

四能级原子系统中非线性电磁感应吸收的理论研究*

王丽† 卢成

(南阳师范学院物理与电子工程学院, 南阳 473061)

(2010年4月13日收到; 2010年6月21日收到修改稿)

在 n 型四能级原子系统中, 研究了电磁感应吸收的非线性理论. 结果表明: 探测光的拉比频率和衰减分配系数 A 影响非线性吸收, 进而影响介质吸收. 当探测光光强较弱时, 介质吸收和线性吸收一致, 均表现为电磁感应吸收特征; 当探测光光强增大时, 介质吸收和线性吸收不再一致, 介质吸收曲线将会呈现出烧孔现象; 当探测光光强增大到控制光(或信号光)光强时, 介质吸收表现出很大的增益现象. 同时, 非线性吸收受到衰减分配系数 A 的影响, 即使在探测场很弱的条件下, 随着 A 值的减小, 介质吸收由电磁感应吸收现象表现出很大的增益现象.

关键词: 电磁感应吸收, 非线性吸收, 增益现象, n 型四能级原子系统

PACS: 42.50.-p, 42.55.-f, 42.60.-v

1. 引言

电磁感应吸收现象是近年来量子光学领域中人们比较感兴趣的研究课题. 由于激发态相干到基态相干的自发转移的存在, 在简并 n 型四能级原子系统中, 导致原子相干对吸收的相长干涉, 出现了介质的吸收增强, 即电磁感应吸收现象 (electromagnetically induced absorption, EIA)^[1-4]. 对于电磁感应吸收现象, 由于研究尚处于起步阶段, 诸多因素对此现象的影响还有待于研究发掘. 文献[5-8]已经讨论了激光场拉比频率、激光场线宽和失谐等若干因素对电磁感应吸收现象的影响, 但是, 关于电磁感应吸收的研究成果的报道还为数不多^[9-17].

众所周知, 当探测光光强较弱时, 介质的极化率与其强度无关, 这是线性理论的结果. 随着探测光光强的增加, 介质的极化率变得与其强度有密切的关系, 进而影响介质的光学性质^[18-25]. 而光学介质有效的非线性效应是实现量子通讯、量子信息处理及全光学通讯的一个重要物理过程. 特别是三阶非线性过程是实现全光学开关、光子开关、光量子

逻辑门及全光学逻辑运算的一个有效途径. 有效的非线性过程取决于激光强度及光学介质的非线性系数. 提高激光强度或增强光学介质的非线性系数都可以增强非线性效应, 但激光强度过高将会引起其他非线性过程, 同时, 还会增加器件的热效应, 从而不利于光学集成. 因此, 在弱光条件下实现非线性效应增强一直是人们关注的焦点. 为此在本文中, 我们利用 n 型四能级原子系统考虑探测光的非线性项, 讨论该非线性项对电磁感应吸收的影响. 通过分析我们得到, 当探测光光强较弱时, 介质吸收和线性吸收一致, 均表现为电磁感应吸收特征; 当探测光光强增大时, 介质吸收和线性吸收不再一致, 介质吸收曲线将会呈现出烧孔现象, 当探测光光强增大到控制光(或信号光)光强时, 介质吸收表现出很强的增益现象. 同时, 非线性吸收受到衰减分配系数 A 的影响, 即使在探测场很弱的条件下, 随着 A 值的减小, 介质吸收由电磁感应吸收现象表现出很大的增益现象.

2. 能级模型与计算

如图 1 所示 n 型四能级原子系统中, 能级 $|1\rangle$ 和

* 河南省自然科学基金(批准号:072300410490), 河南省教育厅自然科学研究计划(批准号:2008B140009)资助的课题.

†E-mail: wli1217@sohu.com

\$|1\rangle\$是基态,而且没有弛豫率.能级\$|2\rangle\$和\$|4\rangle\$是激发态.控制光驱动\$|1\rangle\rightarrow|2\rangle\$跃迁,其拉比频率为\$2\Omega_c\$;信号光驱动\$|1\rangle\rightarrow|4\rangle\$跃迁,其拉比频率为\$2\Omega_s\$;探测光激发\$|2\rangle\rightarrow|3\rangle\$跃迁,其拉比频率为\$2\Omega_p\$.在由激发态能级到基态能级的跃迁中,\$|1\rangle\rightarrow|4\rangle\$跃迁是偶极禁止的.

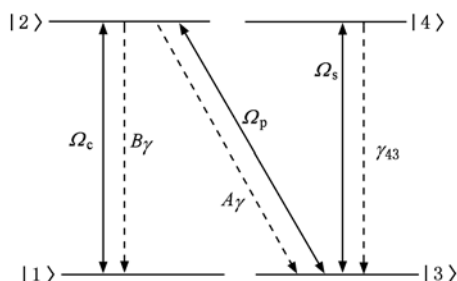


图1 n型原子系统的能级与跃迁

在相互作用绘景和旋波近似下,系统的哈密顿量为

$$H = \hbar\Delta_1\sigma_{22} + \hbar(\Delta_1 - \Delta_2)\sigma_{33} + \hbar(\Delta_1 - \Delta_2 + \Delta_3)\sigma_{44} - \hbar(\Omega_c\sigma_{21} + \Omega_p\sigma_{23} + \Omega_s\sigma_{43} + H. C.), \quad (1)$$

式中H. C.为厄米共轭项;\$\Delta_1 = \omega_{21} - \omega_c\$, \$\Delta_2 = \omega_{23} - \omega_p\$和\$\Delta_3 = \omega_{43} - \omega_s\$是原子-场耦合的失谐量,其中\$\omega_p, \omega_c, \omega_s\$分别是探测光、控制光和信号光的频率.系统的约化密度矩阵主方程为

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + B\gamma l_{12}^{21}\rho + A\gamma l_{32}^{23}\rho + \gamma_{43}l_{34}^{43}\rho + b\gamma_0 l_{12}^{43}\rho, \quad (2)$$

式中,\$A\$和\$B\$是激发态能级\$|2\rangle\$向基态能级\$|1\rangle\$和\$|3\rangle\$自发衰减的分配系数或权值,且\$A + B = 1\$;\$\gamma_{43}\$是激发态能级\$|4\rangle\$到基态能级\$|3\rangle\$的自发衰减速率;\$\gamma_0\$是激发态原子相干自发转移到基态原子相干的相干转移速率;\$\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|\$是原子极化算符(\$i \neq j\$)和布居算符(\$i = j\$).

$$l_{ij}^k = \frac{1}{2}(2\sigma_{ij}\rho\sigma_{ji} - \sigma_{ji}\sigma_{ij}\rho - \rho\sigma_{ji}\sigma_{ij}), \quad (3)$$

(\$i = 1, 3; j = 2, 4\$),

表示原子布居的转移

$$l_{12}^{43}\rho = \sigma_{12}\rho\sigma_{43}, \quad (4)$$

描述原子相干的自发转移.在方程(2)中,与自发相干转移有关的项乘以一个系数\$b\$,显示原子相干的自发转移在EIA现象中的作用,且\$0 \le b \le 1\$.若\$b = 0\$,则表示不存在激发态原子相干到基态原子相干的

自发相干转移;若\$b = 1\$,则对应最大的自发相干转移.

根据(1)–(4)式得到密度矩阵元的三阶微扰方程组

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{23}^{(3)} &= -\Gamma_{23}\rho_{23}^{(3)} + i\Omega_p(\rho_{33}^{(2)} - \rho_{22}^{(2)}) \\ &\quad - i\Omega_p\rho_{24}^{(3)} + i\Omega_c\rho_{13}^{(3)}, \\ \dot{\rho}_{13}^{(3)} &= -\Gamma_{13}\rho_{13}^{(3)} + i\Omega_c^*\rho_{23}^{(3)} - i\Omega_s\rho_{14}^{(3)} \\ &\quad - i\Omega_p\rho_{12}^{(2)} + b\gamma_0\rho_{24}^{(3)}, \\ \dot{\rho}_{24}^{(3)} &= -\Gamma_{24}\rho_{24}^{(3)} + i\Omega_c\rho_{14}^{(3)} - i\Omega_s^*\rho_{23}^{(3)} + i\Omega_p\rho_{34}^{(2)}, \\ \dot{\rho}_{14}^{(3)} &= -\Gamma_{14}\rho_{14}^{(3)} + i\Omega_s^*\rho_{24}^{(3)} - i\Omega_s^*\rho_{13}^{(3)}, \end{aligned} \quad (5)$$

其中的参数为

$$\begin{aligned} \Gamma_{13} &= -i(\Delta_1 - \Delta_2), \\ \Gamma_{14} &= \frac{1}{2}\gamma_{43} - i(\Delta_1 - \Delta_2 + \Delta_3), \\ \Gamma_{23} &= \frac{1}{2}\gamma + i\Delta_2, \\ \Gamma_{24} &= \frac{1}{2}(\gamma + \gamma_{43}) + i(\Delta_2 - \Delta_3), \end{aligned} \quad (6)$$

(5)式中\$\rho^{(n)}\$(\$n = 0, 1, 2, 3\$)表示密度矩阵元的\$n\$阶微扰,由(5)式解得

$$\begin{aligned} \rho_{23}^{(3)} &= \frac{i\Omega_p(\Gamma_{13}\Gamma_{14} + |\Omega_s|^2)(\rho_{33}^{(2)} - \rho_{22}^{(2)})A_{31}}{D} \\ &\quad + \frac{\Omega_p\rho_{34}^{(2)}A_{33} - \Omega_p\rho_{12}^{(2)}A_{32}}{D}, \end{aligned} \quad (7)$$

这里的参数为

$$\begin{aligned} A_{31} &= (\Gamma_{14}\Gamma_{24} + |\Omega_c|^2)(\Gamma_{13}\Gamma_{14} + |\Omega_s|^2) \\ &\quad - \Omega_c\Omega_s^*(\Omega_c^*\Omega_s + b\gamma_0\Gamma_{14}), \\ A_{32} &= \Omega_c\Gamma_{14} \{ [|\Omega_s|^2(\Gamma_{13}\Gamma_{14} + |\Omega_s|^2) \\ &\quad - \Omega_c\Omega_s^*(\Omega_c^*\Omega_s + b\gamma_0\Gamma_{14})] - A_{31} \}, \\ A_{33} &= [\Omega_s(\Gamma_{13}\Gamma_{14} + |\Omega_s|^2) \\ &\quad - \Omega_c(\Omega_c\Omega_s^* + b\gamma_0\Gamma_{14})] \\ &\quad \times (\Gamma_{13}\Gamma_{14} + |\Omega_s|^2)\Gamma_{14}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$D = [\Gamma_{13}(\Gamma_{13}\Gamma_{14} + |\Omega_s|^2) + |\Omega_c|^2\Gamma_{14}]A_{31} + [|\Omega_s|^2(\Gamma_{13}\Gamma_{14} + |\Omega_s|^2) - \Omega_c\Omega_s^*(\Omega_c^*\Omega_s + b\gamma_0\Gamma_{14})] \times (\Gamma_{13}\Gamma_{14} + |\Omega_s|^2 - |\Omega_c|^2)\Gamma_{14}.$$

(7)式中存在二阶未知变量,为此列出密度矩阵元的二阶微扰方程组

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11}^{(2)} &= B\gamma\rho_{22}^{(2)} + i\Omega_c^*\rho_{21}^{(2)} - i\Omega_c\rho_{12}^{(2)}, \\ \dot{\rho}_{22}^{(2)} &= -\gamma\rho_{22}^{(2)} - i\Omega_c^*\rho_{21}^{(2)} + i\Omega_c\rho_{12}^{(2)} \\ &\quad + i\Omega_p\rho_{32}^{(1)} - i\Omega_p^*\rho_{23}^{(1)}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \dot{\rho}_{33}^{(2)} &= A\gamma\rho_{22}^{(2)} + \gamma_{43}\rho_{44}^{(2)} + i\Omega_s^* \rho_{43}^{(2)} \\
 &\quad - i\Omega_s \rho_{34}^{(2)} - i\Omega_p \rho_{32}^{(1)} + i\Omega_p^* \rho_{23}^{(1)}, \\
 \dot{\rho}_{44}^{(2)} &= -\gamma_{43}\rho_{44}^{(2)} - i\Omega_s^* \rho_{43}^{(2)} + i\Omega_s \rho_{34}^{(2)}, \\
 \dot{\rho}_{12}^{(2)} &= -\Gamma_{12}\rho_{12}^{(2)} + i\Omega_c^* (\rho_{22}^{(2)} - \rho_{11}^{(2)}) \\
 &\quad - i\Omega_p^* \rho_{13}^{(1)}, \\
 \dot{\rho}_{34}^{(2)} &= -\Gamma_{34}\rho_{34}^{(2)} + i\Omega_c^* (\rho_{44}^{(2)} - \rho_{33}^{(2)}) \\
 &\quad + i\Omega_p^* \rho_{24}^{(1)}, \tag{9}
 \end{aligned}$$

其中的参数为

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{12} &= \frac{1}{2}\gamma - i\Delta_1, \\
 \Gamma_{34} &= \frac{1}{2}\gamma_{43} - i\Delta_3. \tag{10}
 \end{aligned}$$

从方程(9)中解得二阶未知变量

$$\begin{aligned}
 \rho_{22}^{(2)} &= \frac{i\Omega_p \rho_{32}^{(1)} - i\Omega_p^* \rho_{23}^{(1)}}{A\gamma}, \\
 \rho_{11}^{(2)} &= \frac{[(1-A)\gamma + A_{21}]\rho_{22}^{(2)}}{A_{21}} \\
 &\quad - \frac{\Omega_p \Omega_c^* \rho_{31}^{(1)}}{\Gamma_{12}^* A_{21}} - \frac{\Omega_p^* \Omega_c \rho_{13}^{(1)}}{\Gamma_{12} A_{21}}, \\
 \rho_{12}^{(2)} &= \frac{i\Omega_c^* (\rho_{22}^{(2)} - \rho_{11}^{(2)}) - i\Omega_p^* \rho_{13}^{(1)}}{\Gamma_{12}}, \\
 \rho_{34}^{(2)} &= \frac{i\Omega_c^* (1 - \rho_{11}^{(2)} - \rho_{22}^{(2)} - 2\rho_{33}^{(2)}) + i\Omega_p^* \rho_{24}^{(1)}}{\Gamma_{34}}, \\
 \rho_{33}^{(2)} &= \frac{(\gamma_{43} + A_{22})(1 - \rho_{11}^{(2)} - \rho_{22}^{(2)})}{\gamma_{43} + 2A_{22}} \\
 &\quad + \frac{\Omega_p \Omega_s^* \rho_{42}^{(1)}}{\Gamma_{34}^* (\gamma_{43} + 2A_{22})} + \frac{\Omega_p^* \Omega_s \rho_{24}^{(1)}}{\Gamma_{34} (\gamma_{43} + 2A_{22})}, \tag{11}
 \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}
 A_{21} &= \frac{|\Omega_c|^2}{\Gamma_{12}} + \frac{|\Omega_c|^2}{\Gamma_{12}^*}, \\
 A_{22} &= \frac{\Omega_s \Omega_c^*}{\Gamma_{34}} + \frac{\Omega_s^* \Omega_c}{\Gamma_{34}^*}. \tag{12}
 \end{aligned}$$

(11)式中 $\rho_{13}^{(1)}$, $\rho_{23}^{(1)}$ 和 $\rho_{24}^{(1)}$ 是未知量,为此列出以下方程组:

$$\begin{aligned}
 \dot{\rho}_{13}^{(1)} &= -\Gamma_{13}\rho_{13}^{(1)} + i\Omega_c^* \rho_{23}^{(1)} - i\Omega_s \rho_{14}^{(1)} \\
 &\quad - i\Omega_p \rho_{12}^{(0)} + b\gamma_0 \rho_{24}^{(1)}, \\
 \dot{\rho}_{14}^{(1)} &= -\Gamma_{14}\rho_{14}^{(1)} + i\Omega_c^* \rho_{24}^{(1)} - i\Omega_s^* \rho_{13}^{(1)}, \\
 \dot{\rho}_{23}^{(1)} &= -\Gamma_{23}\rho_{23}^{(1)} + i\Omega_p (\rho_{33}^{(0)} - \rho_{22}^{(0)}) \\
 &\quad - i\Omega_s \rho_{24}^{(1)} + i\Omega_c \rho_{13}^{(1)}, \\
 \dot{\rho}_{24}^{(1)} &= -\Gamma_{24}\rho_{24}^{(1)} + i\Omega_c \rho_{14}^{(1)} - i\Omega_s^* \rho_{23}^{(1)} \\
 &\quad + i\Omega_p \rho_{34}^{(0)}, \tag{13}
 \end{aligned}$$

式中其他的参数为

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{13} &= -i(\Delta_1 - \Delta_2), \\
 \Gamma_{14} &= \frac{1}{2}\gamma_{43} - i(\Delta_1 - \Delta_2 + \Delta_3), \\
 \Gamma_{23} &= \frac{1}{2}\gamma + i\Delta_2, \\
 \Gamma_{24} &= \frac{1}{2}(\gamma + \gamma_{43}) + i(\Delta_2 - \Delta_3). \tag{14}
 \end{aligned}$$

(13)式中零阶密度矩阵元表示没有微扰时的状况,设初始条件: $\rho_{33}^{(0)} = 1$,由此得到 $\rho_{11}^{(0)} = \rho_{22}^{(0)} = \rho_{44}^{(0)} = \rho_{12}^{(0)} = 0$, $\rho_{34}^{(0)} = \frac{i\Omega_c^* (\rho_{44}^{(0)} - \rho_{33}^{(0)})}{\Gamma_{34}}$. 由此得到如下解:

$$\begin{aligned}
 \rho_{23}^{(1)} &= \frac{i\Omega_p (\Gamma_{13}\Gamma_{14} + |\Omega_s|^2) A_{31} \rho_{33}^{(0)} + \Omega_p A_{33} \rho_{34}^{(0)}}{D} + \frac{\Omega_p A_{33} \rho_{34}^{(0)}}{D}, \\
 \rho_{24}^{(1)} &= \frac{i\Omega_p (\Gamma_{13}\Gamma_{14} + |\Omega_s|^2) \Gamma_{14} \rho_{34}^{(0)}}{A_{31}} \\
 &\quad - \frac{i\Omega_s^* (\Gamma_{13}\Gamma_{14} + |\Omega_s|^2 - |\Omega_c|^2) \Gamma_{14} \rho_{23}^{(1)}}{A_{31}}, \\
 \rho_{13}^{(1)} &= \frac{i\Omega_c^* \Gamma_{14} \rho_{23}^{(1)} + (\Omega_c^* \Omega_s + b\gamma_0 \Gamma_{14}) \rho_{24}^{(1)}}{\Gamma_{13}\Gamma_{14} + |\Omega_s|^2}, \tag{15}
 \end{aligned}$$

介质的一阶、三阶极化率满足

$$\begin{aligned}
 \chi^{(1)} &= 2N |\mu_{23}|^2 \rho_{23}^{(1)} / (\varepsilon_0 \hbar \Omega_p), \\
 \chi^{(3)} &= 2N |\mu_{23}|^4 \rho_{23}^{(3)} / (3\varepsilon_0 \hbar^3 \Omega_p^3), \tag{16}
 \end{aligned}$$

其虚部分别对应介质的线性吸收和非线性吸收. 介质极化率与一阶、三阶极化率的关系为

$$\chi \approx \chi^{(1)} + 3\chi^{(3)} |E_p|^2, \tag{17}$$

这里的 E_p 表示探测场的振幅,将 $E_p = -\Omega_p \hbar / \mu_{23}$ 代入(17)式得

$$\chi = \{2N |\mu_{23}|^2 [\rho_{23}^{(1)} + \rho_{23}^{(3)}]\} / (\varepsilon_0 \hbar \Omega_p). \tag{18}$$

这就是介质极化率与一阶和三阶密度矩阵元的关系,其虚部对应介质吸收.

一般情况下,介质吸收与其线性吸收一致,因此,用介质的线性吸收表示介质吸收原则上是成立的,例如在三能级原子系统介质中,介质的线性吸收与非线性吸收都表现为电磁感应透明特征,因此,介质吸收也表现为电磁感应透明特征. 但是,在n型四能级原子系统中,线性吸收和非线性吸收不再一致,只要非线性吸收足够大就可以影响介质吸收. 从(9)–(12)式可知,影响非线性吸收的参量是 A 和 Ω_p . 下面我们就利用上述表达式来探讨电磁感应吸收的非线性理论. 在数值运算中取参数为无量纲量($\gamma = 1.0$).

3. 结果与分析

图 2 给出探测光拉比频率不同时介质吸收、线性吸收和非线性吸收随探测光失谐量 Δ_2 变化的曲线. 从图中可以看出, 当探测光拉比频率 $\Omega_p = 0.01$ 时, 非线性吸收和线性吸收曲线一致, 都表现为电磁感应吸收特征, 而且非线性吸收和线性吸收非常接近, 从而导致介质吸收表现为电磁感应吸收特征 (如图 2(a) 所示). 当探测光拉比频率 $\Omega_p = 0.03$ 时, 从图 2(b) 可以看到, 非线性吸收与线性吸收曲线仍然一致, 都表现为电磁感应吸收特征, 但非线性吸收与线性吸收相比很弱, 二者的总体效果即介质吸收仍表现为电磁感应吸收特征. 当探测光拉比频率 $\Omega_p = 0.05$ 时, 从图 2(c) 可以看到, 非线性吸收与线性吸收不再一致. 在共振中心处非线性吸收曲线明显向下凹陷, 即出现电磁感应透明现象. 二者的总体效果即介质吸收仍表现出电磁感应吸收特征, 但此时曲线上呈现有趣的烧孔现象. 当探测光的拉比频率增大到 $\Omega_p = 0.07$ 时, 从图 2(d) 可见, 非线性吸收出现增益现象, 而线性吸收不变, 此时介质吸收与线性吸收不同, 在介质吸收曲线上呈现电磁感应透明现象. 当探测光的拉比频率增大到控制光 (或信号光) 的拉比频率 $\Omega_p = 0.1$ 时, 从图 2(e) 可见, 非线性吸收出现很强的增益, 线性吸收仍不变, 此时在介质吸收曲线上也呈现出增益现象. 可见, 随着探测光拉比频率的增大, 非线性吸收将影响介质吸收.

从(15)式和(16)式线性极化率表达式可知, 探测光的拉比频率与线性吸收没有关系, 但对非线性吸收的影响很大. 如图 3 所示, 是线性吸收和非线性吸收之和 (实线)、之差 (虚线) 随探测光拉比频率的变化曲线. 从二者的比较可以看出, 当探测光的拉比频率较小时, 非线性吸收表现为吸收且比线性吸收小. 随着拉比频率的增大, 非线性吸收增强, 介质吸收将由非线性吸收控制.

而从(9)–(12)式, (15)和(16)式线性极化率、非线性极化率表达式我们知道, 从激发态能级 |2> 向基态能级 |3> 自发衰减的分配系数或权值 A 对线性吸收没有影响, 但对非线性吸收影响很大, 从而导致介质吸收的变化. 图 4 是在探测光很弱时介

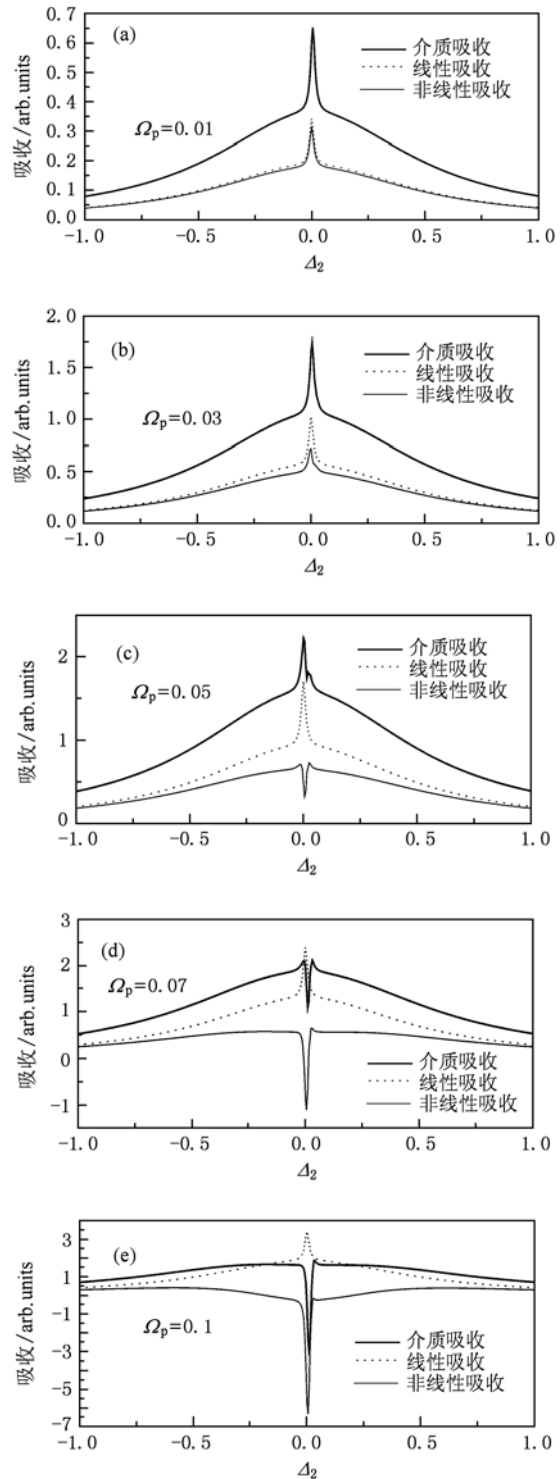


图 2 探测光拉比频率不同时介质吸收、线性吸收和非线性吸收随探测光失谐量 Δ_2 变化的曲线 (a) $\Omega_p = 0.01$; (b) $\Omega_p = 0.03$; (c) $\Omega_p = 0.05$; (d) $\Omega_p = 0.07$; (e) $\Omega_p = 0.1$; 其他参数为 $\Delta_1 = \Delta_3 = 0, \Omega_c = \Omega_s = 0.1, A = 0.5, \gamma_{43} = 1.0, \gamma_0 = 0.7071$

质吸收和非线性吸收随分配系数 A 的变化曲线. 从图 4 可以看出, 介质吸收和非线性吸收几乎一致. 当

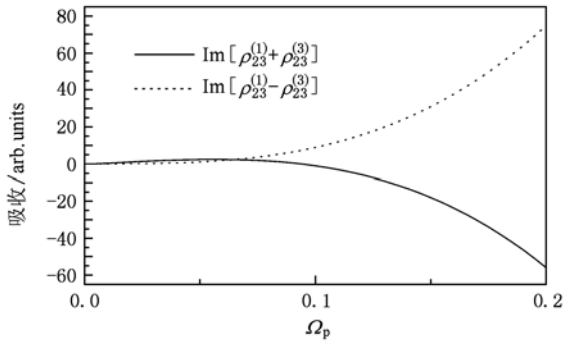


图3 线性吸收和非线性吸收之和(实线),之差(虚线)随探测光拉比频率的变化曲线,除 $\Delta_2 = 0.0$ 外其他参数取值与图2相同

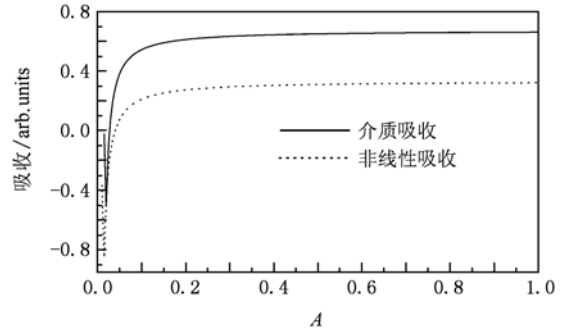


图4 介质吸收和非线性吸收随分配系数 \$A\$ 的变化曲线,除 $\Delta_2 = 0.0, \Omega_p = 0.01$ 外其他参数取值与图2相同

\$A\$ 值小于 0.025 时,介质吸收和非线性吸收都表现为很强的增益;当 \$A\$ 开始增大,介质吸收很快增大,并由增益转变为吸收;当 \$A\$ 大于 0.1 时,介质吸收和非线性吸收均表现为吸收增强,且吸收增强变化的非常缓慢直到 \$A = 1\$. 图5给出了在探测光很弱时,衰

减分配系数 \$A = 0.1, 0.05, 0.01, 0.001\$ 介质吸收和非线性吸收随探测光失谐量 \$\Delta_2\$ 变化的曲线. 由图5(a)和(b)可知,此时介质吸收表现为电磁感应吸收特征,但随着 \$A\$ 的减小,非线性吸收一个表现为吸收,一个表现为吸收减弱. 当 \$A\$ 继续减小,介质吸收与非线性吸收的特征一致,都表现出很大的增益

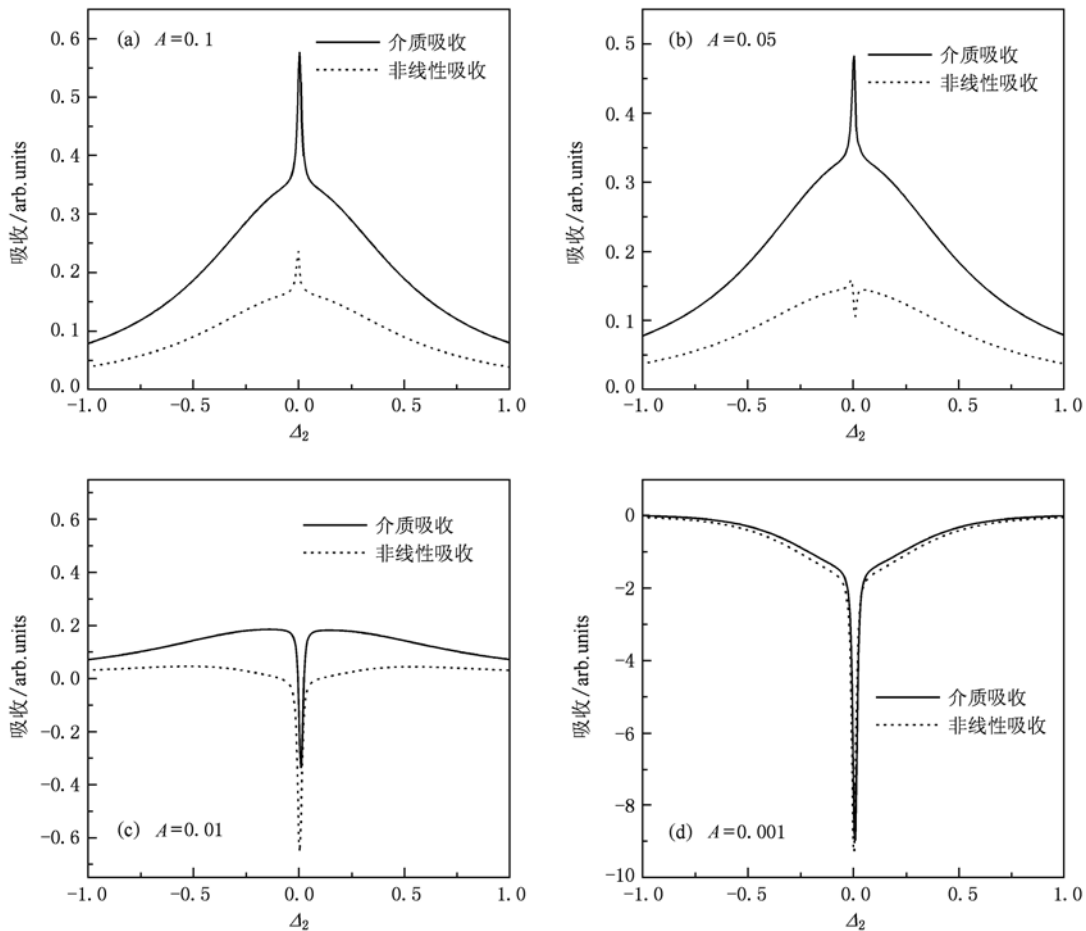


图5 在 \$A\$ 值不同时介质吸收和非线性吸收随探测光失谐量 \$\Delta_2\$ 变化的曲线. (a) \$A = 0.1\$; (b) \$A = 0.05\$; (c) \$A = 0.01\$; (d) \$A = 0.001\$, 除 $\Omega_p = 0.01$ 外其他参数取值与图2相同

(图 5(c), (d) 所示). 当 $A = 0.001$ 时, 在共振中心处, 介质吸收表现出很大的增益. 这就意味着, 当衰减分配系数 A 值很小时, n 型四能级原子系统介质可以作为激光放大物质, 这与激光理论相符. 由此可见, 随着 A 的减小, 非线性吸收增强, 介质吸收由电磁感应吸收特征表现出很大的增益, 也即介质吸收由非线性吸收控制.

4. 结 论

本文利用精确求解的方法, 研究了 n 型四能级原子系统中电磁感应吸收的非线性理论. 结果表明: 探测光的拉比频率和衰减分配系数 A 影响非线性吸收, 进而影响介质吸收. 当探测光的拉比频率较小时, 介质吸收与线性吸收一致, 都表现为电磁感应吸收现象; 当探测光的拉比频率较大时, 介质吸收与线性吸收仍一致, 都表现为电磁感应吸收现象, 并且在电磁感应吸收现象的基础上出现有趣的烧孔现象. 当探测光的拉比频率接近控制光或信号

光的拉比频率时, 介质吸收与非线性吸收一致, 呈现出很大的增益现象. 同时, 非线性吸收受到衰减分配系数 A 的影响. 随着 A 值的减小, 非线性吸收增强, 介质吸收由电磁感应吸收特征表现出很大的增益, 也即介质吸收由非线性吸收控制. 因此, 我们得到结论, 在探测光比较弱或者 A 值比较大时, 电磁感应吸收可用线性理论分析讨论; 当探测光比较强或者衰减分配系数 A 比较小时, 电磁感应吸收需考虑非线性吸收的影响. 而且随着探测光的拉比频率的增大, 电磁感应吸收将出现烧孔现象, 随后转化为电磁感应透明, 最终出现增益现象. 因此可以通过改变探测光的拉比频率来控制 n 型四能级原子系统中的电磁感应吸收, 这为实验上实现电磁感应吸收现象, 并为实验上获得激光放大物质提供理论依据. 该研究结果对电磁感应吸收在全光学开关、光子开关、光量子逻辑门及全光学逻辑运算等领域的应用研究具有重要意义.

感谢华中师范大学胡响明教授的指导和帮助.

- [1] Akulshin A M, Barreiro S, Lezama A 1998 *Phys. Rev. A* **57** 2996
- [2] Lezama A, Barreiro S, Akulshin A M 1999 *Phys. Rev. A* **59** 4732
- [3] Taichenachev A V, Tumaikin A M, Yudin V I 2000 *Phys. Rev. A* **61** 011802 (R)
- [4] Goren C, Wilson - Gordon A D, Rosenbluh M, Friedmann H 2004 *Phys. Rev. A* **69** 053818
- [5] Wang L, Song H Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4145 (in Chinese) [王 丽, 宋海珍 2006 物理学报 **55** 4145]
- [6] Wang L, Song H Z, Xiao S W 2008 *Acta. Opt. Sin.* **28** 194 (in Chinese) [王 丽, 宋海珍, 肖绍武 2008 光学学报 **28** 194]
- [7] Wang L, Yang X Q, Xiao S W 2008 *Acta Sin. Quantum Opt.* **14** 267 (in Chinese) [王 丽, 杨兴强, 肖绍武 2008 量子光学学报 **14** 267]
- [8] Wang L, Hu X M 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2551 (in Chinese) [王 丽, 胡响明 2004 物理学报 **53** 2551]
- [9] Harris S E, Yamamoto Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 3611
- [10] Wang K, Gu Y, Gong Q H 2007 *Chin. Phys.* **16** 130
- [11] Niu Y P, Gong S Q 2006 *Phys. Rev. A* **73** 053811
- [12] Zhukov A A, Zibrov S A, Romanov G V, Dudin Y O, Vassiliev V V, Velichansky V L, Yakovlev V P 2009 *Phys. Rev. A* **80** 033830
- [13] Goldner Ph, Guillot-Noel O, Beaudoux F, Le Du Y, Lejay J, Chanelière T, Le Gouët J L, Rippe L, Amari A, Walther A, Kröll S 2009 *Phys. Rev. A* **79** 033809
- [14] Dimitrijević J, Arsenović D, Jelenković B M 2007 *Phys. Rev. A* **76** 013836
- [15] Wang L, Hu X M 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2544 (in Chinese) [王 丽, 胡响明 2004 物理学报 **53** 2544]
- [16] Zhang W Z, Cheng H D, Liu L, Wang Y Z 2009 *Phys. Rev. A* **79** 053804
- [17] Li X L, Yang B Z, Yang L J, Zhang L S 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7008 (in Chinese) [李晓霞, 杨宝柱, 杨丽君, 张连水 2010 物理学报 **59** 7008]
- [18] Schm D T H, Mamoglu A 1996 *Opt Lett.* **21** 1936
- [19] Niu Y P, Gong S Q, Li R X 2005 *Opt Lett.* **30** 3371
- [20] Yavuz D D, Sikes D E 2010 *Phys. Rev. A* **81** 035804
- [21] Warner M, Blaikie R J 2009 *Phys. Rev. A* **80** 033833
- [22] Gong S Q, Xu Z Z 1996 *Chinese Journal of Lasers* **23** 311 (in Chinese) [龚尚庆, 徐至展 1996 中国激光 **23** 311]
- [23] He L X, Wang Y Z 2004 *Chin. Phys.* **13** 754
- [24] Du Y J, Ge G K 2008 *Acta. Opt. Sin.* **28** 375 (in Chinese) [杜英杰, 葛国库 2008 光学学报 **28** 375]
- [25] Yan X A, Song J P, Zhang Y P 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3538 (in Chinese) [严祥安, 宋建平, 张延鹏 2008 物理学报 **57** 3538]

Theoretical study of nonlinear electromagnetically induced absorption in four-level atomic system^{*}

Wang Li[†] Lu Cheng

(College of Physics and Electronics Engineering, Nanyang Normal University, Nanyang 473061, China)

(Received 13 April 2010; revised manuscript received 21 June 2010)

Abstract

In the n-type four-level atomic system, we have studied the nonlinear theory of electromagnetically induced absorption. The results show that the probe light Rabi frequency and the attenuation distribution coefficient A affect the nonlinear absorption and then the absorption of a medium. When the probe light intensity is weak, the absorption of the medium and the linear absorption are the same, showing the characteristics of electromagnetic induction absorption. When the probe light intensity is increased, the absorption of the medium and the linear absorption are no longer the same, and now the medium absorption curve will show hole burning phenomenon, and then it will show the gain phenomenon. At the same time, the nonlinear absorption is affected by the value of A . Even if the probe light is weak, the medium absorption will change the electromagnetic induction absorption into the gain phenomenon with the A value decreasing.

Keywords: electromagnetically induced absorption, nonlinear absorption, gain phenomenon, n-type four-level atomic system

PACS: 42.50.-p, 42.55.-f, 42.60-v

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Henan Province (Grant No. 072300410490), the Natural Science Research Plan of the Department of Education of Henan Province (Grant No. 2008B140009).

[†] E-mail: wli1217@sohu.com