

Er³⁺:YAIO₃ 晶体中 Λ 型四能级系统的量子相干左手性*

刘春旭^{1)†} 张继森¹⁾ 刘俊业¹⁾ 金光²⁾

1) 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所激发态物理重点实验室, 长春 130033)

2) 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 长春 130033)

(2008 年 12 月 9 日收到, 2009 年 1 月 13 日收到修改稿)

用相干量子干涉和电磁感应透明(Electromagnetically induced transparency, EIT)效应在 Er³⁺:YAIO₃ 晶体中计算得到了 Thommen, Mandel 和 Kastel 对原子气提出的 Λ 型四能级系统的负折射率. 计算结果得到的负折射率对应的频带宽度约为 1 MHz, 比先前报道的 10³ Hz 量级要宽得多. 通常而言对应于折射/吸收比 $|Re[n]/Im[n]| \approx 1$, 而计算所得结果是 $|Re[n]/Im[n]|$ 为 4.6, 表明吸收被 EIT 效应很好地抑制. $Im[n]$ 出现的负值可能与 Er³⁺ 的 ⁴I_{13/2} → ⁴I_{15/2} 跃迁的受激发射有关. 由此可知, 稀土离子掺杂材料具有丰富的能级和各种不同的电磁跃迁, 也是电磁感应负折射率材料中出色的应用材料的候选者.

关键词: 稀土掺杂晶体, 量子干涉, 电磁感应透明, 负折射率材料

PACC: 7630K, 4210W, 4225K

1. 引言

现有的材料通常具有正的介电常数 ϵ 和磁导率 μ , 其折射率可以简单地写为 $n = \sqrt{\epsilon\mu}$. 1967 年, Veselago^[1] 首先从 Maxwell 方程推导出存在 ϵ 和 μ 同时具有负值的情况, 从而存在负折射率 $n = -\sqrt{\epsilon\mu}$ 的材料(Negative refractive index material, NIM)的可能. 在这种介质里波矢 k , 电场 E 和磁场 H 形成左手系, 所以又称左手材料(left-handed material, LHM). 自然界不存在 ϵ 和 μ 同时为负的天然材料, 但其奇异的性质和潜在的用途, 特别是在完美透镜(perfect lens)和光遮蔽(即光隐身(optical cloaking)^[2])方面潜在的应用前景, 使得人们对这一领域越来越多地关注.

有一类负折射率材料是基于经典电磁理论构造的具有明显空间周期性的人造复合超常材料(metamaterial)^[3,4]、光子晶体^[5]和手性材料^[6]. 特别是最近报道的具有类渔网结构的可见光下负折射率材料^[7], 无疑是 NIM 在走向实际应用的道路上迈出

的一大步. 然而, 小于波长的微结构阵列的加工操作目前仍是一个挑战; 而且要得到在光频下的磁响应材料也是非常困难的. 获得 NIM 的另一种方式基于量子光学的多能级跃迁间量子干涉和相干. 2004 年 Oktel 和 Shen^[8,9] 各自提出用相干原子气实现量子相干的左手材料. Thommen 和 Mandel^[10] 以及 Kastel^[6] 提出了利用 EIT 抑制介质损耗. 而最有希望实用的是用量子干涉原子气四能级模型来产生左手材料.

本文在 Er³⁺:YAIO₃ 晶体中根据 Λ 型四能级模型用 EIT 下的量子相干实现固态 NIM. 与原子气介质相比, 固态 NIM 介质有以下明显的优点: 有高密度分子或离子, 体积小、结构紧凑, 无原子扩散(这对光存储特别重要); 制备简单和使用方便. 在固态介质中, 非常宽的光学线形和快速相干衰减使得相干的实现有一定的困难. 结果表明, 与产生负折射率对应的频带宽度为约 1 MHz. 这比以前的报道的约 0.2 MHz^[10,11] 和 1 kHz^[6] 宽得多. 吸收和损耗是实现和使用负折射率材料的最大障碍. 通常对应于折射/吸收比的 $|Re[n]/Im[n]| \approx 1$. 这里得到的结果是 $|Re[n]/Im[n]| = 4.6$, 表明吸收被 EIT 效应^[12] 过程

* 国家自然科学基金(批准号: 60308008, 10774142)资助的课题.

† E-mail: cxliu@ciomp.ac.cn

很好地抑制. $\text{Im}[n]$ 出现的负值可能与 Er^{3+} 的 $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ 跃迁的受激发射有关. 这些结果表明, 具有丰富的能级组态和电-磁跃迁的稀土离子掺杂材料是电磁感应负折射率材料走向的实用出色的候选者.

2. 模型描述

图 1 所示为稀土离子 Er^{3+} 掺杂的 YAlO_3 晶体, 对应于 Er^{3+} 的 $^4I_{15/2}$, $^4I_{13/2}$, $^4I_{9/2}$ 和 $^2H_{11/2}$ 能级组态的 Λ 型四能级模型. 能级 $|1\rangle$ ($|1\rangle \rightarrow |4\rangle$ 分别对应于 Er^{3+} 离子的 $^4I_{15/2}$, $^4I_{13/2}$, $^4I_{9/2}$ 和 $^2H_{11/2}$ 能级) 和 $|2\rangle$ 有相同宇称 $\mu_{12} = \langle 1|\hat{\mu}|2\rangle \neq 0$, 其中 $\hat{\mu}$ 是磁偶极算符. 能级 $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 具有相反宇称 $d_{34} = \langle 4|\hat{d}|3\rangle \neq 0$, 其中 \hat{d} 是电偶极算符. 场 E_c 和 E_d 分别耦合与驱动 $|2\rangle \rightarrow |4\rangle$ 和 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ 电偶极跃迁, 相应 Rabi 频率为 Ω_c 和 Ω_d ($\Omega_{ij} = d_{ij} \cdot E_j / 2\hbar$). 在 $|3\rangle \rightarrow |4\rangle$ 电偶极跃迁施加弱探测场 E_p , Rabi 频率为 Ω_p (定义如上). 这个模型有如下特点: 1) 电偶极跃迁 $|3\rangle \rightarrow |4\rangle$ 能级和磁偶极跃迁 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 能级不涉及共同能级态. 这一点很重要. 因为极大地增加了选择能级的自由度, 使这个模型比以前的更加实用. 2) 能级间隔^[13-15] 分别是 $\hbar\omega_{12} = 6600 \text{ cm}^{-1}$, $\hbar\omega_{34} = 6740 \text{ cm}^{-1}$, $\hbar\omega_{42} = 12650 \text{ cm}^{-1}$ 和 $\hbar\omega_{31} = 12250 \text{ cm}^{-1}$, 见表 1. 从而有简并条件: $\omega_{12} \approx \omega_{34}$, $\omega_{31} \approx \omega_{42}$. 相干 ρ_{12} 产生磁偶极振荡在频率 $\omega_{21} = \omega_{43}$ 时, 保证了同时调制介电常数 ϵ_r 和磁导率 μ_r . 3) 电和磁偶极跃迁的相干交叉耦合使探测场中电成分与相应的磁成分产生耦合.

在半经典理论框架下, 考虑偶极近似和旋转波近似相互作用的哈密顿量 (Hamiltonian) H_1 , 可以表示为

$$H_1 = -\hbar[\Omega_p|4\rangle\langle 3| + \Omega_c|4\rangle\langle 2| + \Omega_d|3\rangle\langle 1| + \text{H.c.}], \quad (1)$$

系统的密度算符的主运动方程可以写成

$$\dot{\rho} = \frac{-i}{\hbar}[H_1, \rho] - \frac{1}{2}\{\Gamma, \rho\}, \quad (2)$$

其中 $\{\Gamma, \rho\} = \Gamma\rho + \rho\Gamma$, $\Gamma_{mj} = \Gamma_m\delta_{mj}$, Γ_m 是能级 $|m\rangle$ 的弛豫速率. 展开方程 (2) 得到运动方程

$$\dot{\rho}_{44} = -(\Gamma_{43} + \Gamma_{42} + \Gamma_{41})\rho_{44} + i\Omega_c(\rho_{24} - \rho_{42}) + i\Omega_p(\rho_{34} - \rho_{43}), \quad (3a)$$

$$\dot{\rho}_{33} = \Gamma_{43}\rho_{44} - \Gamma_{31}\rho_{33} - \Gamma_{32}\rho_{33} + i\Omega_d(\rho_{13} - \rho_{31}) + i\Omega_p(\rho_{43} - \rho_{34}), \quad (3b)$$

$$\dot{\rho}_{22} = \Gamma_{42}\rho_{44} + \Gamma_{32}\rho_{33} - \Gamma_{21}\rho_{22} + i\Omega_c(\rho_{42} - \rho_{24}), \quad (3c)$$

$$\dot{\rho}_{43} = (\gamma_{43} + i\Delta_{43})\rho_{43} + i\Omega_p(\rho_{33} - \rho_{44}) + i\Omega_c\rho_{23} - i\Omega_d\rho_{41}, \quad (3d)$$

$$\dot{\rho}_{42} = -(\gamma_{42} + i\Delta_{42})\rho_{42} + i\Omega_c(\rho_{22} - \rho_{44}) + i\Omega_p\rho_{32}, \quad (3e)$$

$$\dot{\rho}_{41} = -(\gamma_{41} + i\Delta_{41})\rho_{41} + i\Omega_c\rho_{21} + i\Omega_p\rho_{31} - i\Omega_d\rho_{43}, \quad (3f)$$

$$\dot{\rho}_{32} = -(\gamma_{32} + i\Delta_{32})\rho_{32} + i\Omega_d\rho_{12} - i\Omega_c\rho_{34} + i\Omega_p\rho_{42}, \quad (3g)$$

$$\dot{\rho}_{31} = -(\gamma_{31} + i\Delta_{31})\rho_{31} + i\Omega_d(\rho_{11} - \rho_{33}) + i\Omega_p\rho_{41}, \quad (3h)$$

$$\dot{\rho}_{21} = -(\gamma_{21} + i\Delta_{21})\rho_{21} + i\Omega_c\rho_{41} - i\Omega_d\rho_{23}, \quad (3i)$$

$$\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1, \quad (3j)$$

$$\rho_{ij} = \rho_{ji}^*. \quad (3k)$$

这里 Γ_{ij} 代表布居从 $|i\rangle$ 到 $|j\rangle$ 自发辐射衰减, γ_{ij} 是 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 之间的总相干弛豫速率.

$$\begin{aligned} \gamma_{43} = \gamma_{34} &= (\Gamma_{41} + \Gamma_{42} + \Gamma_{43} + \Gamma_{32} + \Gamma_{31} + \gamma_{43}^{\text{dph}})/2, \\ \gamma_{42} = \gamma_{24} &= (\Gamma_{41} + \Gamma_{42} + \Gamma_{43} + \Gamma_{21} + \gamma_{42}^{\text{dph}})/2, \\ \gamma_{41} = \gamma_{14} &= (\Gamma_{41} + \Gamma_{42} + \Gamma_{43} + \gamma_{41}^{\text{dph}})/2, \\ \gamma_{32} = \gamma_{23} &= (\Gamma_{32} + \Gamma_{31} + \Gamma_{21} + \gamma_{32}^{\text{dph}})/2, \\ \gamma_{31} = \gamma_{13} &= (\Gamma_{32} + \Gamma_{31} + \gamma_{31}^{\text{dph}})/2, \\ \gamma_{21} = \gamma_{12} &= (\Gamma_{21} + \gamma_{21}^{\text{dph}})/2, \end{aligned} \quad (4)$$

γ_{ij}^{dph} 是 $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ 跃迁的量子相干的失相速率 Δ_{ij} 为

$$\Delta_{41} = \Delta_c + \Delta\omega_{42} + \Delta\omega_{21},$$

$$\Delta_{42} = \Delta_c + \Delta\omega_{42},$$

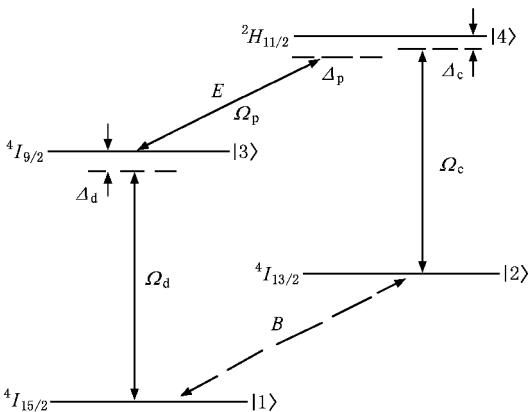


图 1 $\text{Er}^{3+}:\text{YAlO}_3$ 晶体中量子相干左手性 Λ 型四能级系统示意图

$$\begin{aligned}\Delta_{43} &= \Delta_p - \Delta_d + \Delta\omega_{42} - \Delta\omega_{32}, \\ \Delta_{31} &= \Delta_c - \Delta_p + \Delta_d + \Delta\omega_{32} + \Delta\omega_{21}, \\ \Delta_{32} &= \Delta_c - \Delta_p + \Delta_d + \Delta\omega_{32}, \\ \Delta_{21} &= \Delta\omega_{21},\end{aligned}$$

这里 $\Delta\omega_{ij}$ ($i, j = 1, 2, 3, 4$) 是跃迁频率对于相应非均匀谱线中心的偏差, 而 Δ_i ($i = c, d, p$) 分别是耦合、驱动和探测场的失谐.

在弱探测和稳态条件下, 由方程 (3) 得到 ρ_{43} 对探测场一级解和对其他 ρ_{ij} 探测场零级解

$$\begin{aligned}\rho_{43} &= \frac{i\Omega_p}{(\gamma_{43} + i\Delta_{43})D} 2\Omega_d^2 \gamma_{31} \\ &\times [2\gamma_{42}\Omega_c^2(\Gamma_{43} + \Gamma_{41} + \Gamma_2 - \Gamma_{32}) \\ &+ \Gamma_2\Gamma_4(\gamma_{42}^2 + \Delta_{42}^2)],\end{aligned}\quad (5)$$

$$\begin{aligned}\rho_{21} &= \frac{\Omega_p}{\Omega_c} \rho_{31}^{(0)} - \frac{\Omega_d}{\Omega_c} \rho_{43} \\ &= \frac{\Omega_p}{\Omega_c D} (i\gamma_{31} + \Delta_{31}) \Omega_d \\ &\times \{2\Omega_c^2 \gamma_{42} [(\Gamma_{32} + \Gamma_{31})\chi - \Gamma_{43} - \Gamma_{41} \\ &- \Gamma_2] + \Gamma_{32}\Gamma_{43}\} - \frac{\Omega_d}{\Omega_c} \rho_{43},\end{aligned}\quad (6)$$

其中

$$\begin{aligned}D &= \{8\gamma_{31}\gamma_{42}\Omega_c^2\Omega_d^2(\Gamma_{43} + \Gamma_{41} + \Gamma_{32} + \Gamma_2) \\ &- 2\Omega_c^2(\gamma_{31}^2 + \Delta_{31}^2)\gamma_{42}[\Gamma_3(\Gamma_4 + \Gamma_{42} + \Gamma_2) \\ &+ \Gamma_{32}\Gamma_{43}] + \Gamma_4(\gamma_{42}^2 + \Delta_{42}^2) \\ &\times [2\gamma_{31}\Omega_d^2(\Gamma_{32} + 2\Gamma_2) \\ &+ \Gamma_3\Gamma_2(\gamma_{31}^2 + \Delta_{31}^2)]\}.\end{aligned}\quad (7)$$

设在 EIT 中, 离子最初占据态 $|1\rangle$ 并有 $\Omega_c \gg \Omega_d > \Omega_p$, 强抽运近似. 如果选择探测场 E_p 平行于电偶极矩和它的极化方向, 那么复极化率张量 α_e 与电偶极矩关系为 $p(\omega_p) = \epsilon_0 \alpha_e(\omega_p) E_p(\omega_p)$. 复极化率张量 α_e 是标量

$$\alpha_e = \frac{d_{34}\rho_{43}}{\epsilon_0 E_p}.\quad (8)$$

考虑到局域场效应, 电极化系数和磁极化系数的 Clausius-Mossotti 关系^[11], 掺杂密度为 N 的系统的复电极化系数是

$$\chi_e = N\alpha_e \left(1 - \frac{N\alpha_e}{3}\right)^{-1}.\quad (9)$$

相关的介电常数可以写成

$$\epsilon_r = 1 + \chi_e.\quad (10)$$

应用 Maxwell 关系 $B = \mu_0(H + M)$ 以及 $B =$

$\mu_0 \mu_r H$, 可以得到相对磁导率 μ_r 为

$$\begin{aligned}\mu_r &= \mu/\mu_0 \\ &= \frac{1}{1 + N\mu_0 \chi(\omega_p) (1 + \chi_e(\omega_p)/3)},\end{aligned}\quad (11)$$

其中 $\chi(\omega_p)$ 是依赖于场 E_p 、磁偶极子 μ_{12} 和电偶极子 d_{43} 有关的系数. 在 Judd-Ofelt 理论的基础上^[16, 17], 我们计算了系数 $\chi(\omega_p)$. 如果核自旋和电子自旋可以忽略, 当离子的感应磁偶极子与探测光同相振动, 稀土离子对于探测场磁成分的响应将达到最大^[6]. $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 能级间的磁偶极矩为

$$\begin{aligned}\mu_{12} &= 1 \left| \frac{e\hbar}{2m_e c} (\hat{L} + 2\hat{S})_o^{(1)} \right| 2 \\ &= 4f^N \gamma S L M \left| \frac{e\hbar}{2m_e c} (\hat{L} + 2\hat{S})_o^{(1)} \right| 4f^N \gamma' S' L' M' \\ &= (-1)^{J+M} \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & 0 & M' \end{pmatrix} \\ &\times 4f^N \gamma S L \| (\hat{L} + 2\hat{S})^{(1)} \| 4f^N \gamma' S' L'\end{aligned}\quad (12)$$

其中 S 是自旋角动量量子数, L 是轨道角动量量子数, M 是磁量子数, γ 是附加量子数, 用来区分有相同 S 和 L 量子数的能级. 这里 $\begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & 0 & M' \end{pmatrix}$ 是一个 $3j$

符号^[18], $4f^N \gamma S L \| (\hat{L} + 2\hat{S})^{(1)} \| 4f^N \gamma' S' L'$ 是约化矩阵元. 方程 (12) 中的矩阵元用 Wigner-Eckart 理论来计算. 由磁偶极跃迁 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 的选择定则

$$\begin{aligned}S &= S' = 3/2, J' = J - 1 = 13/2, \\ &4f^N \gamma S L \| (\hat{L} + 2\hat{S})^{(1)} \| 4f^N \gamma' S' L' \\ &= \left[\frac{1}{4} (S + L + J + 1) \chi (S + L - J + 1) \right. \\ &\left. \times (S + J - L) \chi (J + L - S) \right]^{1/2}.\end{aligned}\quad (13)$$

按照选择定则, 相反宇称间的电偶极跃迁是允许的. 在一级近似下, $4f-4f$ 组态内不能发生电偶极跃迁, 因为 $f|\hat{d}_p|i = 0$. 而在吸收和发射光谱中观察到的多数跃迁是电偶极跃迁, 这是由于 $4f^N$ 电子态相反宇称态混杂到态 $|i\rangle$ 和 $|f\rangle$, 从而产生了非零的电偶极跃迁矩阵元. $f-f$ 跃迁的电偶极矩阵元是

$$\begin{aligned}d_{34} &= 4 |\hat{d}_p| 3 \\ &= \sum_{k,q} \sum_{\lambda} (2\lambda + 1) \chi(\lambda - 1)^{p+q} A_{kq} \\ &\times \begin{pmatrix} 1 & \lambda & k \\ p & -(p+q) & q \end{pmatrix} \\ &\times A' |U_{p+q}^{(\lambda)}| A' \chi(k, \lambda),\end{aligned}\quad (14)$$

其中 λ 为偶数 ,

$$\begin{aligned} \Xi(k, \lambda) = & 2 \sum_{n'l'} (2l+1)(2l'+1)(-1)^{l+l'} \\ & \times \begin{Bmatrix} 1 & \lambda & k \\ l & l' & l \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l & 1 & l' \\ 0 & 0 & 0 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l' & k & l \\ 0 & 0 & 0 \end{Bmatrix} \\ & \times \frac{nl|r|n'l' \quad nl|l^k|n'l'}{\Delta(n'l')} , \quad (15) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A' |U_{p+q}^{(\lambda)}| A = & \delta_{SS'} \sum_{M, M', j} a_M a_{M'} (-1)^{j-M+S+L+J+\lambda} \\ & \times \begin{pmatrix} J & \lambda & J \\ -M' & p+q & M \end{pmatrix} \\ & \times \begin{Bmatrix} L' & J & S \\ J & L & \lambda \end{Bmatrix} \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \\ & \times 4f^N \gamma' S' L' \parallel U^{(\lambda)} \parallel 4f^N \gamma S L , \quad (16) \end{aligned}$$

这里 $\begin{Bmatrix} 1 & \lambda & k \\ l & l' & l \end{Bmatrix}$ 是 $6j$ 符号^[18] .

表 1 列出了计算中使用的 Er³⁺ :YAIO₃ 晶体的一些参数^[8-11] .

表 1 Er³⁺ :YAIO₃ 晶体中的有关能级、寿命和跃迁速率 (其中 $N = 1.8 \times 10^{25}$ 约占 0.1at%)

跃迁	能量/cm ⁻¹	寿命/ms	速率/kHz	
² H _{11/2} → ⁴ I _{15/2}	19150	0.13	$\Gamma_{41} = 7.564$	$\gamma_{41} = 87.02$
² H _{11/2} → ⁴ I _{13/2}	12650	16.13	$\Gamma_{42} = 0.062$	$\gamma_{42} = 62.09$
² H _{11/2} → ⁴ I _{9/2}	6740	8.0	$\Gamma_{43} = 0.125$	$\gamma_{43} = 62.02$
⁴ H _{9/2} → ⁴ I _{15/2}	12250	0.02	$\Gamma_{31} = 50.0$	$\gamma_{31} = 400.1$
⁴ I _{9/2} → ⁴ I _{13/2}	8650	30.3	$\Gamma_{32} = 0.033$	$\gamma_{32} = 400.0$
⁴ I _{13/2} → ⁴ I _{15/2}	6600	7.14	$\Gamma_2 = 0.14$	$\gamma_{21} = 1.12$

3. 结果与讨论

相对介电常数的实部 Re[ϵ_r]和虚部 Im[ϵ_r]随探测场失谐 Δ_p 变化函数关系如图 2 所示, ω_p 是探测场频率. 选择外加电磁场, 使 $\Omega_c = 200$ MHz, $\Omega_d = 20$ MHz, $\Omega_p = 8.5$ MHz, 和 $\Delta_c = \Delta_d = 0$. 从图 2 可以看出, Im[ϵ_r]总是正的, 即表现为吸收. Re[ϵ_r]在 -321—157 kHz 的范围是负的, 实部的最大值是 5.1, 最小值达到 -3.

类似地, 相对磁导率的实部 Re[μ_r]和虚部 Im[μ_r]随失谐 Δ_p 的变化函数关系如图 3 所示, 使用与图 2 相同的 Rabi 频率和失谐参数. 从图 3 可以看出, Re[μ_r]在 Δ_p 的 -869—495 kHz 范围内取负值; Im[μ_r]在 -2000—212 kHz 范围内取正值, 表现为吸

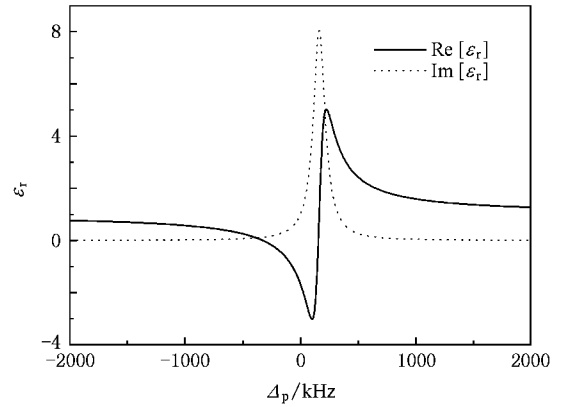


图 2 折射率实部(实线)和虚部(虚线)作为探测场失谐 Δ_p 函数的变化, 其中 $\Omega_c = 200$ MHz, $\Omega_d = 20$ MHz, $\Omega_p = 8.5$ MHz, 和 $\Delta_c = \Delta_d = 0$

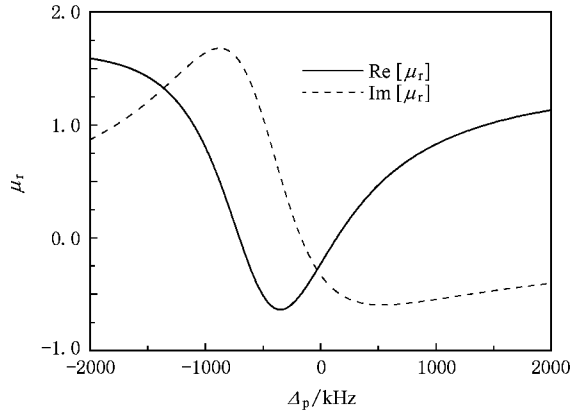


图 3 磁导率随探测场失谐函数 Δ_p 的关系, 磁导率实部为实线和虚部为虚线, 其中 $\Omega_c = 200$ MHz, $\Omega_d = 20$ MHz, $\Omega_p = 8.5$ MHz, 和 $\Delta_c = \Delta_d = 0$

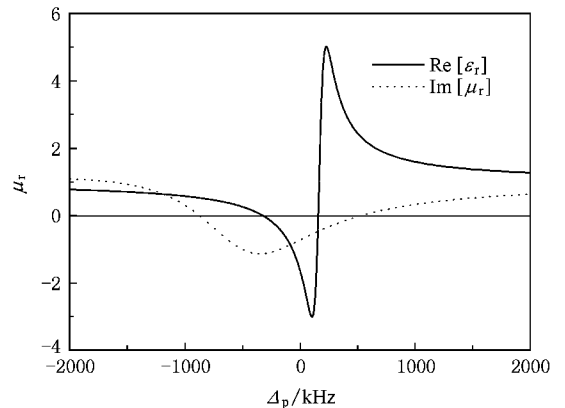


图 4 探测场失谐 Δ_p 函数的介电常数实部 Re[ϵ_r] (实线) 和磁导率实部 Re[μ_r] (虚线) ($\epsilon_r < 0$ 和 $\mu_r < 0$ 的频率范围具有左手性质)

收. $\text{Re}[\mu_r]$ 在 $\Delta_p = -351$ kHz 处有极值 $\text{Im}[\mu_r] = 0.05$.

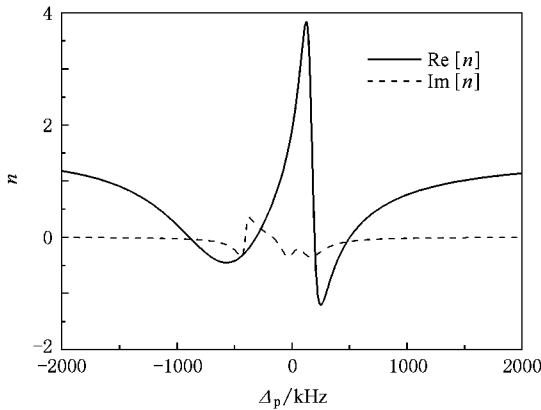


图5 折射率的实部(实线)与虚部与探测场失谐 Δ_p 的函数关系, 对应于 $n < 0$ 的频率带宽大约 1 MHz

对于所有因果材料(causal materials) ϵ 和 μ 都是频率的复函数. 这是因为介质中的极化对施加场不是即时响应, 而是依赖于施加场的历史. 当施加场频率接近材料振子的共振频率时, 响应将变得更明显. 在共振频率以下, 响应跟从施加场振荡即同位相. 在共振频率以上, 响应对于施加场是反相的. 如果共振频带足够尖锐, 它可能使有效 ϵ 和 μ 的实部同时为负. 要实现人造复合材料(即超材料(metamaterial))的 ϵ 和 μ 同时为负, 其制备困难, 体积大. 通过计算证明, 在普通的晶体中, 通过量子相干效应, 如 EIT,

也可以实现负值的 ϵ 和 μ . 从图 4 和 5 中得到同时满足 $\epsilon_r(\omega_p) < 0$ 和 $\mu_r(\omega_p) < 0$ 的范围约为 1 MHz, 比先前的报道宽得多. 在该范围内晶体表现出左手效应, 即负折射效应.

对于普适材料, 折射率被认为是复数, 其实部对应色散, 虚部 $\text{Im}[n]$ 是正的代表吸收. 它们的绝对值比表示材料色散与吸收的相对大小, $|\text{Re}[n]/\text{Im}[n]|$ 是接近 1^[6]. 从图 5 得到比值为 $|\text{Re}[n]/\text{Im}[n]| = 1.233/0.267 = 4.6$. 这表明吸收被明显地抑制了, 就是 EIT 机制在起作用. 对于负的 $\text{Im}[n]$, 可能与稀土离子 Er^{3+} 的 $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ 间受激发射产生的增益有关^[19].

4. 结 论

通过计算表明在稀土离子 Er^{3+} 掺杂的 YAIO_3 晶体中的 Λ 型四能级系统可以实现电磁感应左手效应. 在外加场作用下, $\text{Er}^{3+}:\text{YAIO}_3$ 中稀土离子 Er^{3+} 的能级结构满足了电磁感应透明的条件下实现负折射的条件. 得到在 $\epsilon_r(\omega_p) < 0$ 和 $\mu_r(\omega_p) < 0$ 条件下的大频带宽度(约 1 MHz)和减小的吸收. 由于大的损耗和吸收是负折射率材料的应用中的最大障碍, 获得宽频带范围内低损耗的 NIM 是很重要的. 进而表明具有丰富的能级和不同电磁跃迁的稀土离子掺杂材料是电磁感应负折射率材料的出色的实用候选者.

- [1] Veselago V G 1968 *Sov. Phys. Uspekhi*. **10** 509
- [2] Cai W S, Chettiar U K, Kildishev A V, Shalae V M 2007 *Nature Photon.* **1** 224
- [3] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, Stewart W J 1999 *IEEE Trans. Microw. Theory* **47** 2075
- [4] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, Nemat-Nasser S C, Schultz S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184
- [5] Berrie A, Mulot M, Swillo M, Qiu M, Thylen L, Talneau A, Anand S 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 073902
- [6] Kastal J, Fleischhauer M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 069301
- [7] Yao J, Liu Z W, Wang Y, Sun C, Bartal G, Stacy A, Zhang X 2008 *Science* **321** 930
- [8] Oktel M Ö, Müstecaplioglu Ö E 2004 *Phys. Rev. A* **70** 053806
- [9] Shen J Q, Ruan Z C, He S L 2004 *J. Zhejiang Uni. (Sci. Ed.)* **5** 1322
- [10] Thommen Q, Mandel P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 053601

- [11] Zeng F H, Liu Z D, Zheng J, Fang H J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2218 (in Chinese) [曾福华, 刘正东, 郑军, 方慧娟 2008 物理学报 **57** 2218].
- [12] Yuan S, Gao J Y 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1081 (in Chinese) [袁石, 高锦岳 2000 物理学报 **49** 1081].
- [13] Sardar D, Coeckelenbergh C, Yow R 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 033535
- [14] Kaminskii A A, Mironov V S, Kornienko A, Bagaev S N, Boulon G, Brenier A, Di Bartolo B 1995 *Phys. Stat. Sol. A* **151** 231
- [15] Weber M J, Varitimos T E, Matsinger B H 1973 *Phys. Rev. B* **8** 47
- [16] Judd B R 1962 *Phys. Rev.* **127** 750
- [17] Ofelt G S 1962 *J. Chem. Phys.* **37** 511
- [18] Rotenberg M, Bivins R, Metropolis N, Wooten K Jr 1959 *The 3j and 6j Symbols* (Cambridge: M.I.T. Press)
- [19] Huang Y L, Seo H J, Zhu W L 2005 *Phys. Stat. Sol.* **202** 462

The quantum coherent left handedness of Λ -type four level system in Er³⁺ :YAlO₃ crystal^{*}

Liu Chun-Xu^{1)†} Zhang Ji-Sen¹⁾ Liu Jun-Ye¹⁾ Jin Guang²⁾

¹⁾ *Key Laboratory of Processes of Excited States, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China*

²⁾ *Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China*

(Received 9 December 2008 ; revised manuscript received 13 January 2009)

Abstract

We first calculated the negative refractive index on the solid Er³⁺ :YAlO₃ crystal with a Λ -type four-level scheme proposed for atomic vapour by Thommen and Mandel and Kastel using quantum interference and electromagnetically induced transparency (EIT). It is shown that the frequency band with the negative index is wider (~ 1 MHz) than that reported previously. Usually, $\text{Im}[n]$ is always positive corresponding to absorption and the ratio of refraction to absorption, $|\text{Re}[n]/\text{Im}[n]|$ is only of the order of unity. In our case the ratio $|\text{Re}[n]/\text{Im}[n]| = 4.6$, which indicates that the absorption has been well suppressed by EIT approach. The negative $\text{Im}[n]$ may be related to the stimulated emission of $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ of rare earth ion Er³⁺. It indicates that the rare earth ion doped material with abundant energy levels and various electric and magnetic transitions is an outstanding and practical candidate for electromagnetically induced negative refractive index material.

Keywords : rare earth ion doped crystal, quantum interference, electromagnetically induced transparency, left-handed material

PACC : 7630K, 4210W, 4225K

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60308008, 10774142).

[†] E-mail : cxliu@ciomp.ac.cn