_0p \sin^2 \phi \cos^2 \phi / (1 - i\delta_1 T_2), \\ \alpha_2 &= \alpha_0p \cos^4 \phi / (1 - i\delta_1 T_2), \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

而参量 p 和 α_0 定义为

$$\left. \begin{aligned} p &= (\cos^2 \phi - \sin^2 \phi) / \left(\frac{1}{2} + \sin^2 \phi \cos^2 \phi \right) (\cos^4 \phi + \sin^4 \phi), \\ \alpha_0 &= ND^2 k / 2\epsilon_0 \hbar \Gamma, \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

在这里我们取 N 为二能级原子的密度,并近似认为 $k \sim k_1 \sim k_2 \sim k_L$ 。此外,假定不饱和, $F=1$ 。设在输入面 $z=0$ 处只有 $E_{p1} \neq 0$, 则传播了距离 L 之后的幅度“反射”系数(这里,反射的含义可以理解在频域中以 ω_L 为中心的反射,即 $\omega_{p1} \rightarrow \omega_{p2}$)为

$$r = \frac{E_{p2}e^{i\theta_2}(L)}{E_{p1}e^{-i\theta_1}(0)} = \frac{\sin^2 \phi \cos^2 \phi}{\cos^2 \phi - \sin^2 \phi} \left[1 - e^{-\frac{p(\cos^2 \phi - \sin^2 \phi)}{1 - i\delta_1 T_2} \alpha_0 L} \right]. \quad (31)$$

如果我们把 $e^{i\theta_1}(0)$ 当做“入射”波所含的相位信息, $e^{i\theta_2}(L)$ 当做“反射”波所含的相位信息,那么, (31) 式表示,“反射”波的位相是“入射”波位相取负值。也即是说,一个边频的探测光产生另一边频的位相共轭波。同理,可得到幅度“透射”系数为

$$t = \frac{E_{p1}e^{-i\theta_1}(L)}{E_{p1}e^{-i\theta_1}(0)} = \frac{\cos^4 \phi}{\cos^2 \phi - \sin^2 \phi} \left[1 - \frac{\sin^4 \phi}{\cos^4 \phi} e^{-\frac{p(\cos^2 \phi - \sin^2 \phi)}{1 - i\delta_1 T_2}} \right], \quad (32)$$

(31) 式和 (32) 式是很复杂的表达式,下面将引入强度“反射”系数 $R = |r|^2$ 和强度“透射”系数 $T = |t|^2$ 考虑由 (31) 和 (32) 式得到的结果。

首先,假定 Dressed 原子的光学厚度 $\alpha_0 L = 1$, 这是相当薄的情况,图 3 和图 4 给出 R 和 T 对不同的偏调 δ 和 δ_1 的关系,当探测光的偏调 δ_1 增加时, R 减小, T 也趋向 1。当驱动场的偏调 δ 改变时, R 是对称的,在 $\delta \sim 0.5\omega_1$ 处有极大值;而 T 是不对称的,在 $\delta \sim -0.3\omega_1$ 处有极大值。这表示,因为我们在这里考察的是低边频 ($\omega_1 < \omega_L$) 分量的探测光,它只有在驱动场的偏调 $\delta < 0$ ($\omega_L < \omega_0$) 时才有放大作用,如果 $\delta > 0$, 由图 4 知 $T < 1$, 即吸收,这和我们上一节的讨论是一致的。 T 随 δ 单调下降(当 $\delta > 0$ 时)的物理意义是这样:由于 $(\omega_L - \omega_0)$ 比 Rabi 频率 ω_1 大得多,共振荧光的低频边频的频移 $\omega_{12} = \sqrt{\delta^2 + \omega_1^2} \sim \delta$, 而 δ_1 很小意味着 $\omega_{p1} - (\omega_L - \omega_{12}) \sim \omega_{p1} - \omega_0$ 很小,即 ω_{p1} 落在通常的二能级吸收峰上,所以透过率很小。在 $\delta < 0$ 的另一侧,情况刚好相反, ω_{p1} 远离 ω_0 , 所以 $T \sim 1$ 。同一组参量的 R 和 T 的三维图形,见图 5 和图 6。

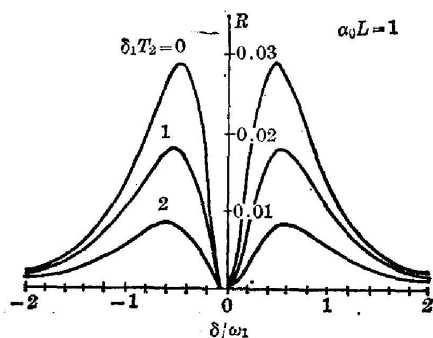


图3 强度反射系数和驱动场偏调的关系。厚度参量 $\alpha_0 L=1$, 探测偏调 $\delta_1 T_2=0, 1, 2$

Fig. 3 Intensity reflection coefficient vs. driving detuning, with thickness parameter $\alpha_0 L=1$ and probing detuning $\delta_1 T_2=0, 1, 2$

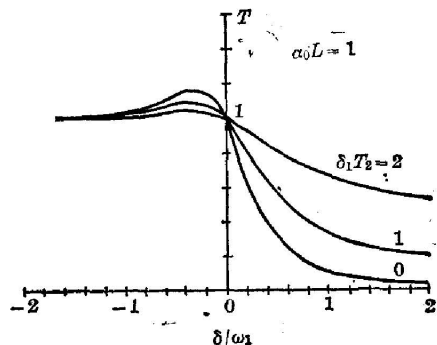


图4 强度透射系数和驱动场偏调的关系。厚度参量 $\alpha_0 L=1$, 探测偏调 $\delta_1 T_2=0, 1, 2$

Fig. 4 Intensity transmission coefficient vs. the driving detuning. The thickness parameter is taken $\alpha_0 L=1$, probing detuning $\delta_1 T_2=0, 1, 2$

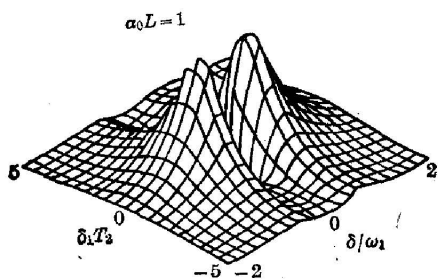


图5 强度反射系数的三维图形, 参数 $\alpha_0 L=1$
Fig. 5 3-D picture of the intensity reflection coefficient, with $\alpha_0 L=1$

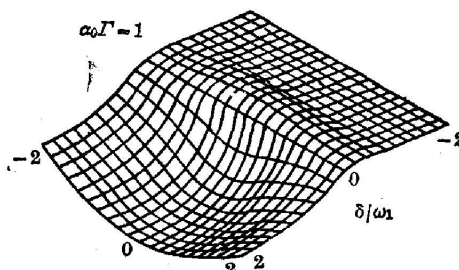


图6 强度透射系数的三维图形, $\alpha_0 L=1$
Fig. 6 3-D picture of the intensity transmission coefficient, with $\alpha_0 L=1$

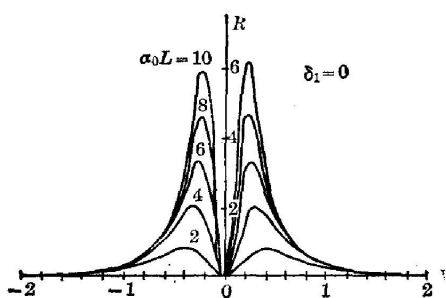


图7 R 随 $\alpha_0 L$ 的变化, $\delta_1=0$
Fig. 7 R vs. δ/ω_1 for different values of $\alpha_0 L$, with $\delta_1=0$

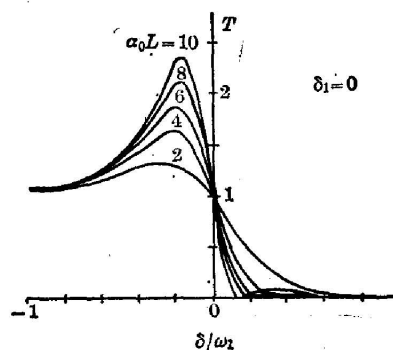


图8 T 随 $\alpha_0 L$ 的变化, $\delta_1=0$
Fig. 8. T vs. δ/ω_1 for different values of $\alpha_0 L$, with $\delta_1=0$

考察一下厚度参量 $\alpha_0 L$ 逐渐增加的情况, 图7是探测光不偏调($\delta_1=0$), $\alpha_0 L$ 由2增加到10的 R 的情况。可以看出最大的反射系数也随之增加, 并且对驱动场偏调 δ 的依赖越来越长锐。更有意思的是图8所示的同一条件下 T 的情况: 随着 $\alpha_0 L$ 的增加, 纵坐标两边的曲线越来越陡, 并且在 $\delta>0$ 的一边又重新出现透射峰。图9显示出放大的细节, 这个

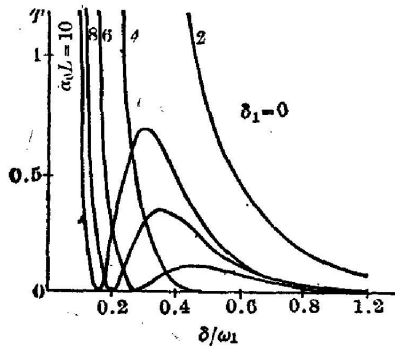


图9 图8的部分细节
Fig. 9 Part of Fig. 8

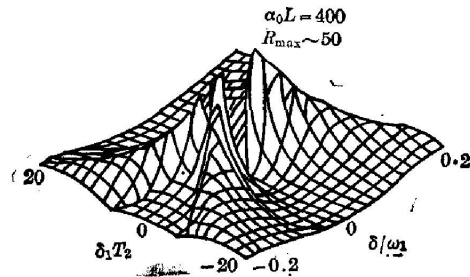


图10 R 的三维图形, $\alpha_0 L=400$
Fig. 10 3-D picture of R , with $\alpha_0 L=400$

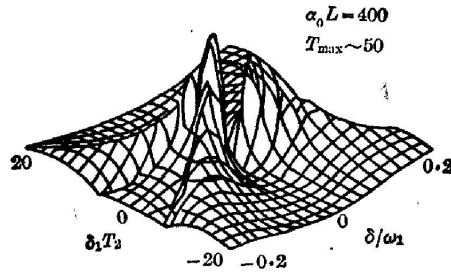


图11 T 的三维图形, $\alpha_0 L=400$
Fig. 11 3-D picture of T , with $\alpha_0 L=400$

透射峰, 可以理解为 $\delta > 0$ 的一边感生出来的反射峰的反作用, 即明显地表示出耦合波一起向前传播的特征。

对于更大的 $\alpha_0 L$ 值, 上述的特征更为明显, 例如对于 $\alpha_0 L=400$ 的情况 (厚的原子束), R 和 T 的三维图形见图 10 和图 11。 R 对 $\delta=0$ 和 $\delta_1=0$ 的平面对称, 对 $\delta=0$ 的平面还是不对称的。此外, 透射波和反射波都有很大的放大倍数。

参 考 文 献

- [1] C. Cohen-Tannoudji; in «*Frontiers in Laser Spectroscopy*», (North-Holland Publishing Company, 1977), Vol. 1, 3.
- [2] J. I. Davis and B. W. Shore; in «*Laser Program Annual Report—1980*», (Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, Calif., UCRL-50021-80), 10-1.
- [3] C. Cohen-Tannoudji and S. Reynaud; in «*Multiphoton Process*», (ed. by J. H. Eberly and P. Lambropoulos, John Wiley and Sons, New York, 1978), 103.
- [4] R. W. Boyd *et al.*; *Phys. Rev.*, 1981, **24**, No. 1 (Jul), 411.
- [5] F. Y. Wu *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1977, **38**, No. 19 (May), 1077.
- [6] D. J. Harter *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1981, **48**, No. 18 (May), 1192.
- [7] M. Sargent III, M. O. Scully *et al.*; «*Laser Physics*», (Addison-Wesley, 1974), Chapter 15, 17.
- [8] M. Sargent; *Phys. Reports*, 1978, **43**, No. 5, 223.
- [9] 黄优宏, 林福成; «*光学学报*», 待发表。

Interaction of light with dressed atoms

LIN FUCHENG AND HUANG YOUHONG

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 12 February 1985, revised 23 March 1985)

Abstract

The interaction of light with dressed atoms is discussed. Master equations which normally appear as an infinite set of first-order differential equations coupled with each other are simplified to 4 independent equations, leading to Bloch equations for dressed atoms through which all the coherent interactions of atoms with light can be extended to the case of dressed atoms. The susceptibility of the dressed atoms to two probe beams is deduced. The generation and characteristics of the phase conjugation wave in dressed atoms are studied.