

双频光场在二能级 Dressed 原子介质中的稳态传播

李彬学 林福成

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

双频探测光场在二能级 Dressed 原子系统中的稳态传播,在一定条件下可以转化成自由传播问题,和一个等效场在二能级放大原子介质中的稳态传播问题,光场与 Dressed 原子之间独特的耦合,导致一种联合传播。

关键词: Dressed 原子; 联合传播; 双频场耦合。

Dressed 原子和光场相互作用问题,已经取得大量重要研究结果,例如已经解释了共振荧光光谱^[1], 泵浦-吸收探测光谱^[2], 以及简并和非简并四波混频的饱和^[3]等。然而在许多实验条件下(例如片状原子束实验中),系统并不能看成是光学薄的,这类实验要求考虑传播效应;另一方面,传播问题是 Dressed 原子中研究非线性效应的一个重要方面。

本文讨论强驱动场 Rabi 边带附近,双频光场在二能级均匀加宽 Dressed 原子介质中的稳态传播特点,两光场通过 Dressed 原子而耦合,在传播过程中互相牵制,在一定的条件下,决定两者传播行为的极化源不直接依赖于传播场的本身,而取决于一个等效场的空间演化,这导致一种独特的联合传播;相应地,两光场的稳态耦合波方程组,可转化成自由传播方程和等效场在“二能级激活原子”介质中的稳态传播方程,等效场的空间演化规律结合自由传播问题的解,可以确定这两个传播场的稳态耦合传播。

一、双频场的极化及稳态传播耦合方程组

考虑二能级原子,其本征态为 $|1\rangle, |2\rangle$, 共振频率为 ω_0 ; 设强驱动场频率为 ω_L , 其本征态为:

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

式中, n 为光子数, $|\alpha|^2$ 为平均光子数。在强驱动场作用下,原子成为“Dressed”原子,其本征值和本征态为:

$$E_{\pm} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_L \pm \frac{1}{2} \hbar\Omega',$$
$$|+, n\rangle = \cos \varphi |2n\rangle + \sin \varphi |1, n+1\rangle,$$

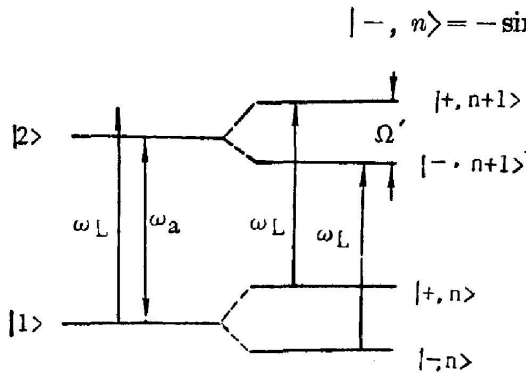


Fig. 1 The diagram of dressed atom levels

$$|- , n\rangle = -\sin \varphi |2n\rangle + \cos \varphi |1 , n+1\rangle. \quad (2)$$

其中:

$$\Omega' = \sqrt{\delta^2 + \Omega^2}, \quad \text{tg } \varphi = \delta / \Omega' + \sqrt{1 + (\delta / \Omega)^2}. \quad (3)$$

$\delta = \omega_L - \omega_a$ 为驱动场和原子共振频率失谐, Ω 为驱动场 Rabi 频率。

设两探测光为:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= \varepsilon_1 \cos(\omega_1 t + \theta_1), \\ \varepsilon_2 &= \varepsilon_2 \cos(\omega_2 t + \theta_2). \end{aligned} \quad (4)$$

其中, θ_1, θ_2 为探测光场 $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ 与驱动场的相位差,

由双频探测场与考虑了弛豫效应的 Dressed 原子相互作用主方程的稳态解, 可得探测光频率上的极化率^[4]:

$$\begin{aligned} \alpha'(\omega_1) &= \frac{D^2 \sin^2 \varphi}{\epsilon_0 \hbar (\mathcal{L}_{12}^2 + \delta^2)} \frac{\cos^4 \varphi - \sin^4 \varphi}{\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi} \frac{1}{F} \\ &\quad \times \left[\delta_1 \left(\sin^2 \varphi - \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \cos^2 \varphi \cos(\theta_1 + \theta_2) \right) - \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \cos^2 \varphi \mathcal{L}_{12} \sin(\theta_1 + \theta_2) \right], \\ \alpha''(\omega_1) &= -\frac{D^2 \sin^2 \varphi}{\epsilon_0 \hbar (\mathcal{L}_{12}^2 + \delta^2)} \frac{\cos^4 \varphi - \sin^4 \varphi}{\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi} \frac{1}{F} \\ &\quad \times \left[\mathcal{L}_{12} \left(\cos^2 \varphi - \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \sin^2 \varphi \cos(\theta_1 + \theta_2) \right) + \delta_1 \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \cos^2 \varphi \sin(\theta_1 + \theta_2) \right], \\ \alpha'(\omega_2) &= \frac{-D^2 \cos^2 \varphi}{\epsilon_0 \hbar (\mathcal{L}_{12}^2 + \delta^2)} \frac{\cos^4 \varphi - \sin^4 \varphi}{\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi} \frac{1}{F} \\ &\quad \times \left[\delta_2 \left(\cos^2 \varphi - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \varphi \cos(\theta_1 + \theta_2) \right) - \mathcal{L}_{12} \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \varphi \sin(\theta_1 + \theta_2) \right], \\ \alpha''(\omega_2) &= \frac{D^2 \sin^2 \varphi}{\epsilon_0 \hbar (\mathcal{L}_{12}^2 + \delta^2)} \frac{\cos^4 \varphi - \sin^4 \varphi}{\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi} \times \frac{1}{F} \\ &\quad \times \left[\mathcal{L}_{12} \left(\cos^2 \varphi - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \varphi \cos(\theta_1 + \theta_2) \right) - \delta_2 \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \varphi \sin(\theta_1 + \theta_2) \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

其中: $F = 1 + \frac{T_1 T_2}{1 + \delta^2 T_2^2} \left(\frac{D}{\hbar^2} \right)^2 (\varepsilon_1^2 \sin^4 \varphi + \varepsilon_2^2 \cos^4 \varphi - 2\varepsilon_1 \varepsilon_2 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi \cos(\theta_1 + \theta_2))$,

$$T_1 = \frac{1}{\Gamma} \frac{1}{\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi}, \quad T_2 = \frac{1}{\mathcal{L}_{12}} = \frac{1}{\Gamma} \frac{1}{\frac{1}{2} + \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi},$$

$$\delta_1 = \omega_1 - (\omega_L - \Omega'), \quad \delta_2 = \omega_2 - (\omega_L + \Omega'). \quad (6)$$

Γ 为原子跃迁线宽, D 为跃迁偶极矩, ϵ_0, \hbar 分别是真空介电常数和普朗克常数 ($\hbar = h/2\pi$)。

在(5)式中, 由于两场间的耦合, 每一边频上的极化率都与另一边频上的场有关, 这样, 在传播中, 一探测场的吸收和色散行为依赖于另一探测场的变化, 两者互相牵制; 此外, 还可以从(5)式看出, 这种耦合导致实部分量有一个吸收相关的附加项, 虚部分量有一色散相关的附加项, 在 Rabi 共振条件下, ($\delta_1 = \delta_2 = 0$), 当 $\varphi > \frac{\pi}{4}$ ($\delta > 0$) 时, 低边频场相当于处在自聚焦原子介质中, 而高边频场相当于处在自聚焦介质中。从这里, 可以比较直观地理解当泵浦场调谐到原子共振频率高频侧时, 由于 Rabi 边频参量放大产生的锥辐射现象中红移成份偏

离轴^[5], 而蓝移部分近轴。

为简便见, 以下先讨论调频光情况, 因此在(5)式中, 由于 $\theta_1 + \theta_2 = \pi$ ^[7], 最后的附加项为零, 令:

$$\mathbf{s} = \varepsilon_1 \sin^2 \varphi + \varepsilon_2 \cos^2 \varphi, \quad (7)$$

并注意 $x(\omega) = x'(\omega) - ix''(\omega)$, (5)式写成:

$$\begin{aligned} x(\omega_1) &= x'(\omega_1) - ix''(\omega_1) = \frac{\mathcal{L}(\varphi) \sin^2 \varphi (\delta_1 + i\mathcal{L}_{12})}{F \varepsilon_1} \varepsilon, \\ x(\omega_2) &= x'(\omega_2) - ix''(\omega_2) = -\frac{\mathcal{L}(\varphi) \cos^2 \varphi (\delta_2 + i\mathcal{L}_{12})}{F \varepsilon_2} \varepsilon, \end{aligned} \quad (8)$$

式中:

$$\begin{aligned} F &= 1 + \frac{T_1 T_2}{1 + \delta^2 T_1^2} \left(\frac{D}{\hbar} \right)^2 |\varepsilon|^2, \\ \mathcal{L}(\varphi) &= \frac{D^2}{\varepsilon_0 \hbar (\mathcal{L}_{12}^2 + \delta^2)} \frac{\cos^4 \varphi - \sin^4 \varphi}{\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi}. \end{aligned} \quad (9)$$

利用 $P = \varepsilon_0 x \varepsilon$, 极化矢量的复振幅为:

$$\begin{aligned} P(\omega_1) &= \frac{\varepsilon_0 \mathcal{L}(\varphi) \sin^2 \varphi (\delta_1 + i\mathcal{L}_{12})}{F} \varepsilon, \\ P(\omega_2) &= -\frac{\varepsilon_0 \mathcal{L}(\varphi) \cos^2 \varphi (\delta_2 + i\mathcal{L}_{12})}{F} \varepsilon, \end{aligned} \quad (10)$$

(10)式中, $F = F(\varepsilon)$, 因而决定场传播的源项并不直接依赖于 $\varepsilon_1, \varepsilon_2$, 而与一个共同量 ε 相关联, 这反映 $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ 和 Dressed 原子的独特耦合, 下一小节的讨论表明, ε 完全按照自己的规律进行空间演化, 从而导致场传播的独特行为。

由电磁场的波动方程, 在传播方向慢变振幅条件下, 可得两个光场的耦合波方程组:

$$\begin{aligned} 2ik_1 \partial_z \varepsilon_1 + \nabla_1^2 \varepsilon_1 &= -(\omega_1^2/c) P(\omega_1), \\ 2ik_2 \partial_z \varepsilon_2 + \nabla_1^2 \varepsilon_2 &= -(\omega_2^2/c) P(\omega_2), \\ \nabla_1^2 &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \end{aligned} \quad (11)$$

式中, k_1, k_2 分别为两光场的真空波矢。(11)式结合(10)式, 原则上完全描述 $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ 的稳态传播。

二、 ε 的空间演化和 $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ 的稳态传播特征

将(10)式代入(11), 则:

$$\begin{aligned} 2ik_1 \partial_z \varepsilon_1 + \nabla_1^2 \varepsilon_1 &= -\frac{\varepsilon_0 \omega_1^2}{c} \frac{\mathcal{L}(\varphi) \sin^2 \varphi (\delta_1 + i\mathcal{L}_{12})}{F} \varepsilon, \\ 2ik_2 \partial_z \varepsilon_2 + \nabla_1^2 \varepsilon_2 &= \frac{\varepsilon_0 \omega_2^2}{c} \frac{\mathcal{L}(\varphi) \cos^2 \varphi (\delta_2 + i\mathcal{L}_{12})}{F} \varepsilon, \end{aligned} \quad (12)$$

将(12)式第一式乘以 $\sin^2 \varphi$, 第二式乘以 $\cos^2 \varphi$, 再将两式相加, 并注意到对强驱动场边缘光,

$$k_1 \sim k_2 \sim k_L = k_0 \quad (13)$$

便得 ε 的波动方程:

$$2ik \partial_z \varepsilon + \nabla_1^2 \varepsilon = -\frac{\omega_L^2}{c} \cdot \frac{\varepsilon_0 \mathcal{L}(\varphi)}{F} (\delta' + i\mathcal{L}'_{12}) \varepsilon = -\gamma \varepsilon, \quad (14)$$

其中:

$$\delta' = \left(\delta_1 \frac{\omega_1^2}{\omega_L^2} \sin^4 \varphi - \delta_2 \frac{\omega_2^2}{\omega_L^2} \cos^4 \varphi \right),$$

$$\mathcal{L}'_{12} = \mathcal{L}_{12} \left(\frac{\omega_1^2}{\omega_L^2} \sin^4 \varphi - \frac{\omega_2^2}{\omega_L^2} \cos^4 \varphi \right). \quad (15)$$

在得到(14)式方程中,假定了空同均匀的强驱动场。

形式上, ε 的空间演化等同于一个单色场在两能级原子介质中的稳态传播方程, δ' 和 \mathcal{L}'_{12} 相当于“失谐”和“线宽”。由于在稳态情况下,对于光频场:

$$\frac{\Omega'}{\omega_L} \ll 1, \quad (16)$$

由 $\mathcal{L}(\varphi)$ 的定义(9), 在 $\varphi < \frac{\pi}{4}$ 和 $\text{tg}^2 \varphi > \frac{\omega_2}{\omega_1}$, 有:

$$\mathcal{L}'_{12} \mathcal{L}(\varphi) < 0. \quad (17)$$

因此, ε 相当于在一个二能级放大介质中的传播, 物理上, 相当于两边频场在传播过程中从 Dressed 原子介质中获得能量, 并且按简单方式在两边频场之间交换和分配 ($\varepsilon = \varepsilon_1 \sin^2 \varphi + \varepsilon_2 \cos^2 \varphi$); 由于 P_{ω_1} , P_{ω_2} 以相同的方式依赖于 ε , 故两传播光场都将获得放大。这在导出 ε_1 , ε_2 光强分布表达式后更容易看出。Boyd^[6]和林福成^[4]的结果亦给出类似的结论, 所不同的是, 这里直接从传播方程的耦合说明了问题, 并且计及了横向演变。

给定 $z=0$ 边界条件, 当 ε 的规律确定后, (12)式即是 ε_1 , ε_2 的非齐次线性方程组, 因而 ε_1 , ε_2 可解。只要将 ε_1 , ε_2 和非齐次项按某一完备正交模式展开, 即可得展开系数的一阶微分方程, 由边界条件即可确定 ε_1 , ε_2 的函数形式。但我们宁可采用其他种形式。

将方程(12)式分别乘以 $\omega_2^2 \cos^2 \varphi (\delta_2 + i\mathcal{L}_{12})$ 和 $\omega_1^2 \sin^2 \varphi (\delta_1 + i\mathcal{L}_{12})$ 并相加, 在(13)式条件下得:

$$2ik_L \partial_z x + \nabla_1^2 x = 0. \quad (18)$$

其中 x 的定义为:

$$x = \omega_2^2 \cos^2 \varphi (\delta_2 + i\mathcal{L}_{12}) \varepsilon_1 + \omega_1^2 \sin^2 \varphi (\delta_1 + i\mathcal{L}_{12}) \varepsilon_2. \quad (19)$$

即量 x 满足齐次稳态传播方程。

(18)式的一般解为 Hermite-Gauss 模, 在系统具有柱对称性时为 Laguarre-Gauss 模; 对任意 $z=0$ 边界条件, x 可表示成 Hermite-Gauss 模(或者 Laguarre-Gauss 模)的线性叠加。特别是 ε_1 , ε_2 边界条件使得 x 为某一本征模时, x 在传播中不发生模式变化。

由 ε 和 x , 我们可以写出 ε_1 和 ε_2 的表达式以及 ε_1 , ε_2 的光强空间分布。从(19)式和(7)式中解出 ε_1 , ε_2 , 得:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= (\varepsilon \omega_1^2 (\delta_1 + i\mathcal{L}_{12}) \sin^2 \varphi - x \cos^2 \varphi) / \Delta, \\ \varepsilon_2 &= (-\varepsilon \omega_2^2 \cos^2 \varphi (\delta_2 + i\mathcal{L}_{12}) + x \sin^2 \varphi) / \Delta. \end{aligned} \quad (20)$$

其中:

$$\Delta = \omega_1^2 \sin^4 \varphi (\delta_1 + i\mathcal{L}_{12}) - \omega_2^2 \cos^4 \varphi (\delta_2 + i\mathcal{L}_{12}), \quad (21)$$

相应的光强分布:

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{I_{10}}{|\varepsilon_{10}|^2} \frac{1}{|\Delta|^2} [|x|^2 \cos^4 \varphi + |\varepsilon|^2 \omega_1^4 (\delta_1^2 + \mathcal{L}_{12}^2) \sin^4 \varphi \\ &\quad - 2|x| |\varepsilon| \omega_1^2 (\delta_1^2 + \mathcal{L}_{12}^2)^{1/2} \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi \cos(\psi_x - \psi_\varepsilon - \psi_{\delta_1})], \end{aligned}$$

$$I_2 = \frac{I_{20}}{|\varepsilon_{20}|^2} \frac{1}{|\Delta|^2} [|x|^2 \sin^4 \varphi + |\varepsilon|^2 \omega_2^4 (\delta_2^2 + \mathcal{L}_{12}^2) \cos^4 \varphi - 2|x||\varepsilon| \omega_2^2 (\delta_2^2 + \mathcal{L}_{12}^2)^{1/2} \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi \cos(\psi_x - \psi_\varepsilon - \psi_{\delta 2})], \quad (22)$$

式中:

$$\begin{aligned} \psi_{\delta 1} &= \tan^{-1} \frac{\mathcal{L}_{12}}{\delta_1}, \\ \psi_{\delta 2} &= \tan^{-1} \frac{\mathcal{L}_{12}}{\delta_2}. \end{aligned} \quad (23)$$

ψ_x 和 ψ_ε 分别是 x 和 ε 的相位; ε_{10} , ε_{20} 和 I_{10} , I_{20} 分别是入射边界上的场和光强。

从(20)和(22)式可知, ε_1 和 ε_2 在传播过程中的演化可表为 ε 和 x 的广义干涉, 这种干涉确定了 ε_1 , ε_2 的空间演化特性。

在弱信号入射情况, 当传播距离足够大时, $|x|$ 和 $|\varepsilon|$ 相比可以忽略, (20), (22) 给出 ε_1 , ε_2 一起被放大的结果, 两者间仅存在相差。一般情况下, x 和 ε 的干涉对上述放大进行能量重新调整。

综上所述, ε_1 , ε_2 的三维稳态传播问题可以由 ε 和 x 的干涉来描述, 前者满足二能级稳态放大方程, 后者满足自由衍射方程; Dressed 原子系统与 ε_1 , ε_2 的耦合导致这种独特的行为, 使 ε_1 , ε_2 在传播中具有类似的空间演化特性, 在这种意义上, 我们称其为联合传播, 即 ε_1 , ε_2 以简单的方式一起耦合而传播, ε 称为等效场, 反应 ε_1 , ε_2 与 Dressed 系统全部非线性耦合, x , ε 的线性解描述三维自由衍射。

顺便指出, 我们的讨论是对调频场进行的, 重新定义 ε , 则可处理调幅场问题, 一般情况下, 只要满足 $2\omega_L = \omega_1 + \omega_2$, 可用调幅场近似。

三、等效场的传播实例

设 $z=0$ 时, 采测场为 Gauss 分布:

$$\varepsilon_{10} = \varepsilon_{20} = \varepsilon_0 \exp \left\{ -\frac{r^2}{a_0^2} \right\}, \quad (24)$$

则由(14)和(18)不难得到:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon_0 \frac{a_0^2}{\omega^2(z)} \exp \left\{ -\frac{r^2}{\omega^2(z)} + ik_L \left(z + \frac{r^2}{2R} \right) - \arctg \frac{z}{f} + i \frac{rz}{2k_L} \right\}, \\ x &= x(0) \frac{a_0^2}{\omega^2(z)} \exp \left\{ -\frac{r^2}{\omega^2(z)} + ik_L \left(z + \frac{r^2}{2R} \right) - \arctg \frac{z}{f} \right\}, \end{aligned} \quad (25)$$

其中:

$$\begin{aligned} x(0) &= (\delta_1 \omega_1^2 \sin^2 \varphi + \delta_2 \omega_2^2 \cos^2 \varphi) + i(\omega_2^2 \sin^2 \varphi + \omega_1^2 \cos^2 \varphi) \mathcal{L}_{12}, \\ \omega(z) &= a_0 \sqrt{1 + (z/f)^2}, \\ R(z) &= z + J/z, \\ f &= \pi a_0^2 / \lambda_0. \end{aligned} \quad (26)$$

其中 a_0 为高斯光束腰斑半径, λ 为波长; 由(25)式:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= \frac{\varepsilon_0}{\Delta} \frac{a_0}{\omega(z)} \exp \left\{ -\frac{r^2}{\omega^2(z)} + ik_L \left(z + \frac{r^2}{2R} \right) - \arctg \frac{z}{f} \right\} \\ &\times \left[-\frac{x(0)}{\varepsilon_0} \cos^2 \varphi + \omega_1^2 \sin^2 \varphi (\delta_1 + i \mathcal{L}_{12}) e^{i \frac{rz}{2k_L}} \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_2 = & \frac{\varepsilon_0}{\Delta} \frac{a_0}{(\omega z)} \exp \left\{ -\frac{r^2}{\omega^2(z)} + ik_L \left(z + \frac{r^2}{2R} \right) - \arctan \frac{z}{f} \right\} \\ & \times \left[\frac{x(0)}{\varepsilon_0} \sin^2 \varphi - \omega_2^2 \cos^2 \varphi (\delta_2 + i\mathcal{L}_{12}) e^{i\frac{r^2}{2k_L}} \right]. \end{aligned} \quad (27)$$

相应的 I_1, I_2 :

$$\begin{aligned} I_1 = & \frac{I_{10}}{|\Delta|^2} \frac{a_0^2}{\omega^2(z)} e^{-\frac{2r^2}{\omega^2(z)}} [|x(0)|^2 \cos^4 \varphi + \omega_1^4 \sin^4 \varphi (\delta_1^2 + \mathcal{L}_{12}^2) \exp\{-2\alpha z\} \\ & - 2|x(0)| \cdot \omega_1^2 (\delta_1^2 + \mathcal{L}_{12}^2)^{1/2} \sin \varphi \cos^2 \varphi \exp \left\{ -\frac{1}{2} \alpha z \right\} \cos(\psi_{x(0)} - \psi_{\delta_1} - \Delta k' z)] \\ I_2 = & \frac{I_{10}}{|\Delta|^2} \frac{a_0^2}{\omega^2(z)} e^{-\frac{2r^2}{\omega^2(z)}} [|x(0)|^2 \sin^4 \varphi + \omega_2^4 \cos^4 \varphi (\delta_2^2 + \mathcal{L}_{12}^2) \exp\{-2\alpha z\} \\ & - 2|x(0)| \omega_2^2 (\delta_2^2 + \mathcal{L}_{12}^2)^{1/2} \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi \exp \left\{ -\frac{1}{2} \alpha z \right\} \cos(\psi_{x(0)} - \psi_{\delta_2} - \Delta k' z)]. \end{aligned} \quad (28)$$

其中, $\psi_{x(0)}$ 为 $x(0)$ 的相位,

$$\begin{aligned} \alpha = & \frac{\omega_L^2}{2k_L c} \frac{\varepsilon_0 \mathcal{L}(\varphi) \mathcal{L}_{12}^2}{F}, \\ \Delta k' = & \frac{\omega_L^2}{2k_L c} \frac{\varepsilon_0 \mathcal{L}(\varphi) \delta'}{F}. \end{aligned} \quad (29)$$

从(27)不难看出,初始为高斯分布的调频光传播中不改变其模式;随传播距离的增加, I_1, I_2 将获得放大, x 项的存在,使得 I_1, I_2 的增长是随 z 振荡的,对弱信号情况,当 z 足够大时, x 项实际可忽略,两边频指数增长。无论那种情况, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ 及强度分布特性都是相似的。

当饱和效应不可忽略时,必须考虑等效场 s 的非线性效应,我们简要讨论与强度相关,折射率效应相关的自聚焦效应, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ 的联合传播特性亦很容易看出。

由(29)式, s 传播过程产生的波矢增量:

$$\Delta k \propto \delta' \mathcal{L}(\varphi), \quad (30)$$

其中:

$$\delta' = \frac{\omega_1^2}{\omega_L^2} \sin^2 \varphi + \delta_2 \frac{\omega_2^2}{\omega_L^2} \cos^2 \varphi. \quad (31)$$

对调频光:

$$\delta_1 = \delta_2 = \Omega' - \delta_m, \quad (32)$$

δ_m 为调制频率;因此

$$\delta' = (\Omega' - \delta_m) (\omega_1^2 \sin^2 \varphi - \omega_2^2 \cos^2 \varphi) / \omega_L^2. \quad (33)$$

当 $\Omega' \ll \omega_L$ 时:

$$\begin{aligned} \Delta k \propto & (\Omega' - \delta_m) \frac{(\omega_1^2 \sin^2 \varphi - \omega_2^2 \cos^2 \varphi)}{\omega_L^2} \mathcal{L}(\varphi), \\ \alpha = & (\Omega' - \delta_m). \end{aligned} \quad (34)$$

当 $\Omega' < \delta_m$ 时,等效场自散焦, $\Omega' > \delta_m$ 时,等效场自聚焦,如图 2 所示。

在 s 自聚焦情况下, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ 场在 Gauss 波入射条件下都将获得相似的振荡放大和轴向会聚,然而,直接从图 2 中看,高边频场却更趋向于自散焦,从这种意义上,高边频在传播过程

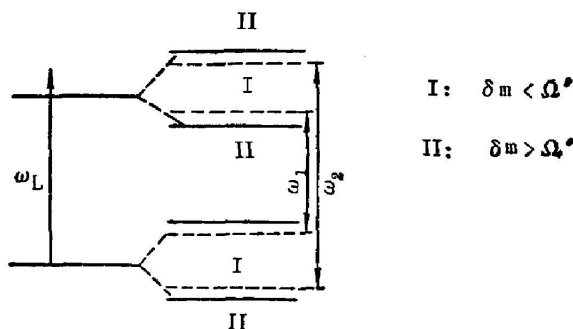


Fig. 2 The diagram of probing frequency domains as the equivalent field of self-focusing and of self-defocusing.

(I) self-focusing domain, (II) self-defocusing domain

中呈现的自聚焦行为是由于另一边频场的“感应”才产生的;这表明在传播中,光场的色散行为亦趋于一致。

类似可以讨论其他的非线性过程。在传播中,“感应”和联合传播的行为是基本特点。显然,通过某一光场的参数调节,利用这种特点,可以改变和控制另一光场的传播。

参 考 文 献

- [1] C. Cohen-Tannoudji, S. Reynaud; *J. Phys.*, 1977, **B10**, 345.
- [2] C. Cohen-Tannoudji, S. Reynaud; "Multiphoton Process" ed. by J. H. Eberly, P. Lambropoulos. John Wiley & Sons, New York (1978), 103.
- [3] P. Verkerk *et al.*; *Phys. Rev.*, 1986, **A34**, 4008; M. Pinard *et al.*; *Phys. Rev* 1987, **A35**. 4679.
- [4] 林福成,黄优宏;《光学学报》,1985,5 No. 5(May), 1009.
- [5] D. J. Harter *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1981, **46** 1192.
- [6] R. W. Boyd *et al.*; *Phys. Rev.*, 1981, **A24**, 411.
- [7] M. Sargent; *Phys. Report* 1978, **43**, 223.

The propagation of two-frequency fields in a two-level dressed atom system

LI BINXUE AND LIN FUCHENG

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

(Received 5 December 1988; revised 12 April 1989)

Abstract

The propagation of two-frequency probing fields in a twolevel dressed atom system can be transformed into a propagation problem in free space and a propagation problem of an equivalent field in a "two-level amplifying atom" system under proper condition. The unique coupling between the light fields and the dressed atom leads to a combining propagation behavior.

Key words: Dressed atom; combining propagation; the coupling of two-frequency field