

# 相长干涉：电磁诱导吸收<sup>\*</sup>

王 丽 胡响明<sup>†</sup>

(华中师范大学物理系, 武汉 430079)

(2003 年 10 月 20 日收到, 2003 年 12 月 12 日收到修改稿)

揭示修饰态原子相干对吸收的相长干涉产生电磁诱导吸收, 这与修饰态原子相干对吸收的相消干涉导致电磁诱导透明的情形形成鲜明的对照. 以三个电偶极跃迁构成  $\Lambda$  型链的四能级系统为例, 中间跃迁作为探测跃迁, 在修饰态表象中分裂成四个相互耦合的跃迁. 这些耦合源于介质的自发辐射和介质激发态相干到基态相干的自发转移. 前者对所有四个探测跃迁产生相同符号的耦合, 表现为对吸收的抑制. 而后者对其中两个跃迁产生正号的耦合, 对另两个跃迁产生负号的耦合. 正是这些正负参半的耦合显著改变修饰态相干对吸收的贡献, 使之由抑制吸收改变为增强吸收.

关键词: 电磁诱导吸收, 相消干涉, 相长干涉, 原子相干的自发转移

PACC: 4250

## 1. 引 言

业已表明, 原子相干对光吸收的相消干涉产生电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, 简称 EIT)<sup>[1,2]</sup>, 并且人们以 EIT 为基础不断发现新的非线性光学效应<sup>[3-6]</sup>. EIT 的物理机制以三能级  $\Lambda$  系统 (如图 1(a) 所示) 为例较易解释. 该系统有两个电偶极跃迁, 一个跃迁利用强相干场进行驱动作为耦合跃迁, 另一个跃迁利用弱场进行探测作为探测跃迁. 耦合跃迁产生一对修饰态, 把探测跃迁一分为二, 构成一个  $V$  型系统 (如图 1(b) 所示). 分裂后的两个探测跃迁由修饰态相干产生关联, 形成相干叠加. 由于修饰态相干对吸收引起相消干涉, 从而抑制吸收. 如果驱动场不具有理想的相干性, 吸收抑制的程度就会降低. 对于非相干的极限情况, 系统对探测场的吸收恢复到二能级系统的情况.

根据相干的两重性, 原子相干既然能够抑制吸收, 同样也应该能够增强吸收. 最近, 研究人员对四能级  $N$  型原子系统 (如图 2(a) 所示) 进行了研究<sup>[7,8]</sup>. 在这个系统中, 激发态能级的总角动量大于基态能级的总角动量. 一个弱耦合场同时驱动 1—2

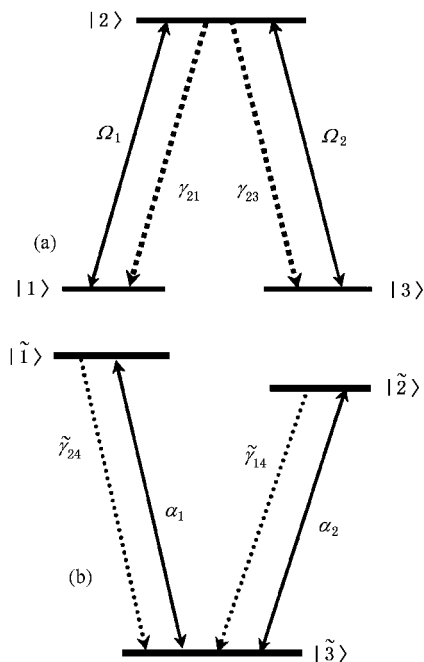


图 1  $\Lambda$  型原子系统的能级与跃迁 (a) 裸态 (b) 修饰态

跃迁和 3—4 跃迁, 在 2—3 跃迁利用一个更弱的场进行探测. 研究发现, 激发态相干到基态相干的自发转移导致吸收的增强, 并把这种现象命名为电磁诱导吸收 (electromagnetically induced absorption, 简称

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金 (批准号: 10074018) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人.

EIA). EIA 有与 EIT 相似的时间依赖线型,但其时间演化慢得多<sup>[9,40]</sup>. Taichenachev 等<sup>[11]</sup>利用激发态相干到基态相干的自发转移解释了 EIA,Failache 等<sup>[12]</sup>在实验上对此进行了证实.

显然,EIA 和 EIT 是性质相对立的一对光学现象.问题是,就其原因而言,与原子相干对吸收的相消干涉产生 EIT 的情形相比较,EIA 是不是源于相长干涉?据我们所知,目前尚没有明确的答案.本文将通过分析修饰态原子相干在 EIA 中的作用给出肯定的回答,尤其讨论原子相干的贡献对原子激发态相干的自发转移的依赖性.结果表明,正是激发态原子相干的自发转移显著改变原子相干的作用,使其由抑制吸收改变为增强吸收,即由对吸收的相消干涉改变为对吸收的相长干涉.EIA 和 EIT 虽然具有完全不同的性质和形成条件,但两者都是源于修饰态相干的作用,只是原子相干作用的表现不同,即修饰态相干对吸收产生相消干涉时,导致 EIT;反之,产生相长干涉时,导致 EIA.

## 2. 模型与裸态主方程

考虑如图 2(a)所示均匀展宽的四能级原子系统.其中,能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 是没有弛豫的简并基态能级,能级 $|2\rangle$ 和 $|4\rangle$ 是简并的激发态能级.原子受到两个光场

$$E(\mathbf{r},t)=E_1\exp(-i\omega_1t)+E_2\exp(-i\omega_2t)+c.c. \quad (1)$$

的作用.在由激发态到基态的跃迁中,由于选择定则 $1\rightarrow4$ 跃迁是偶极禁止的.在方程(1)中,假定第一项远比第二项大,则第一项作为耦合场,同时驱动 $1\rightarrow2$ 和 $3\rightarrow4$ 两个跃迁;第二项作为探测场,激发 $2\rightarrow3$ 跃迁. $E_1,E_2$ 和 $\omega_1,\omega_2$ 分别是耦合场和探测场的振幅和频率.在旋转框架和旋波近似下,系统哈密顿量为

$$\begin{aligned} H = & \hbar\Delta_1\sigma_{22} + \hbar(\Delta_1 - \Delta_2)\sigma_{33} \\ & + \hbar(\Delta_1 - \Delta_2 + \Delta_3)\sigma_{44} \\ & - \hbar(\Omega_1\sigma_{21} + \Omega_1^*\sigma_{12} + \Omega_1\sigma_{43} \\ & + \Omega_1^*\sigma_{34} + \Omega_2\sigma_{23} + \Omega_2^*\sigma_{32}), \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $\Delta_1=\omega_{21}-\omega_1$ , $\Delta_2=\omega_{23}-\omega_2$ 和 $\Delta_3=\omega_{43}-\omega_1$ 是原子-场耦合的失谐量,且 $\Delta_1=\Delta_3$ . $\sigma_{ij}=|i\rangle\langle j|$ 是原子极化算符( $i\neq j$ )和布居算符( $i=j$ ). $2\Omega_1$ 和 $2\Omega_2$ 分别是耦合场和探测场的拉比频率.系统的约化密度矩阵主方程为

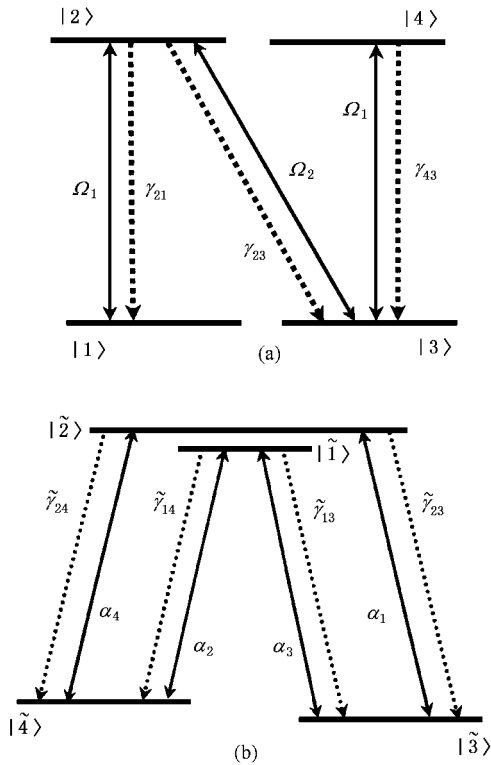


图 2 N型原子系统的能级与跃迁 (a)裸态 (b)修饰态

$$\begin{aligned} \dot{\rho} = & -\frac{i}{\hbar}[H,\rho] + \gamma_{21}\mathcal{L}_{12}^{21}\rho + \gamma_{23}\mathcal{L}_{32}^{23}\rho \\ & + \gamma_{43}\mathcal{L}_{34}^{43}\rho + b\gamma_0\mathcal{L}_{12}^{43}\rho, \end{aligned} \quad (3)$$

其中

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{ij}^{\mu}\rho = & \frac{1}{2}(2\sigma_{ij}\rho\sigma_{ji} - \sigma_{ji}\sigma_{ij}\rho - \rho\sigma_{ji}\sigma_{ij}), \\ i = & 1,3, \quad j = 2,4 \end{aligned} \quad (4)$$

表示原子布居的转移,

$$\mathcal{L}_{12}^{43}\rho = \sigma_{12}\rho\sigma_{43} \quad (5)$$

描述原子相干的转移. $\gamma_{21}$ 和 $\gamma_{23}$ 分别是激发态 $|2\rangle$ 自发衰减到基态 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 的速率, $\gamma_{43}$ 是激发态 $|4\rangle$ 自发衰减到基态 $|3\rangle$ 的速率, $\gamma_0$ 是激发态相干转移到基态相干的非相干转移速率.为了清楚地显示相干的自发转移在 EIA 现象中的作用,我们将在方程(3)中与自发相干转移有关的项乘以系数 $b$ , $0\leq b\leq 1$ .如果 $b=0$ ,则表示不存在自发的相干转移;如果 $b=1$ ,则对应最大的相干转移.系数 $b$ 也可以理解为在部分开放系统中分支比率系数.然而,在开放系统中我们要在方程(3)中引入一个描述能级外部抽运和附加弛豫项的源,在这种情况下考虑的问题会更加复杂,但不管怎么复杂,在一定条件下,EIA 现象同样也出现在开放的系统中.限于篇幅这里不考

虑这种情况.

### 3. 修饰态方程

通常,人们用修饰态来解释各种相干现象的物理机制<sup>[12,13]</sup>.为了揭示修饰态原子相干的作用,现在我们转换到由耦合场产生的修饰态表象.修饰态定义为<sup>[14]</sup>

$$\begin{aligned} H_0 = & \hbar\Delta_1\sigma_{22} + \hbar(\Delta_1 - \Delta_2)\sigma_{33} \\ & + \hbar(\Delta_1 - \Delta_2 + \Delta_3)\sigma_{44} \\ & - \hbar\Omega_1(\sigma_{21} + \sigma_{12} + \sigma_{43} + \sigma_{34}) \quad (6) \end{aligned}$$

的本征态(不失一般性,可设 $\Omega_1$ 和 $\Omega_2$ 为实数),即

$$\begin{aligned} |\tilde{1}\rangle &= \sin\theta_1|2\rangle + \cos\theta_1|1\rangle, \\ |\tilde{2}\rangle &= \cos\theta_1|2\rangle - \sin\theta_1|1\rangle, \\ |\tilde{3}\rangle &= \sin\theta_2|4\rangle + \cos\theta_2|3\rangle, \\ |\tilde{4}\rangle &= \cos\theta_2|4\rangle - \sin\theta_2|3\rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $\tan\theta_1 = 2\Omega_1/\Delta_1$ ,  $\tan\theta_2 = 2\Omega_1/\Delta_3$ ,  $0 < (\theta_1, \theta_2)$

$< \frac{\pi}{2}$ .在修饰态表象中的系统哈密顿量变为

$$\begin{aligned} \tilde{H} = & \sum_{i=1}^4 \hbar\lambda_i\tilde{\sigma}_{ii} - \hbar(\alpha_1\tilde{\sigma}_{23} + \alpha_2\tilde{\sigma}_{14} \\ & + \alpha_3\tilde{\sigma}_{13} + \alpha_4\tilde{\sigma}_{24} + \text{c.c.}) \quad (8) \end{aligned}$$

其中 $\hbar\lambda_{1,2}$ ,  $\hbar\lambda_{3,4}$ 分别表示修饰态 $|\tilde{1}\rangle$ ,  $|\tilde{2}\rangle$ ,  $|\tilde{3}\rangle$ ,  $|\tilde{4}\rangle$ 的本征值,

$$\begin{aligned} \lambda_{1,2} &= \frac{1}{2}(\Delta_1 \pm \bar{\Omega}_1), \\ \lambda_{3,4} &= (\Delta_1 - \Delta_2) + \frac{1}{2}(\Delta_3 \pm \bar{\Omega}_2), \quad (9) \\ \bar{\Omega}_1 &= \sqrt{\Delta_1^2 + 4\Omega_1^2}, \\ \bar{\Omega}_2 &= \sqrt{\Delta_3^2 + 4\Omega_1^2}. \end{aligned}$$

这里 $\bar{\Omega}_1$ 及 $\bar{\Omega}_2$ 分别是修饰态 $|\tilde{1}\rangle$ 和 $|\tilde{2}\rangle$ 之间的能级间距以及 $|\tilde{3}\rangle$ 和 $|\tilde{4}\rangle$ 之间的能级间距.从方程(8)可见,在修饰态表象中,介质对探测场的吸收过程由四个跃迁来描述(如图2(b)所示): $\tilde{1}-\tilde{3}$ ,  $\tilde{2}-\tilde{3}$ ,  $\tilde{1}-\tilde{4}$ ,  $\tilde{2}-\tilde{4}$ .  $2\alpha_i$  ( $i=1-4$ )是它们的拉比频率

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \Omega_2\cos\theta_1\cos\theta_2, \\ \alpha_2 &= -\Omega_2\sin\theta_1\sin\theta_2, \\ \alpha_3 &= \Omega_2\sin\theta_1\cos\theta_2, \\ \alpha_4 &= -\Omega_2\cos\theta_1\sin\theta_2. \end{aligned} \quad (10)$$

在修饰态表象中,系统的约化密度矩阵元表示为

$$\dot{\tilde{i}}|\rho|\tilde{j} = \tilde{\rho}_{ij}. \quad \text{相应地,衰减项分别变换为}$$

$$\begin{aligned} \gamma_{21}\tilde{\rho}_{12} &= \tilde{\gamma}_{21}L_{12}^{21}\tilde{\rho} + \tilde{\gamma}_{12}L_{21}^{12}\tilde{\rho} \\ &+ \Lambda_1(L_{ee}^{21}\tilde{\rho} + L_{12}^{ee}\tilde{\rho}) - \Lambda_2(L_{21}^{ee}\tilde{\rho} + L_{ee}^{12}\tilde{\rho}) \\ &+ \gamma_e L_{ee}^{ee}\tilde{\rho} - \gamma_e(L_{21}^{21}\tilde{\rho} + L_{12}^{12}\tilde{\rho}), \quad (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma_{43}\tilde{\rho}_{34} &= \tilde{\gamma}_{43}L_{34}^{43}\tilde{\rho} + \tilde{\gamma}_{34}L_{43}^{34}\tilde{\rho} \\ &+ \Lambda_3(L_{gg}^{43}\tilde{\rho} + L_{34}^{gg}\tilde{\rho}) - \Lambda_4(L_{gg}^{34}\tilde{\rho} + L_{43}^{gg}\tilde{\rho}) \\ &+ \gamma_g L_{gg}^{gg}\tilde{\rho} - \gamma_g(L_{43}^{43}\tilde{\rho} + L_{34}^{34}\tilde{\rho}), \quad (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma_{23}\tilde{\rho}_{32} &= \tilde{\gamma}_{23}L_{32}^{23}\tilde{\rho} + \tilde{\gamma}_{14}L_{41}^{14}\tilde{\rho} + \tilde{\gamma}_{13}L_{31}^{13}\tilde{\rho} + \tilde{\gamma}_{24}L_{42}^{24}\tilde{\rho} \\ &+ \Lambda_5(L_{31}^{23}\tilde{\rho} + L_{32}^{13}\tilde{\rho}) + \Lambda_6(L_{41}^{24}\tilde{\rho} + L_{42}^{14}\tilde{\rho}) \\ &- \Lambda_7(L_{32}^{24}\tilde{\rho} + L_{42}^{23}\tilde{\rho}) - \Lambda_8(L_{31}^{14}\tilde{\rho} + L_{41}^{13}\tilde{\rho}) \\ &- \gamma_{ph}(L_{31}^{24}\tilde{\rho} + L_{32}^{14}\tilde{\rho} + L_{41}^{23}\tilde{\rho} + L_{42}^{13}\tilde{\rho}), \quad (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma_0\sigma_{12}\rho\sigma_{43} &= \gamma_1^0\tilde{\sigma}_{12}\tilde{\rho}\tilde{\sigma}_{gg} - \gamma_2^0\tilde{\sigma}_{21}\tilde{\rho}\tilde{\sigma}_{gg} \\ &+ \gamma_3^0\tilde{\sigma}_{ee}\tilde{\rho}\tilde{\sigma}_{34} - \gamma_4^0\tilde{\sigma}_{ee}\tilde{\rho}\tilde{\sigma}_{43} \\ &+ \gamma_5^0\tilde{\sigma}_{12}\tilde{\rho}\tilde{\sigma}_{34} - \gamma_6^0\tilde{\sigma}_{12}\tilde{\rho}\tilde{\sigma}_{43} \\ &- \gamma_7^0\tilde{\sigma}_{21}\tilde{\rho}\tilde{\sigma}_{34} + \gamma_8^0\tilde{\sigma}_{21}\tilde{\rho}\tilde{\sigma}_{43} \\ &+ \gamma_9^0\tilde{\sigma}_{ee}\tilde{\rho}\tilde{\sigma}_{gg}, \quad (14) \end{aligned}$$

其中的参数见附录A,  $L_{ij}^{\tilde{i}}\tilde{\rho}$ 与 $\mathcal{L}_{ij}^{\tilde{i}}\rho$ 具有相同的形式,只是 $\tilde{\rho}_{ij}$ 代替 $\rho_{ij}$ .此外,  $L_{ij}^{ee}\tilde{\rho}$ 和 $L_{ij}^{gg}\tilde{\rho}$ 的表达式是在 $\mathcal{L}_{ij}^{\tilde{i}}\rho$ 中分别用 $\tilde{\sigma}_{ee}$ 和 $\tilde{\sigma}_{gg}$ 代替 $\sigma_{\tilde{i}}$ ,  $L_{ee}^{\tilde{i}}\tilde{\rho}$ 和 $L_{gg}^{\tilde{i}}\tilde{\rho}$ 的表达式是在 $\mathcal{L}_{ij}^{\tilde{i}}\rho$ 中分别用 $\tilde{\sigma}_{ee}$ 和 $\tilde{\sigma}_{gg}$ 代替 $\sigma_{ij}$ ,其中

$$\tilde{\sigma}_{ee} = \tilde{\sigma}_{11} - \tilde{\sigma}_{22}, \quad (15)$$

$$\tilde{\sigma}_{gg} = \tilde{\sigma}_{33} - \tilde{\sigma}_{44}.$$

于是,约化密度矩阵元的方程变为

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\rho}}_{11} &= -(\tilde{\gamma}_{12} + \tilde{\gamma}_{14} + \tilde{\gamma}_{13})\tilde{\rho}_{11} + \tilde{\gamma}_{21}\tilde{\rho}_{22} \\ &- \gamma_3(\tilde{\rho}_{12} + \tilde{\rho}_{21}) + i\alpha_2\tilde{\rho}_{41} - i\alpha_2^*\tilde{\rho}_{14} \\ &+ i\alpha_3\tilde{\rho}_{31} - i\alpha_3^*\tilde{\rho}_{13}, \quad (16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\rho}}_{22} &= -(\tilde{\gamma}_{21} + \tilde{\gamma}_{23} + \tilde{\gamma}_{24})\tilde{\rho}_{22} + \tilde{\gamma}_{12}\tilde{\rho}_{11} \\ &- \gamma_4(\tilde{\rho}_{12} + \tilde{\rho}_{21}) + i\alpha_4\tilde{\rho}_{42} - i\alpha_4^*\tilde{\rho}_{24} \\ &+ i\alpha_1\tilde{\rho}_{32} - i\alpha_1^*\tilde{\rho}_{23}, \quad (17) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\rho}}_{12} &= -[\Gamma_{12} + \frac{1}{2}(\lambda_1 - \lambda_2)]\tilde{\rho}_{12} - (\gamma_1 + \Lambda_1)\tilde{\rho}_{22} \\ &- (\gamma_1 + \Lambda_2)\tilde{\rho}_{11} - \gamma_e(\tilde{\rho}_{12} + \tilde{\rho}_{21}) + i\alpha_2\tilde{\rho}_{42} \\ &+ i\alpha_3\tilde{\rho}_{32} - i\alpha_3^*\tilde{\rho}_{14} - i\alpha_1^*\tilde{\rho}_{13}, \quad (18) \end{aligned}$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{33} = -\tilde{\gamma}_{34}\tilde{\rho}_{33} + \tilde{\gamma}_{43}\tilde{\rho}_{44} + \tilde{\gamma}_{23}\tilde{\rho}_{22}$$

$$+ \tilde{\gamma}_{13}\tilde{\rho}_{11} + \Lambda_5(\tilde{\rho}_{12} + \tilde{\rho}_{21}) + \gamma_5(\tilde{\rho}_{34} + \tilde{\rho}_{43}) - i\alpha_3\tilde{\rho}_{31} + i\alpha_3^*\tilde{\rho}_{13} - i\alpha_1\tilde{\rho}_{32} + i\alpha_1^*\tilde{\rho}_{23}, \quad (19)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{44} = -\tilde{\gamma}_{43}\tilde{\rho}_{44} + \tilde{\gamma}_{34}\tilde{\rho}_{33} + \tilde{\gamma}_{24}\tilde{\rho}_{22} + \tilde{\gamma}_{14}\tilde{\rho}_{11} + \Lambda_6(\tilde{\rho}_{12} + \tilde{\rho}_{21}) - \gamma_5(\tilde{\rho}_{34} + \tilde{\rho}_{43}) - i\alpha_2\tilde{\rho}_{41} + i\alpha_2^*\tilde{\rho}_{14} - i\alpha_4\tilde{\rho}_{42} + i\alpha_4^*\tilde{\rho}_{24}, \quad (20)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{34} = -[\Gamma_{34} + \mathfrak{I}(\lambda_3 - \lambda_4)]\tilde{\rho}_{34} - (\gamma_2 + \Lambda_4)\tilde{\rho}_{33} - (\gamma_2 + \Lambda_3)\tilde{\rho}_{44} - \gamma_g(\tilde{\rho}_{34} + \tilde{\rho}_{43}) - \tilde{\gamma}_{ph}(\tilde{\rho}_{12} + \tilde{\rho}_{21}) - \Lambda_7\rho_{22} - \Lambda_8\rho_{11} - i\alpha_2\tilde{\rho}_{31} - i\alpha_4\tilde{\rho}_{32} + i\alpha_1^*\tilde{\rho}_{24} + i\alpha_3^*\tilde{\rho}_{14}, \quad (21)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{13} = -[\Gamma_{13} - \gamma_9^0 + \mathfrak{I}(\lambda_1 - \lambda_3)]\tilde{\rho}_{13} + (\gamma_1^0 - \gamma_1)\tilde{\rho}_{23} + (\gamma_3^0 - \gamma_2)\tilde{\rho}_{14} + \gamma_5^0\tilde{\rho}_{24} + i\alpha_3(\tilde{\rho}_{33} - \tilde{\rho}_{11}) + i\alpha_2\tilde{\rho}_{43} - i\alpha_1\tilde{\rho}_{12}, \quad (22)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{14} = -[\Gamma_{14} + \gamma_9^0 + \mathfrak{I}(\lambda_1 - \lambda_4)]\tilde{\rho}_{14} - (\gamma_1 + \gamma_1^0)\tilde{\rho}_{24} - (\gamma_2 + \gamma_4^0)\tilde{\rho}_{13} - \gamma_6^0\tilde{\rho}_{23} + i\alpha_2(\tilde{\rho}_{44} - \tilde{\rho}_{11}) + i\alpha_3\tilde{\rho}_{34} - i\alpha_4\tilde{\rho}_{12}, \quad (23)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{23} = -[\Gamma_{23} + \gamma_9^0 + \mathfrak{I}(\lambda_2 - \lambda_3)]\tilde{\rho}_{23} - (\gamma_1 + \gamma_2^0)\tilde{\rho}_{13} - (\gamma_2 + \gamma_3^0)\tilde{\rho}_{24} - \gamma_7^0\tilde{\rho}_{14} + i\alpha_1(\tilde{\rho}_{33} - \tilde{\rho}_{22}) + i\alpha_4\tilde{\rho}_{43} - i\alpha_3\tilde{\rho}_{21}, \quad (24)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{24} = -[\Gamma_{24} - \gamma_9^0 + \mathfrak{I}(\lambda_2 - \lambda_4)]\tilde{\rho}_{24} + (\gamma_2^0 - \gamma_1)\tilde{\rho}_{14} + (\gamma_4^0 - \gamma_2)\tilde{\rho}_{23} + \gamma_8^0\tilde{\rho}_{13} + i\alpha_4(\tilde{\rho}_{44} - \tilde{\rho}_{22}) + i\alpha_1\tilde{\rho}_{34} - i\alpha_2\tilde{\rho}_{21}, \quad (25)$$

其中的参数见附录 B.

#### 4. 修饰态相干对吸收的相长干涉

利用修饰态基矢量与裸态基矢量之间的转换关系(7)式,把介质对探测场的吸收改写为

$$\alpha = \text{Re}[-\mathfrak{I}(\alpha_1^*\tilde{\rho}_{23}^{(1)} + \alpha_2^*\tilde{\rho}_{14}^{(1)} + \alpha_3^*\tilde{\rho}_{13}^{(1)} + \alpha_4^*\tilde{\rho}_{24}^{(1)})]. \quad (26)$$

可见,介质对光场的吸收表现为四个跃迁的相干叠加.从方程(22)–(25)可以看出,这四个跃迁相互耦合.其中一部分耦合项源于介质的自发辐射(见其中正比于 $\gamma_{23}$ (即 $\gamma_1$ 和 $\gamma_2$ )的项),这些耦合项都具有负号.另一部分耦合是源于介质激发态相干到基态相干的自发转移(见正比于 $\gamma_{43}$ (即 $\gamma_i^0$ )的项),其中对1—3和2—4跃迁产生正号的耦合,对2—3和1—4跃迁产生负号的耦合.原则上,每一个跃迁的

贡献取决于两个因素,一个是修饰态布居,另一个是修饰态相干.为清楚地揭示原子相干对 EIA 的作用,我们分别计算修饰态布居和相干的贡献.从方程(22)–(25)可以看出,要得到介质对探测场的线性吸收,首先我们要得到修饰态布居和修饰态相干的零阶定态解.令方程(16)–(21)的时间导数为零,得到修饰态布居和相干的零阶解为

$$\tilde{\rho}_{11}^{(0)} = \tilde{\rho}_{22}^{(0)} = \tilde{\rho}_{12}^{(0)} = 0,$$

$$\tilde{\rho}_{33}^{(0)} = \frac{\tilde{\gamma}_{43} - I_1}{\tilde{\gamma}_{34} + \tilde{\gamma}_{43} + I_2 - I_1},$$

$$\tilde{\rho}_{44}^{(0)} = \frac{\tilde{\gamma}_{34} + I_2}{\tilde{\gamma}_{34} + \tilde{\gamma}_{43} + I_2 - I_1}, \quad (27)$$

$$\tilde{\rho}_{34}^{(0)} = -\frac{(\gamma_2 + \Lambda_4)\mathfrak{I}(X_2 - \gamma_g)}{X_1 X_2 - \gamma_g^2}\tilde{\rho}_{33}^{(0)} - \frac{(\gamma_2 + \Lambda_3)\mathfrak{I}(X_2 - \gamma_g)}{X_1 X_2 - \gamma_g^2}\tilde{\rho}_{44}^{(0)},$$

其中

$$X_1 = \Gamma_{34} + \gamma_g + \mathfrak{I}(\lambda_3 - \lambda_4),$$

$$X_2 = \Gamma_{34} + \gamma_g - \mathfrak{I}(\lambda_3 - \lambda_4),$$

$$I_1 = \frac{\gamma_5(\gamma_2 + \Lambda_3)\mathfrak{I}(X_1 + X_2 - 2\gamma_g)}{X_1 X_2 - \gamma_g^2}, \quad (28)$$

$$I_2 = \frac{\gamma_5(\gamma_2 + \Lambda_4)\mathfrak{I}(X_1 + X_2 - 2\gamma_g)}{X_1 X_2 - \gamma_g^2}.$$

可见,对吸收有贡献的布居和相干只有取非零值的 $\tilde{\rho}_{33}^{(0)}$ , $\tilde{\rho}_{44}^{(0)}$ , $\tilde{\rho}_{34}^{(0)}$ .设非对角密度矩阵元方程(22)–(25)的时间导数为零,求得 $\tilde{\rho}_{13}^{(1)}$ , $\tilde{\rho}_{23}^{(1)}$ , $\tilde{\rho}_{14}^{(1)}$ , $\tilde{\rho}_{24}^{(1)}$ 的一阶解,然后代入(26)式,可以将吸收写为修饰态布居的贡献 $\alpha_p$ 和修饰态相干的贡献 $\alpha_c$ 之和,

$$\alpha(\delta) = \alpha_p(\delta, \tilde{\rho}_{33}^{(0)}, \tilde{\rho}_{44}^{(0)}) + \alpha_c(\delta, \tilde{\rho}_{34}^{(0)}, \tilde{\rho}_{43}^{(0)}). \quad (29)$$

其中 $\delta = \Delta_2 - \Delta_1$ .由于 $\alpha_p$ 和 $\alpha_c$ 的具体代数表达式比较复杂,限于篇幅这里我们不予列出.计算表明,当 $b$ 大于0.7时具有明显的吸收增强.以下我们对 $b=0$ 和 $b=1$ 两种情况.图3画出了 $b=1$ 和 $b=0$ 两种情况的吸收谱与 $\delta$ 的函数关系.曲线 $a$ 对应 $b=1.0$ ,曲线 $b$ 对应 $b=0$ .参数为 $\Delta_1 = \Delta_3 = 0$ , $\Omega_1 = 0.1$ , $\Omega_2 = 0.01$ , $\gamma_{21} = \gamma_{23} = 0.5$ , $\gamma_{43} = 1.0$ , $\gamma_0 = 0.7071$ .为了比较,我们同时也画出了二能级系统的吸收曲线 $c$ .对于二能级系统,假定只有2—3跃迁存在,其他的跃迁均不存在.当 $b=0$ 时,吸收曲线中心出现一凹陷,对应吸收有一定程度的抑制.当 $b=1$ 时,吸收曲线中心出现一个凸起的尖

峰,对应吸收增强现象.

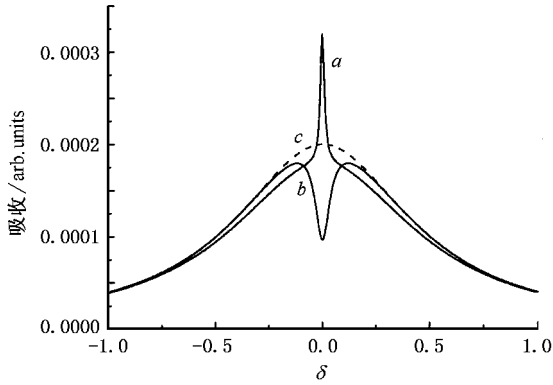


图 3 探测场的吸收随失谐量变化的曲线图 曲线  $a$  为  $b=1.0$ , 曲线  $b$  为  $b=0$ , 曲线  $c$  为二能级系统的吸收. 其他参数见正文

图 4 给出了当  $b=0$  和  $b=1$  时修饰态布居和修饰态相干的贡献. 在图 5 中我们分别比较了  $b=0$

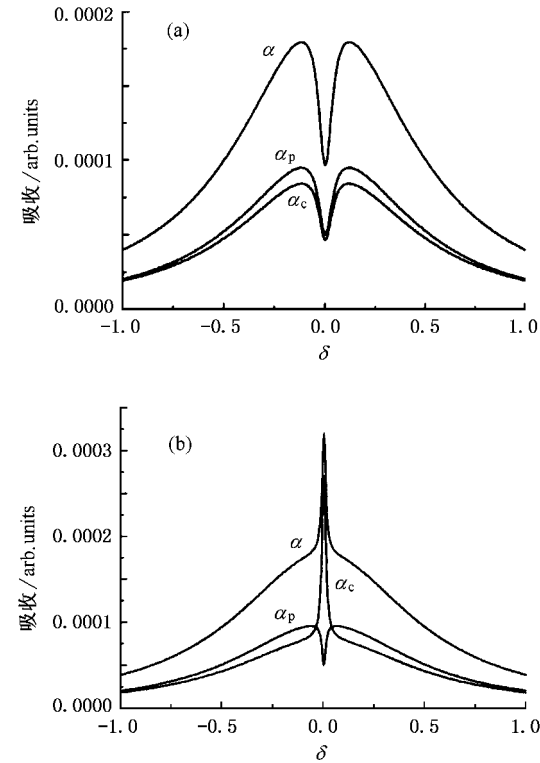


图 4 探测场吸收  $\alpha$  与失谐量  $\delta$  的关系  $\alpha_p$  是修饰态原子布居作用的吸收曲线,  $\alpha_c$  是修饰态原子相干作用的吸收曲线,  $\alpha$  是修饰态原子布居和原子相干共同作用的吸收曲线. (a)  $b=0$  (b)  $b=1.0$ . 其他参数同图 3

和  $b=1$  两种情况下修饰态布居的贡献 (图 5 (a)) 和修饰态相干的贡献 (图 5 (b)). 从图 4 (a) 可以看出, 当  $b=0$ , 即没有相干  $\rho_{24}$  到  $\rho_{13}$  的转移时, 原子布居

的贡献  $\alpha_p$  在共振处有一凹陷, 这是由于四个跃迁叠加的结果. 修饰态相干  $\tilde{\rho}_{34}^{(0)}$  对吸收的贡献  $\alpha_c$  也在共振处有一凹陷, 表明原子相干对吸收起抑制作用. 从图 4 (b) 可以看出, 当  $b=1$  时, 尽管  $\gamma_0$  导致修饰态跃迁之间的直接耦合, 但这样的耦合并没有明显改变修饰态布居的贡献  $\alpha_p$ , 修饰态布居的贡献  $\alpha_p$  在中心仍然存在一个凹陷 (参见图 5 (a)). 而对于修饰态原子相干  $\tilde{\rho}_{34}^{(0)}$  的作用,  $b=0$  和  $b=1$  两种情况则截然相反. 在  $b=0$  时, 在共振处吸收线  $\alpha_c$  下凹, 修饰态相干表现为抑制吸收; 而在  $b=1$  时, 吸收线  $\alpha_c$  有一个显著的上凸尖峰, 修饰态相干的作用则是增强吸收 (参见图 5 (b)). 因此, 在  $b=0$  和  $b=1$  时修饰态相干表现出完全不同的行为, 换言之, 原子相干的自发转移使修饰态相干由对吸收的相消干涉改变为相长干涉, 即使修饰态相干由抑制吸收改变为增强吸收. 这就是 EIA 的本质原因.

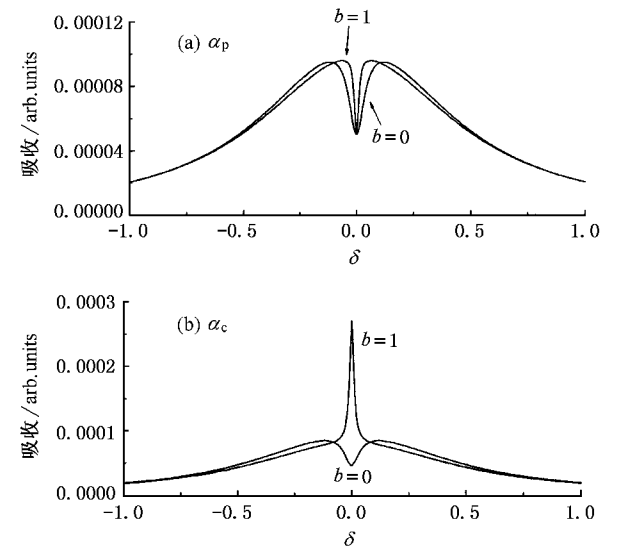


图 5  $b=0$  和  $b=1$  两种情况下修饰态布居 (a) 和修饰态相干 (b) 对吸收贡献的比较 其他参数同图 3

5. 结 论

本文以三个电偶极跃迁构成 N 型链的四能级系统为例, 分析了中间跃迁作为探测跃迁时修饰态相干对 EIA 的作用. 在修饰态表象中探测跃迁分裂成四个相互耦合的跃迁. 有两个因素导致耦合的产生. 一个是探测和耦合跃迁的自发辐射, 产生的耦合具有相同的符号, 此时原子相干表现为抑制吸收. 产生耦合的另一因素是激发态相干的自发转移, 它

对其中两个探测跃迁产生正号的耦合 ,对另两个探测跃迁产生负号的耦合 . 这些正负参半的耦合导致介质对吸收的相长干涉 ,从而导致 EIA . 因此 ,我们可以确切地说 ,修饰态相干对吸收的相长干涉产生 EIA ,修饰态相干对吸收的相消干涉导致 EIT .

## 附录 A

方程 (11)–(14) 中的参数为

$$\begin{aligned}\tilde{\gamma}_{12} &= \gamma_{21} \sin^4 \theta_1, \\ \tilde{\gamma}_{21} &= \gamma_{21} \cos^4 \theta_1, \\ \tilde{\gamma}_{13} &= \gamma_{23} \sin^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2, \\ \tilde{\gamma}_{34} &= \gamma_{43} \sin^4 \theta_2, \\ \tilde{\gamma}_{23} &= \gamma_{23} \cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2, \\ \tilde{\gamma}_{24} &= \gamma_{23} \cos^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2, \\ \tilde{\gamma}_{43} &= \gamma_{43} \cos^4 \theta_2, \\ \tilde{\gamma}_{14} &= \gamma_{23} \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2, \\ \Lambda_1 &= \frac{1}{2} \gamma_{21} \sin 2\theta_1 \cos^2 \theta_1, \\ \Lambda_2 &= \frac{1}{2} \gamma_{21} \sin 2\theta_1 \sin^2 \theta_1, \\ \Lambda_3 &= \frac{1}{2} \gamma_{43} \sin 2\theta_2 \cos^2 \theta_2, \\ \Lambda_4 &= \frac{1}{2} \gamma_{43} \sin 2\theta_2 \sin^2 \theta_2, \\ \Lambda_5 &= \frac{1}{2} \gamma_{23} \sin 2\theta_1 \cos^2 \theta_2, \\ \Lambda_6 &= \frac{1}{2} \gamma_{23} \sin 2\theta_1 \sin^2 \theta_2, \\ \Lambda_7 &= \frac{1}{2} \gamma_{23} \sin 2\theta_2 \cos^2 \theta_1, \\ \Lambda_8 &= \frac{1}{2} \gamma_{23} \sin 2\theta_2 \sin^2 \theta_1, \\ \gamma_e &= \frac{1}{4} \gamma_{21} \sin^2 2\theta_1,\end{aligned}$$

## 附录 B

方程 (16)–(25) 中的参数为

$$\begin{aligned}\Gamma_{12} &= \frac{1}{2} \gamma_{21} + \frac{1}{2} \gamma_{23}, \\ \Gamma_{34} &= \frac{1}{2} \gamma_{43}, \\ \Gamma_{13} &= \Gamma_{12} \sin^2 \theta_1 + \Gamma_{34} \sin^2 \theta_2, \\ \Gamma_{14} &= \Gamma_{12} \sin^2 \theta_1 + \Gamma_{34} \cos^2 \theta_2, \\ \Gamma_{23} &= \Gamma_{12} \cos^2 \theta_1 + \Gamma_{34} \sin^2 \theta_2, \\ \Gamma_{24} &= \Gamma_{12} \cos^2 \theta_1 + \Gamma_{34} \cos^2 \theta_2, \\ \gamma_1 &= \frac{1}{2} \Gamma_{12} \sin 2\theta_1, \\ \gamma_2 &= \frac{1}{2} \Gamma_{34} \sin 2\theta_2, \\ \gamma_3 &= -\frac{1}{8} \gamma_{21} \sin 4\theta_1 + \frac{1}{4} \gamma_{23} \sin 2\theta_1, \\ \gamma_4 &= \frac{1}{8} \gamma_{21} \sin 4\theta_1 + \frac{1}{4} \gamma_{23} \sin 2\theta_1, \\ \gamma_5 &= \frac{1}{4} \Gamma_{34} \sin 4\theta_2, \\ \gamma_1^0 &= \frac{1}{2} b \gamma_0 \sin 2\theta_2 \cos^2 \theta_1, \\ \gamma_2^0 &= \frac{1}{2} b \gamma_0 \sin 2\theta_2 \sin^2 \theta_1, \\ \gamma_3^0 &= \frac{1}{2} b \gamma_0 \sin 2\theta_1 \cos^2 \theta_2, \\ \gamma_4^0 &= \frac{1}{2} b \gamma_0 \sin 2\theta_1 \sin^2 \theta_2, \\ \gamma_5^0 &= b \gamma_0 \cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2, \\ \gamma_6^0 &= b \gamma_0 \cos^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2, \\ \gamma_7^0 &= b \gamma_0 \sin^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2, \\ \gamma_8^0 &= b \gamma_0 \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2, \\ \gamma_9^0 &= \frac{1}{4} b \gamma_0 \sin 2\theta_1 \sin 2\theta_2.\end{aligned}$$

[ 1 ] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50** ( 7 ) 36

[ 2 ] Marangos J P 1998 *J. Mod. Opt.* **45** 471

[ 3 ] Harris S E , Yamamoto Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 3611 ; Yan M , Rickey E , Zhu Y F 2001 *Opt. Lett.* **26** 548

[ 4 ] Schmit H , Imamoglu A 1996 *Opt. Lett.* **21** 1936 ; Kang H , Zhu Y F 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 93601

[ 5 ] Wu Y , Wen L L , Zhu Y F 2003 *Opt. Lett.* **28** 631 ; Zhang Y L , Jiang L , Sun Z R *et al* 2003 *Chin. Phys.* **12** 174

[ 6 ] Deng L , Payne M G 2003 *Phys. Rev. A* **68** 51801 ; Wu Y , Saldana J , Zhu Y F 2003 *Phys. Rev. A* **67** 13811

[ 7 ] Kulshin A M , Barreiro S , Lezama A 1998 *Phys. Rev. A* **57** 2996

[ 8 ] Lezama A , Barreriro S , Akulshin A M 1999 *Phys. Rev. A* **59** 4732

[ 9 ] Valente P , Failache H , Lezama A 2002 *Phys. Rev. A* **65** 23814

[ 10 ] Valente P , Failache H , Lezama A 2003 *Phys. Rev. A* **67** 13806

[ 11 ] Taichenachev A V , Tumaikin A M , Yudin V I 2000 *Phys. Rev. A* **61** 11802

[ 12 ] Failache H , Valente P , Ban G *et al* 2003 *Phys. Rev. A* **67** 43810

[ 13 ] Yuan S , Wu J H , Gao J Y 2001 *Chin. Phys.* **10** 300

[ 14 ] Cohen-Tannoudji C , Dupont-Roc J , Grynberg G 1992 *Atom-Photon Interactions* ( New York : Interscience ) p460

# Constructive interference : electromagnetically induced absorption<sup>\*</sup>

Wang Li    Hu Xiang-Ming

( *Department of Physics ,Huazhong Normal University ,Wuhan 430079 ,China* )

( Received 20 October 2003 ; revised manuscript received 12 December 2003 )

## Abstract

In this paper we reveal that the constructive interference of atomic coherence on absorption leads to electromagnetically induced absorption ,which is in sharp contrast to the case in which destructive interference of atomic coherence gives rise to electromagnetically induced transparency . A four-level atomic system is employed in which three transitions are in  $\Lambda$  configuration and the middle transition is used as a probe transition . In the dressed states representation the probe transition is split into four transitions that are coupled to each other . The coupling originates from the spontaneous emission of the atomic medium and the spontaneous transfer from excited state coherence to ground state coherence . The former leads to couplings between all transitions with the same sign and to the absorption reduction . The latter results in couplings ,of which two terms have positive sign and another two have negative sign . It is due to the couplings with positive and negative signs that significant modification of the contribution of dressed coherence to absorption occurs i.e. , absorption inhibition is changed to absorption enhancement .

**Keywords :** electromagnetically induced absorption , destructive interference , constructive coherence , spontaneous transfer of atomic coherence

**PACC :** 4250

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10074018 ).