

# 微波驱动精细结构能级跃迁引起的 电磁诱导负折射效应\*

李晓莉<sup>†</sup> 张连水 孙江 冯晓敏

(河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002)

(2010年11月10日收到; 2011年5月9日收到修改稿)

本文通过建立  $A$  形四能级原子系统, 研究了微波驱动精细结构能级跃迁引起的电磁诱导负折射效应. 微波场作用于基态精细结构能级之间, 与不同精细结构能级之间的电偶极矩或磁偶极矩发生耦合, 使系统在某些频率处呈现负折射特性. 同时, 两个耦合场各自激励一对基态和激发态之间的光学跃迁. 通过改变两个耦合场的频率失谐量控制负折射区域的频带宽度. 结果表明, 耦合场失谐时出现负折射特性的频率范围比耦合场共振时迅速缩小, 而且耦合场负失谐和正失谐时的变化规律不同.

**关键词:** 负折射, 微波场, 磁导率, 介电常数

**PACS:** 42.50.Gy, 42.50.Nn, 42.62.Fi, 42.65.Pc

## 1 引言

负折射材料是一种在特定的频率范围内磁导率和介电常数同时为负值的电磁材料. 该材料的折射率为负值, 由折射定律得出入射光线和折射光线在法线同侧. 在负折射材料中传播的电磁波的电场矢量、磁场矢量和波矢方向满足左手定则, 因此也被称作左手材料. 并且在这种材料中可以观察到逆多普勒效应、逆切伦柯夫辐射效应、完美透镜等很多神奇的物理现象. 负折射的概念最初是由 Veselago<sup>[1]</sup> 在 1968 年提出的. 20 世纪 90 年代, 人工周期性材料的发展推动了负折射材料的研究. 1998 年, Pendry 等<sup>[2]</sup> 提出了一种利用金属线和开口谐振环周期性规则排列来制作左手材料的设计思路. 直到 2000 年, Smith 等人<sup>[3]</sup> 利用铜线制成的环共振器和导线结构所组成的二维阵列制造出了世界上第一块在微波波段等效介电常数和等效磁导率同时为负数的介质材料, 为实现负折射率创造了条件.

目前实现负折射的方法有人工周期性材料, 手征介质, 光子晶体<sup>[4-6]</sup> 和光子共振. 前三种方法在构造介质原型时需采用高精度和高难度的工艺,

制造小于波长的微结构阵列具有极大的挑战性, 严重阻碍了负折射材料的发展; 最后一种方法基于光子的量子干涉在多能级系统中产生的电磁诱导负折射 (electromagnetically induced negative refraction, EINR) 效应, 介质模型简单, 而且利用多能级跃迁之间的量子相干更容易实现负折射区域的频带拓宽. 2004 年 Oktel 和 Müstecaplıoğlu<sup>[7]</sup> 对三能级系统和 2006 年 Thommen 和 Mandel<sup>[8]</sup> 对级联四能级系统中产生的 EINR 效应进行了研究, 奠定了 EINR 效应的理论研究基础. 2007 年 Zhang 等人<sup>[9]</sup> 对 V 形四能级系统和 2008 年郑军、刘正东等人<sup>[10]</sup> 对多种四能级系统中产生的 EINR 效应进行了研究, 进一步讨论了在量子干涉机理下介质的相对介电常数和相对磁导率发生的显著变化和实现负折射现象的条件, 以及介质在负折射频率范围内的性质变化. 2008—2009 年, 吉林大学的研究小组<sup>[11,12]</sup> 对存在自发辐射诱导相干和基于非相干抽运的四能级原子系统中满足的负折射条件进行了报道. 2009 年, 中科院长春光学精密机械与物理研究所<sup>[13]</sup> 对稀土离子掺杂材料中的量子相干负折射特性进行了研究, 为寻找实用性 EINR 材料提供了新方向. 2010 年, Liu 等人<sup>[14]</sup> 讨论了无吸收条件下

\* 国家自然科学基金 (批准号: 10804025), 河北省自然科学基金 (批准号: A2009000140) 和河北省高等学校科学研究项目 (批准号: 2011114) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: xiaolixiaoli001@yahoo.com.cn

实现 EINR 的新方法.

本文对 EINR 效应的研究是在微波驱动基态精细结构能级跃迁的  $\Lambda$  形四能级系统中进行的. 由于微波场具有引入便宜方便和频率容易调节的优点, 有利于电磁感应的同时产生. 进而通过改变耦合场的频率失谐量调控介质的介电常数和磁导率, 使其在不同的频率区间实现负折射. 另外, 微波场与多能级系统中其他光场相互耦合可以产生许多与电磁诱导透明和电磁诱导吸收相关的新的量子相干效应, 为实现吸收系数相对较小的负折射率和获得低损耗的负折射材料提供便利.

## 2 系统的建立

微波驱动基态精细结构跃迁的  $\Lambda$  形四能级系统如图 1 所示. 其中  $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$  对应基态的精细结构能级, 它们之间的弛豫速率很小 ( $10^{-3}$  量级); 激发态能级  $|4\rangle$  到  $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$  的粒子跃迁属于自发辐射, 它们之间的弛豫速率很大 (量级为 1). 引入频率为  $\omega_p$  的微波场驱动基态精细结构能级  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  跃迁, 同时引入频率为  $\omega_c$  和  $\omega_s$  的耦合场 1 和耦合场 2 分别激励  $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$  和  $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$  跃迁. 三场的拉比频率分别为  $\chi_p = \frac{\mathbf{E}_p \cdot \mathbf{d}_{32}}{\hbar}$ ,  $\chi_c = \frac{\mathbf{E}_c \cdot \mathbf{d}_{43}}{\hbar}$  和  $\chi_s = \frac{\mathbf{E}_s \cdot \mathbf{d}_{41}}{\hbar}$ . 系统中的  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  能级具有相同的宇称, 电偶极禁止, 存在磁偶极跃迁  $\mu_{21} = \langle 1 | \mu | 2 \rangle \neq 0$ . 为使介质中微波场的电磁感应同时产生, 能级间隔满足  $\omega_{32} \approx \omega_{21}$  [7].

在相互作用表象下, 考虑偶极近似和旋转波近似, 可得到相互作用的哈密顿量为

$$H_I = \hbar \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & -\Omega_s^* \\ 0 & \delta_s - \delta_c - \delta_p & -\Omega_p^* & 0 \\ 0 & -\Omega_p & \delta_s - \delta_c & -\Omega_c^* \\ -\Omega_s & 0 & -\Omega_c & \delta_s \end{bmatrix}.$$

代入密度矩阵方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [H_I, \rho] - \frac{1}{2} \{\Gamma, \rho\},$$

其中

$$\{\Gamma, \rho\} = \Gamma \rho + \rho \Gamma, \Gamma_{mj} = \Gamma_m \delta_{mj},$$

$\Gamma_m$  是能级  $|m\rangle$  的弛豫速率. 得到密度矩阵元的运动方程:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} = & i\Omega_s(\rho_{41} - \rho_{14}) + W_{41}\rho_{44} + \Gamma(\rho_{22} - \rho_{11}) \\ & + \Gamma(\rho_{33} - \rho_{11}), \end{aligned} \quad (1a)$$

$$\dot{\rho}_{22} = i\Omega_p(\rho_{32} - \rho_{23}) + W_{42}\rho_{44} - \Gamma(\rho_{22} - \rho_{11})$$

$$+ \Gamma(\rho_{33} - \rho_{22}), \quad (1b)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{33} = & i\Omega_p(\rho_{23} - \rho_{32}) + i\Omega_c(\rho_{43} - \rho_{34}) + W_{43}\rho_{44} \\ & - \Gamma(\rho_{33} - \rho_{22}) - \Gamma(\rho_{33} - \rho_{11}), \end{aligned} \quad (1c)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{44} = & i\Omega_s(\rho_{14} - \rho_{41}) + i\Omega_c(\rho_{34} - \rho_{43}) \\ & - W_{44}\rho_{44}, \end{aligned} \quad (1d)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{43} = & i\Omega_s\rho_{13} + i\Omega_c(\rho_{33} - \rho_{44}) - i\Omega_p\rho_{42} \\ & + (i\delta_c - \gamma_{43})\rho_{43}, \end{aligned} \quad (1e)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{42} = & i\Omega_s\rho_{12} + i\Omega_c\rho_{32} - i\Omega_p\rho_{43} \\ & + (i\delta_c + i\delta_p - \gamma_{42})\rho_{42}, \end{aligned} \quad (1f)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{41} = & i\Omega_s(\rho_{11} - \rho_{44}) + i\Omega_c\rho_{31} \\ & + (i\delta_s - \gamma_{41})\rho_{41}, \end{aligned} \quad (1g)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{32} = & i\Omega_p(\rho_{22} - \rho_{33}) + i\Omega_c\rho_{42} \\ & + (i\delta_p - \gamma_{32})\rho_{32}, \end{aligned} \quad (1h)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{31} = & i\Omega_p\rho_{21} + i\Omega_c\rho_{41} - i\Omega_s\rho_{34} \\ & + (i\delta_s - i\delta_c - \gamma_{31})\rho_{31}, \end{aligned} \quad (1i)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{21} = & i\Omega_p\rho_{31} - i\Omega_s\rho_{24} \\ & + (i\delta_s - i\delta_c - i\delta_p - \gamma_{21})\rho_{21}, \end{aligned} \quad (1j)$$

其中,  $\Omega_c = \chi_c/2$ ,  $\Omega_s = \chi_s/2$  和  $\Omega_p = \chi_p/2$ . 耦合场 1、耦合场 2 和微波场的频率失谐量分别为  $\delta_c = \omega_c - \omega_{43}$ ,  $\delta_s = \omega_s - \omega_{41}$  和  $\delta_p = \omega_p - \omega_{32}$ .  $\gamma_{ij}$  是能级  $|i\rangle$  和  $|j\rangle$  之间的相干失相速率. 激发态能级  $|4\rangle$  自发衰减到基态能级  $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$  的粒子数衰减速率分别为  $W_{41} = W_{42} = W_{43}$ ,  $W_{41} + W_{42} + W_{43} = W_4$ , 而  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  之间、 $|1\rangle$  和  $|3\rangle$  之间、 $|2\rangle$  和  $|3\rangle$  之间的粒子数弛豫速率均为  $\Gamma$ .

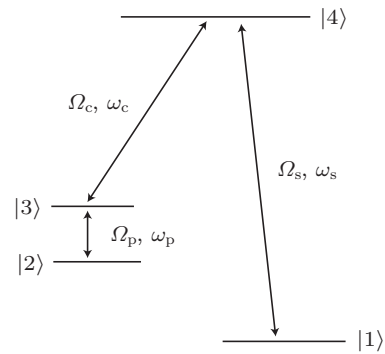


图 1  $\Lambda$  形四能级系统

微波场的电场部分与  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  能级产生电偶极作用, 设  $\mathbf{E}_p //$  电偶极矩  $\mathbf{d}_{32}$  [8], 电极化率张量简化为标量  $\alpha_e = \frac{|d_{32}|^2}{\epsilon_0 \hbar \Omega_p} \rho_{32}$ ; 微波场的磁场部分与  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  能级产生磁偶极作用,

设  $\mathbf{B}_p //$  磁偶极矩  $\boldsymbol{\mu}_{21}$  [8], 磁极化率张量简化为标量  $\alpha_m = \frac{\mu_0 c \mu_{21} d_{32}}{\eta \hbar \Omega_p} \rho_{21}$ . 其中  $\rho_{32}$  和  $\rho_{21}$  分别为与  $|2\rangle \Leftrightarrow |3\rangle$  和  $|1\rangle \Leftrightarrow |2\rangle$  能级跃迁相关的密度矩阵元,  $\varepsilon_0$  是真空介电常数,  $\mu_0$  是真空磁导率,  $c = \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$  是真空中光速,  $\hbar$  是约化普朗克常数,  $\eta$  代表  $\mathbf{E}_p$  和  $\mathbf{B}_p$  之间的偏转角, 它具有归一化的复数形式. 根据 Clausius-Mossotti 关系 [8], 系统相对介电常数和相对磁导率满足  $\varepsilon_r = 1 + N\alpha_e$ ,  $\mu_r = \frac{1}{1 - N\alpha_m}$ , 其中  $N$  为介质的原子数密度. 为简化计算, 设自发辐射系数  $W_4 = 1$ , 其他参量均以其为单位取相对值. 其中, 精细结构能级间的粒子数弛豫速率  $\Gamma = 10^{-3}$ , 原子电偶极矩、磁偶极矩、原子数密度以及电磁场偏转角的取值分别为  $d_{32} = 10^{-29} \text{ m} \cdot \text{C}$ ,  $\mu_{21} = \mu_B = 9.2732 \times 10^{-24} \text{ m}^2 \cdot \text{A}$ ,  $N = 2.5 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ ,  $\eta = 1$ . 考虑到本系统中的主要参数为复数, 故对参数取实部, 因此在  $\text{Re}(\varepsilon_r) < 0$  和  $\text{Re}(\mu_r) < 0$  同时成立的区域内, 介质折射率的表达式为  $\text{Re}(n) = \text{Re}(-\sqrt{\varepsilon_r \mu_r})$  [1], 满足负折射条件.

当微波场的拉比频率比较大时, 会出现复杂的非线性效应, 对最终结果产生干扰, 因此在本论文中只考虑弱场情况, 对微波场进行微扰处理, 将  $\rho_{32}$  和  $\rho_{21}$  求解至一级微扰解, 并最终得到  $\varepsilon_r$  和  $\mu_r$  的解.  $\rho_{32}$  和  $\rho_{21}$  的一级微扰解分别为

$$\begin{aligned}
 \rho_{32}^{(1)} &= \{i\Omega_p[(i\delta_c + i\delta_p - \gamma_{42})(-i\delta_s + i\delta_c + i\delta_p - \gamma_{21})(\rho_{33}^{(0)} - \rho_{22}^{(0)}) - \Omega_c \Omega_s \rho_{31}^{*(0)} + \Omega_s^2(\rho_{33}^{(0)} - \rho_{22}^{(0)}) - i\Omega_c(-i\delta_s + i\delta_c + i\delta_p - \gamma_{21})\rho_{43}^{(0)}]\} \times [(i\delta_c + i\delta_p - \gamma_{42}) \times (i\delta_p - \gamma_{32})(-i\delta_s + i\delta_c + i\delta_p - \gamma_{21}) + \Omega_c^2(-i\delta_s + i\delta_c + i\delta_p - \gamma_{21}) + \Omega_s^2(i\delta_p - \gamma_{32})]^{-1}, \\
 \rho_{21}^{(1)} &= \{i\Omega_p[\Omega_c \Omega_s(\rho_{33}^{(0)} - \rho_{22}^{(0)})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &- \rho_{31}^{(0)}(-i\delta_c - i\delta_p - \gamma_{42})(-i\delta_p - \gamma_{32}) \\
 &- i\Omega_s(-i\delta_p - \gamma_{32})\rho_{43}^{*(0)} - \Omega_c^2 \rho_{31}^{(0)}\} \\
 &\times [(-i\delta_c - i\delta_p - \gamma_{42})(-i\delta_p - \gamma_{32}) \\
 &\times (i\delta_s - i\delta_c - i\delta_p - \gamma_{21}) \\
 &+ \Omega_c^2(i\delta_s - i\delta_c - i\delta_p - \gamma_{21}) \\
 &+ \Omega_s^2(-i\delta_p - \gamma_{32})]^{-1},
 \end{aligned}$$

其中,  $\rho_{22}^{(0)}$ ,  $\rho_{33}^{(0)}$ ,  $\rho_{31}^{(0)}$  和  $\rho_{43}^{(0)}$  为零级解.

### 3 结果和讨论

为了更清楚的看到系统的负折射率区域, 我们对  $\text{Re}(n)$  随  $\delta_p$  的变化曲线作了处理, 剔除了系统的正折射率部分, 只保留了负折射率部分. 本文将主要讨论通过调谐两个耦合场的频率失谐量  $\delta_c$  和  $\delta_s$  来控制系统的负折射率区域. 取两个耦合场的拉比频率固定不变 ( $\chi_c = \chi_s = 1$ ), 图 2 至图 4 给出了耦合场 1 和耦合场 2 的频率失谐量取不同值时,  $\text{Re}(\varepsilon_r)$ ,  $\text{Re}(\mu_r)$  和  $\text{Re}(n)$  随微波场频率失谐量  $\delta_p$  的变化曲线.

图 2 给出了两个耦合场均共振 ( $\delta_c = \delta_s = 0$ ) 时,  $\text{Re}(\varepsilon_r)$ ,  $\text{Re}(\mu_r)$  和  $\text{Re}(n)$  随微波场频率失谐量  $\delta_p$  的变化曲线. 由图 2 可知, 两个耦合场均共振时, 在  $\delta_p = -0.6 \sim 0$  之间出现了负折射现象.

图 3 和图 4 为两个耦合场均负失谐或均正失谐且频率失谐量取值相等时,  $\text{Re}(\varepsilon_r)$ ,  $\text{Re}(\mu_r)$  和  $\text{Re}(n)$  随  $\delta_p$  的变化曲线. 其中, 图 3 取  $\delta_c = \delta_s = -0.2$ , 图 4 取  $\delta_c = \delta_s = 0.2$ . 图 3 显示在  $\delta_p = -0.6 \sim 0$  之间出现了负折射现象, 出现负折射的频率范围与两个耦合场均共振时 (图 2) 相似, 但负折射曲线被分割成两部分, 中间有一段没有出现负折射现象. 图 4 则显示在  $\delta_p = -0.6 \sim 0$  之间出现了负折射现象, 出现负折射的频率范围与两个耦合场均共振时 (图 2) 也相似, 但负折射曲线的形状发生了改变.

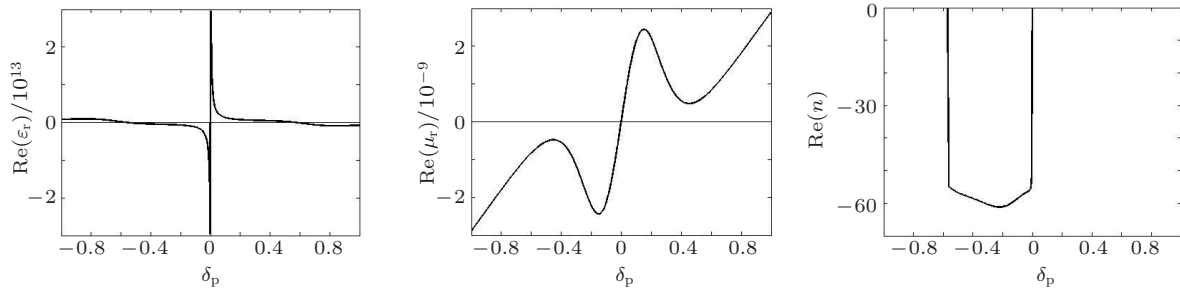


图 2  $\delta_c = \delta_s = 0$  时,  $\text{Re}(\varepsilon_r)$ ,  $\text{Re}(\mu_r)$  和  $\text{Re}(n)$  随  $\delta_p$  的变化曲线 (系统中其他参数分别为  $W_4 = 1$ ,  $\Gamma = 10^{-3}$ ,  $d_{32} = 10^{-29} \text{ m} \cdot \text{C}$ ,  $\mu_{21} = \mu_B = 9.2732 \times 10^{-24} \text{ m}^2 \cdot \text{A}$ ,  $N = 2.5 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ ,  $\eta = 1$ )

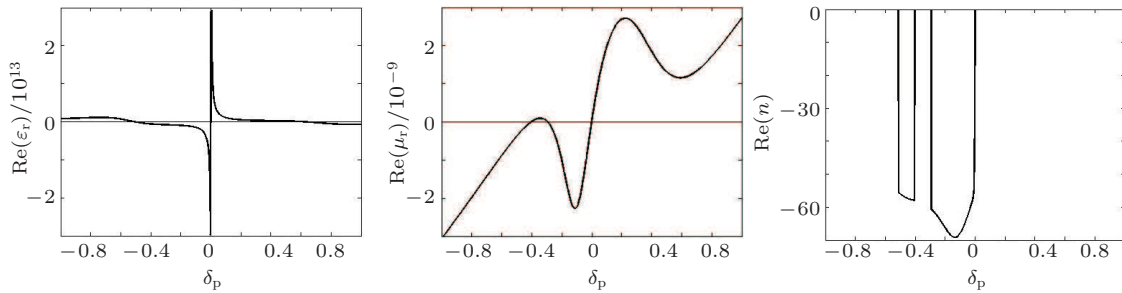


图3  $\delta_c = \delta_s = -0.2$  时,  $\text{Re}(\epsilon_r)$ ,  $\text{Re}(\mu_r)$  和  $\text{Re}(n)$  随  $\delta_p$  的变化曲线 (系统中其他参数同图 2)

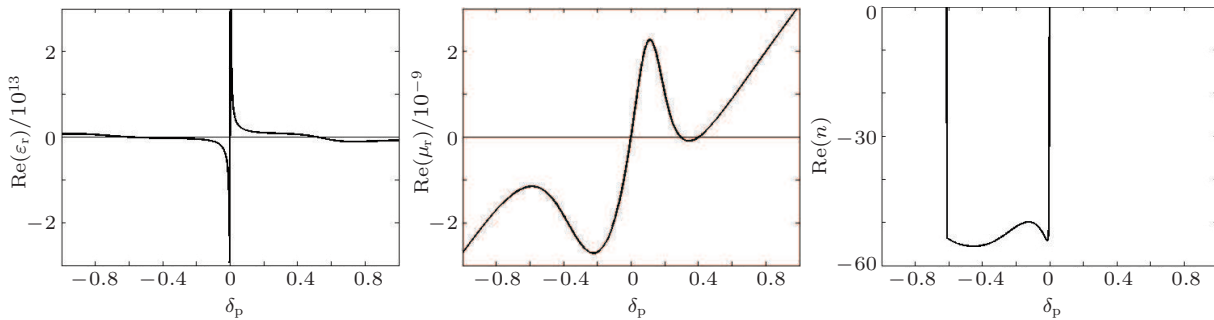


图4  $\delta_c = \delta_s = 0.2$  时,  $\text{Re}(\epsilon_r)$ ,  $\text{Re}(\mu_r)$  和  $\text{Re}(n)$  随  $\delta_p$  的变化曲线 (系统中其他参数同图 2)

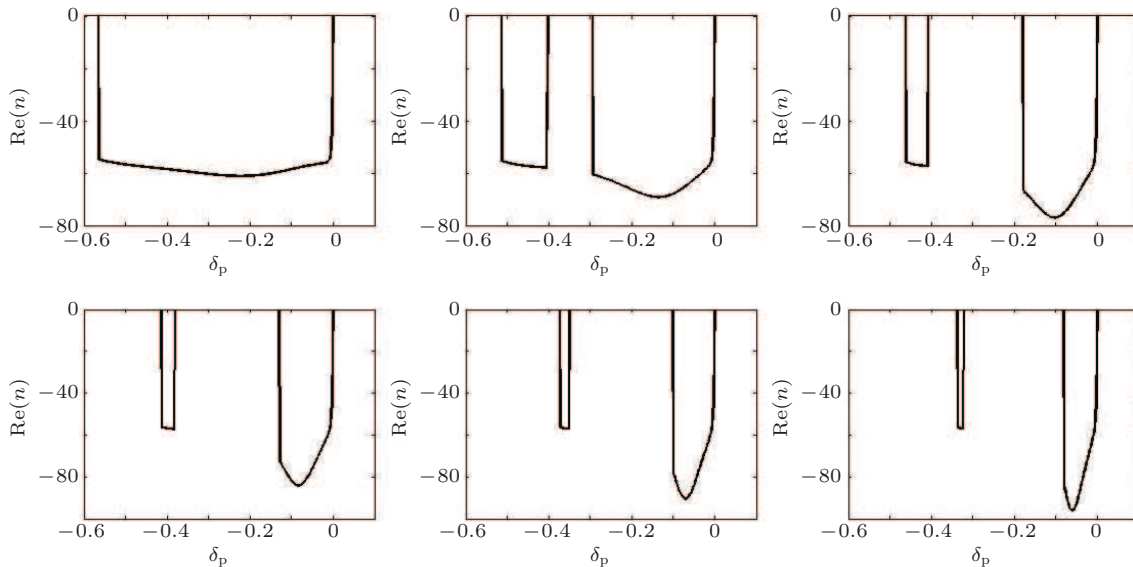


图5  $\delta_c = \delta_s = 0, -0.2, -0.4, -0.6, -0.8, -1.0$  时,  $\text{Re}(n)$  随  $\delta_p$  的变化曲线

为了更全面地了解两个耦合场的频率失谐量对系统负折射现象的影响规律, 以下部分将讨论两个耦合场均负失谐或均正失谐且频率失谐量取值相等的情况下, 随耦合场频率失谐量  $\delta_c$  和  $\delta_s$  增大时  $\text{Re}(n)$  的变化曲线. 图 5 给出两个耦合场均负失谐且频率失谐量  $\delta_c = \delta_s = 0, -0.2, -0.4, -0.6, -0.8, -1.0$  时  $\text{Re}(n)$  的变化曲线. 由图 5 可以看出, 当两个耦合场均共振时,

在  $\delta_p = -0.6 \sim 0$  之间出现了负折射现象, 中间没有间断. 而当两个耦合场均负失谐时, 负折射曲线被分割成两部分, 中间有一段没有出现负折射现象. 随着  $\delta_c$  和  $\delta_s$  的绝对值逐渐增大, 出现负折射现象的两部分曲线的频率范围都逐渐缩小. 其中, 右侧部分的最大频率总是固定在  $\delta_p = 0$ , 最小频率从  $\delta_p = -0.3$  逐渐增大到大于  $\delta_p = -0.1$ . 左侧部分的频率范围不但逐渐缩小而且发生右移,

当  $\delta_c = \delta_s = -0.2$  时其频率范围在  $\delta_p = -0.5$ — $-0.4$  附近, 而当  $\delta_c = \delta_s = -1.0$  时其频率范围移动到  $\delta_p = -0.4$ — $-0.3$  之间, 且频率范围缩小为很窄的一段. 同时, 由图 5 还可以得出, 随着  $\delta_c$  和  $\delta_s$  的绝对值逐渐增大, 曲线右侧部分的负折射率系数  $\text{Re}(n)$  的值逐渐减小, 介质的负折射效应逐渐增强, 而左侧部分  $\text{Re}(n)$  的值与两个耦合场均共振时差不多, 基本上没有发生变化.

图 6 给出两个耦合场均正失谐且频率失谐量  $\delta_c = \delta_s = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$  时  $\text{Re}(n)$  的变化曲线. 由图 6 可以看出, 当两个耦合场均共振或均负失谐时, 负折射现象出现在一段连续的频率范围内, 中间不发生间断. 随着  $\delta_c$

和  $\delta_s$  逐渐增大, 出现负折射现象的频率范围先慢慢增大到某一固定值后迅速缩小. 其中, 最大频率不随  $\delta_c$  和  $\delta_s$  改变, 总是固定在  $\delta_p = 0$ , 只是最小频率发生变化.  $\delta_c = \delta_s = 0.2$  时的最小频率达到  $\delta_p = -0.6$ , 比  $\delta_c = \delta_s = 0$  时的频率范围有所加宽. 当  $\delta_c = \delta_s = 0.4$  时负折射现象的频率范围增大到最大值, 最小频率在  $\delta_p = -0.6$  附近, 而当  $\delta_c = \delta_s = 0.6$  时曲线的最小频率突然增大到  $\delta_p = -0.3$ , 使出现负折射现象的频率范围缩小为  $\delta_c = \delta_s = 0.4$  时的一半. 随着  $\delta_c$  和  $\delta_s$  逐渐增大, 负折射现象的频率范围继续缩小. 同时, 由图 6 还可以得出, 随着  $\delta_c$  和  $\delta_s$  逐渐增大,  $\text{Re}(n)$  的值逐渐增大, 介质的负折射效应有所减弱.

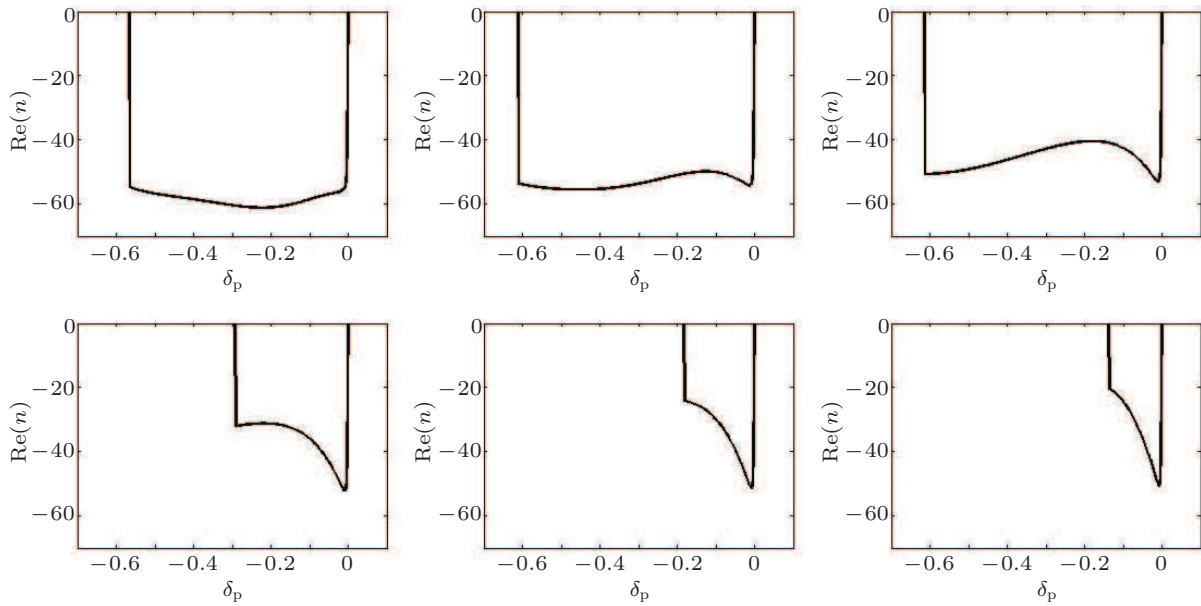


图 6  $\delta_c = \delta_s = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$  时,  $\text{Re}(n)$  随  $\delta_p$  的变化曲线

综合图 5 和图 6 可知, 无论两个耦合场均共振, 还是两个耦合场均负失谐或均正失谐且频率失谐量取值相等, 介质的负折射率区域总是出现在  $\delta_p < 0$  的范围内. 当两个耦合场均负失谐且频率失谐量取值相等时, 负折射曲线被分割成两部分, 随着  $\delta_c$  和  $\delta_s$  的绝对值逐渐增大, 出现负折射效应的频率范围逐渐缩小, 但是负折射率系数  $\text{Re}(n)$  逐渐减小, 介质的负折射效应逐渐增强. 当两个耦合场均正失谐且频率失谐量取值相等时, 负折射曲线连续, 随着  $\delta_c$  和  $\delta_s$  逐渐增大, 出现负折射现象的频率范围先慢慢增大到某一固定值后迅速缩小, 而且负折射率系数  $\text{Re}(n)$  逐渐增大, 介质的负折射效应有所减弱.

## 4 结论

本文对微波驱动基态精细结构跃迁的  $\Lambda$  形四能级系统的负折射特性进行了理论研究. 系统中微波场驱动基态精细结构能级跃迁, 与不同精细结构能级之间的电偶极矩或磁偶极矩发生耦合, 使系统的相对介电常数和相对磁导率在某一探测频率扫描范围内同时为负, 从而使系统在这些频率处呈现负折射特性, 因此微波场在本系统中起主导作用. 而两个耦合场在本系统中起控制作用, 当两个耦合场的拉比频率固定时, 通过改变其频率失谐量可以实现对负折射率区域的控制. 研究结果表明, 无论两个耦合场均共振, 还是均负失谐或均



正失谐, 系统都存在负折射率区域. 当两个耦合场均共振时, 出现负折射特性的频率范围较宽; 而当两个耦合场失谐作用时, 出现负折射特性的频率范围逐渐缩小. 而且两个耦合场负失谐和正失谐时其变化规律有所不同, 负失谐时的负折射曲线被分割成两部分, 随着耦合场失谐程度增大, 两部分曲线

的频率范围都迅速缩小, 而正失谐时的负折射曲线连续, 随着耦合场失谐程度增大, 整个曲线的频率范围沿探测频率的负方向迅速缩小. 该研究结果对采用电磁诱导的方法开发和研制负折射材料提供了新思路.

- [1] Veselago V G 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509
- [2] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, Stewart W J 1999 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47** 2075
- [3] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, Nemat-Nasser S C, Schultz S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184
- [4] Parimi P V, Lu W T, Vodo P, Srdhar S 2003 *Nature* **426** 404
- [5] Paremi P V, Lu W T, Vodo P, Sokoloff J, Derov J S, Sridhar S 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 127401
- [6] Moussa R, Foteinopoulou S, Zhang L, Tuttle G, Guven K, Ozbay E, Soukiolis C M 2005 *Phys. Rev. B* **71** 085106
- [7] Oktel M Ö, Müstecaplıoğlu Ö E 2004 *Phys. Rev. A* **70** 053806
- [8] Thommen Q, Mandel P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 053601
- [9] Zhang H J, Niu Y P, Gong S Q 2007 *Phys. Lett. A* **363** 497
- [10] Zhen J, Liu Z D, Zeng F H, Fang H J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7658 (in Chinese) [郑军, 刘正东, 曾福华, 方慧娟 2008 物理学报 **57** 7658]
- [11] Ba N, Gao J W, Fan W, Wang D W, Ma Q R, Wang R, Wu J H 2008 *Opt. Comm.* **281** 5566
- [12] Kang H X, Kou J, Su X M, Gao J Y 2009 *Acta Opt. Sin.* **29** 3498 (in Chinese) [康海霞, 寇军, 苏雪梅, 高锦岳 2009 光学学报 **29** 3498]
- [13] Liu C X, Zhang J S, Liu J Y, Jin G 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5778 (in Chinese) [刘春旭, 张继森, 刘俊业, 金光 2009 物理学报 **58** 5778]
- [14] Zhao S C, Liu Z D, Wu Q X 2010 *Opt. Comm.* **283** 3301

# Electromagnetically induced negative refraction induced by microwave field driving hyperfine levels transition\*

Li Xiao-Li<sup>†</sup> Zhang Lian-Shui Sun Jiang Feng Xiao-Min

(College of Physical Science and Technology, Hebei University, Baoding 071002, China)

(Received 10 November 2010; revised manuscript received 9 May 2011)

## Abstract

Electromagnetically induced negative refraction induced by microwave field driving hyperfine level transition is studied by proposing a quasi-lambda type four-level system. Negative refraction characteristics are observed when hyperfine levels within ground state are driven by a microwave field which interacts with electric dipole moment or magnetic dipole moment at different hyperfine levels. In addition, two optical transitions between ground state and excited state are driven by two coupling fields respectively, and the frequency bandwidth of negative refraction is controlled by the detuning of two coupling fields. It is shown that frequency bandwidth of negative refraction is much narrower under off-resonant coupling field than under the resonant coupling field and there is a significant difference in behavior between positively detuned coupling field and negatively detuned coupling field.

**Keywords:** negative refraction, microwave field, permeability, permittivity

**PACS:** 42.50.Gy, 42.50.Nn, 42.62.Fi, 42.65.Pc

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10804025), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant No. A2009000140), and the Scientific Project of Higher Education Institutions (Grant No. 2011114).

<sup>†</sup> E-mail: xiaolixiaoli001@yahoo.com.cn