

磁单负材料板附近的原子的自发辐射场分布

秦黎 李泽亚 许静平 张利伟 羊亚平

Spontaneous emission field excited by an atom near the μ -negative metamaterials slab

Qin Li Li Ze-Ya Xu Jing-Ping Zhang Li-Wei Yang Ya-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 014206 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.014206

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.014206>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I1>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

光纤激光经过模清洁器后的强度噪声分析

Intensity noise analysis of a fibre laser after passing through an optical mode cleaner

物理学报.2014, 63(19): 194203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.194203>

基于普通汞灯光源的横向塞曼效应背景校正大气汞检测方法研究

New transverse Zeeman effect method for mercury detection based on common mercury lamp

物理学报.2014, 63(7): 074202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.074202>

自旋相干态变换和自旋-玻色模型的基于变分法的基态解析解

Spin coherent-state transformation and analytical solutions of ground-state based on variational-method for spin-Bose models

物理学报.2013, 62(11): 114205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.114205>

压缩真空中的电磁诱导透明

Electromagnetically induced transparency in squeezed vacuum

物理学报.2011, 60(2): 024204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.024204>

损耗对表面等离子体激元压缩态的影响

Effect of losses for squeezed surface plasmons

物理学报.2011, 60(2): 024203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.024203>

磁单负材料板附近的原子的自发辐射场分布*

秦黎¹⁾ 李泽亚¹⁾ 许静平^{1)†} 张利伟²⁾ 羊亚平¹⁾

1)(同济大学物理科学与工程学院, 先进微结构材料教育部重点实验室, 上海 200092)

2)(河南理工大学物理化学学院, 焦作 454000)

(2014年5月31日收到; 2014年9月15日收到修改稿)

本文研究了磁单负材料板附近的两能级原子通过自发辐射激发的表面模式及场强分布. 磁单负材料是有效介电常数大于零而磁导率小于零的人工微结构材料. 根据麦克斯韦方程及边界条件, 这种材料板只支持TE极化的表面模式. 本文分析了具有不同磁导率和厚度的磁单负材料板所支持的表面模的性质, 如模式数目和模式的对称性, 进而讨论了这些特性对原子自发辐射场的空间分布的影响. 结果表明原子与磁单负材料板的距离可影响辐射场中表面模的比重, 当表面模起主要贡献时, 在材料板左表面上原子辐射场呈定向发射的分布. 而材料板右表面的辐射场分布取决于表面模的对称性和比重, 如果同时存在对称和反对称的表面模, 右表面的场很弱甚至完全消失, 而如果只存在对称或反对称的表面模, 右表面会有与左表面等强度的辐射场分布. 这些性质与原子在金属表面的辐射场分布明显不同, 我们的结果对原子辐射场的空间控制以及实现简单结构的单光子源有积极意义.

关键词: 磁单负材料, 表面模, 自发辐射

PACS: 42.50.Nn, 42.50.Lc, 42.50.Md

DOI: 10.7498/aps.64.014206

1 引言

近年来, 特异材料的电磁特性及其对原子的自发辐射的影响, 引起了人们的广泛关注^[1-8]. 特异材料是一种有效介电常数或磁导率小于零的人工微结构材料, 主要包括左手性材料^[1,2]和单负材料^[3-5]. 左手性材料的理论最早由 Veselago 于 1968 年提出^[1], 它的有效折射率小于零, 具有负折射和相位补偿的特性. 近年来人们也提出了用有效介质理论等方法来制备三维的左手材料^[6], 用树状结构来实现双波段的左手材料^[7], 但是其要求有效介电常数和磁导率在同一频率范围内同时为负, 而且在光波波段的吸收很大, 制备比较困难. 而单负材料只要求其有效介电常数和磁导率这两个参量中的一个为负, 技术难度相对简单. 单负材料分

为两种: 电单负材料和磁单负材料. 一些金属在一定频率下, 就相当于电单负材料, 如金属等离子体, 微波铁氧体等. 而磁单负材料需要人工合成, 1999 年, Pendry 等利用劈裂谐振环 (splitting ring resonance) 增强磁共振效应获得了微波频段的人造磁单负材料^[8], 随后很多的工作致力于磁单负材料的实现. 2002 年, Marqués 等研究了各向异性的人工材料的磁电耦合特性^[9], 2004 年, Huang 等发现利用二维光子晶体材料的极化可以实现微米波长范围的负磁导率^[10]. 人们还用微加工技术制备出了远红外波段具有等效负磁导率的特异材料^[11], 用含共振单元的纳米结构得到了中红外波段的等效负磁导率的特异材料^[12]. 最近人们还研究了含单负材料一维扰动周期结构中的光子局域特性^[13]以及通过特异材料来实现对电磁波的操控^[14]. 除了关注特异材料对行波场的影响, 人们也开始研究

* 国家自然科学基金 (批准号: 11274242, 11474221)、国家自然科学基金委员会-中国工程物理研究院联合基金 (批准号: U1330203)、国家重点基础研究项目特别基金 (批准号: 2011CB922203, 2013CB632701)、中央高校基本科研业务费专项资金和河南省教育厅自然科学基金 (批准号: 14A140011) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xx_jj_pp@hotmail.com

各向异性特异材料波导中表面等离子体的共振性质^[15]以及特异材料所支持的表面模的性质. 表面模也称之为表面等离子体极化模(surface plasmon polariton, SPP), 是一种特殊的电磁模式, 其强度随着与界面的远离呈指数衰减, 在界面法线上的波矢分量为虚数. 通常情况下, 表面模只存在于金属表面, 1999年Ruppin先后分析了半无限^[16]以及有限厚度的左手性材料中的表面模式的性质^[17]. 根据麦克斯韦理论, 只要介电常数或磁导率小于零, 就会在其与真空的界面上存在表面模. 电单负材料比如一些特殊的金属, 只支持TM极化的表面模式^[18,19]. 左手材料板既可以支持TE极化的表面模也可以支持TM极化的表面模^[20]. 我们之前研究了左手性材料板的表面模对原子自发辐射率^[21]和自发辐射场^[22]的影响, 结果表明通过调节左手性材料的参数, 可以让左手性材料只支持TE极化的表面模, 从而原子在左手性材料表面激发的辐射场具有定向发射的性质, 另外我们也研究了两个原子在左手性材料板两侧的相干耦合和纠缠演化^[20], 表明如果能选择性的控制表面模的对称性质, 就可以让左手性材料板两侧的两个原子有强耦合或完全没有耦合, 从而控制其纠缠演化. 然而由于制备可见光波段的高性能的左手性材料有很大困难, 而磁单负材料只支持TE极化的表面模, 并且只要求磁导率在一定频率范围内为负, 实验上难度比较低. 因此用磁单负材料来实现上述的应用具有更大的可行性. 这篇文章我们主要讨论磁单负材料板对原子自发辐射场的空间分布的影响, 详细分析磁单负材料磁导率和厚度的变化对表面模性质的控制.

2 理论模型和方法

我们讨论一个跃迁频率为 ω_0 的两能级原子位于一个磁单负材料板的左侧, 板的左右两侧是真空, 如图1所示. 磁单负材料板的有效介电常数和磁导率分别为 ϵ_M 和 μ_M , 厚度为 d . 取磁单负材料板的左表面为 z 轴零点, 则其左右表面的 z 坐标分别为 $z_L = 0$ 和 $z_R = d$. 两能级原子的位置坐标为 $\mathbf{r}_a = (0, 0, z_a)$, 满足 $z_a < z_L$. 原子的偶极矩在 x - z 平面内, 表示为 $\mathbf{P}_a = P_a(\cos\alpha\mathbf{e}_x + \sin\alpha\mathbf{e}_z)$, 其中 α 为偶极矩与 x 轴的夹角. 为了研究偶极子激发的TE极化模式, 我们将采用 $\alpha = 0$, 即偶极矩平行于界面, 沿着 x 轴方向的情况. 整个系统的哈密顿量

在旋波近似下写为^[23]

$$\hat{H} = \sum_{\lambda=e,m} \int d^3\mathbf{r} \int_0^\infty d\omega \hbar\omega \hat{f}_\lambda^+(\mathbf{r}, \omega) \cdot \hat{f}_\lambda(\mathbf{r}, \omega) + \hbar\omega_0 \hat{\sigma}_z - \left[\hat{\sigma}^+ \mathbf{P}_a \cdot \int_0^\infty d\omega \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}_a, \omega) + \text{H.c.} \right], \quad (1)$$

其中右边第一项表示包含介质的电磁场的哈密顿量, 第二项表示两能级原子的哈密顿量, 第三项表示场和原子的相互作用哈密顿量. $\hat{f}_\lambda^+(\mathbf{r}, \omega)$ 和 $\hat{f}_\lambda(\mathbf{r}, \omega)$ 为含介质的场的产生和湮没算符, $\lambda = e$ 和 m 分别对应着电激发和磁激发. $\hat{\sigma}^+ = |u\rangle\langle l|$ 是两能级原子的泡利算符, 其中 $|u\rangle$ 为原子的上能级, $|l\rangle$ 为原子的下能级, $\mathbf{P}_a = \langle u| \hat{\mathbf{P}}_a |l\rangle$ 是原子的跃迁偶极矩, $\hat{\mathbf{E}}$ 是电场算符.

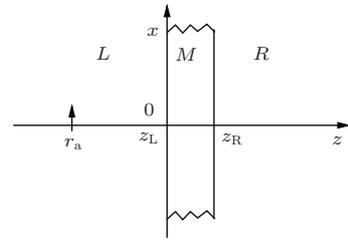


图1 结构示意图(黑色加粗的短箭头表示两能级原子)

电场算符 $\hat{\mathbf{E}}$ 通过经典磁场格林张量 \mathbf{G} 与噪声电流算符 $\hat{\mathbf{j}}_N$ 联系在一起^[24], 即

$$\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = i\omega\mu_0 \int d^3\mathbf{r}' \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \cdot \hat{\mathbf{j}}_N(\mathbf{r}', \omega), \quad (2)$$

$$\hat{\mathbf{j}}_N(\mathbf{r}, \omega) = \omega \sqrt{\frac{\hbar\epsilon_0}{\pi} \text{Im}\epsilon(\mathbf{r}, \omega)} \hat{\mathbf{f}}_e(\mathbf{r}, \omega) + \nabla \times \sqrt{-\frac{\hbar}{\pi\mu_0} \text{Im}\frac{1}{\mu(\mathbf{r}, \omega)}} \times \hat{\mathbf{f}}_m(\mathbf{r}, \omega). \quad (3)$$

初始时原子处于激发态 $|u\rangle$ 而电磁场处于真空态, 则系统在 t 时刻的波函数可以表示为

$$|\psi(t)\rangle = C_u(t) e^{-i\omega_0 t} |u, 0\rangle + \sum_{\lambda=e,m} \int d^3\mathbf{r} \times \int_0^\infty d\omega e^{-i\omega t} C_{\lambda l}(\mathbf{r}, \omega, t) \cdot |l, 1_\lambda(\mathbf{r}, \omega)\rangle, \quad (4)$$

其中态矢 $|u, 0\rangle$ 表示原子处于激发态, 电磁场处于真空态. 态矢 $|l, 1_\lambda(\mathbf{r}, \omega)\rangle$ 表示原子处于基态且有一个激子, $|1_\lambda(\mathbf{r}, \omega)\rangle = \hat{f}_\lambda^+(\mathbf{r}, \omega) |0\rangle$. 将哈密顿量

及波函数代入薛定谔方程, 在马尔科夫近似下得到原子处于上能级的概率振幅 $C_u(t)$ 满足^[21]

$$\dot{C}_u(t) = -\frac{1}{2}\gamma(\mathbf{r}_a)C_u(t), \quad (5)$$

其中

$$\gamma(\mathbf{r}_a) = \frac{2}{\varepsilon_0 \hbar} \frac{\omega_0^2}{c^2} \mathbf{P}_a \cdot \text{Im} \mathbf{G}(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_a, \omega_0) \cdot \mathbf{P}_a, \quad (6)$$

$\gamma(\mathbf{r}_a)$ 为原子的自发辐射率. $\text{Im} \mathbf{G}(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_a, \omega_0)$ 是原子处于 \mathbf{r}_a 位置, 格林张量在频率 ω_0 时的虚部. 经过简单推导, 在任意位置测量到的原子辐射场的强度满足

$$\begin{aligned} |E(r, t)|^2 &= \langle \psi(t) | \hat{\mathbf{E}}^+(r, t) \cdot \hat{\mathbf{E}}(r, t) | \psi(t) \rangle \\ &= \left| \langle 0 | \hat{\mathbf{E}}(r, t) | \gamma_0(t) \rangle \right|^2, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} |\gamma_0(t)\rangle &= \sum_{\lambda=e,m} \int d^3\mathbf{r} \int_0^\infty d\omega e^{-i\omega t} \\ &\quad \times C_{\lambda l}(\mathbf{r}, \omega, t) \cdot |1_\lambda(\mathbf{r}, \omega)\rangle \end{aligned}$$

表示电磁场态 (不包括原子态), 经过繁琐的推导, 我们得到

$$\begin{aligned} \langle 0 | \hat{\mathbf{E}}(r, t) | \gamma_0(t) \rangle \\ = i \frac{C_u(t)}{\varepsilon_0} \frac{\omega_0^2}{c^2} e^{-i\omega_0 t} \text{Im} \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_a, \omega_0) \cdot \mathbf{P}_a. \end{aligned} \quad (8)$$

可见原子的辐射场同时取决于原子上能态的概率振幅 $C_u(t)$ 以及电磁场格林张量 $\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_a, \omega_0)$. 根据 (5) 式, 原子概率振幅以衰减率 γ 呈指数衰减, 所以只需要考虑格林张量的空间分布, 我们就能知道原子辐射场的时空变化. 以下, 我们主要讨论原子辐射场的空间分布, 即计算

$$\begin{aligned} \frac{\langle 0 | \hat{\mathbf{E}}(r, t) | \gamma_0(t) \rangle}{i C_u(t)} \frac{\varepsilon_0}{c^2 \omega_0^2 P_a} \\ = \text{Im} \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_a, \omega_0) \cdot \frac{\mathbf{P}_a}{P_a}. \end{aligned} \quad (9)$$

对于图 1 的结构, 原子处于板的左侧, 则在板的左边 ($z \leq z_L$) 的格林张量为^[22]

$$\begin{aligned} \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_a, \omega_0) \\ = \frac{i}{2(2\pi)^2} \int d^2\mathbf{K}_\parallel \frac{1}{K_z} e^{i\mathbf{K}_\parallel \cdot (\rho - \rho_a)} \\ \times \sum_{q=\text{TE, TM}} \left\{ \left[e^{iK_z(z-z_a)} \mathbf{e}_{qL}^+ \mathbf{e}_{qL}^+ \Theta(z-z_a) \right. \right. \\ \left. \left. + e^{-iK_z(z-z_a)} \mathbf{e}_{qL}^- \mathbf{e}_{qL}^- \Theta(z_a-z) \right] \right\} \end{aligned}$$

$$+ e^{-iK_z(z-2z_L+z_a)} \mathbf{R}_{R\leftarrow L}^q \mathbf{e}_{qL}^- \mathbf{e}_{qL}^+ \}; \quad (10)$$

在板里面 ($z_L < z \leq z_R$), 格林张量为

$$\begin{aligned} \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_a, \omega_0) &= \\ \frac{i}{2(2\pi)^2} \int d^2\mathbf{K}_\parallel \frac{1}{K_z} e^{i\mathbf{K}_\parallel \cdot (\rho - \rho_a)} e^{iK_z(z_L - z_a)} \\ \times \sum_{q=\text{TE, TM}} t_{M\leftarrow L}^q \\ \times \frac{e^{iK_{Mz}(z-z_L)} \mathbf{e}_{qM}^+ + \mathbf{r}_{R\leftarrow M}^q e^{iK_{Mz}(z_R - z + d_0)} \mathbf{e}_{qM}^-}{1 - r_{L\leftarrow M}^q r_{R\leftarrow M}^q e^{2iK_{Mz}d_0}} \\ \times \mathbf{e}_{qL}^+. \end{aligned} \quad (11)$$

在板的右边 ($z > z_R$), 格林张量为

$$\begin{aligned} \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_a, \omega_0) \\ = \frac{i}{2(2\pi)^2} \int d^2\mathbf{K}_\parallel \frac{1}{K_z} e^{i\mathbf{K}_\parallel \cdot (\rho - \rho_a)} \\ \times e^{iK_z(z - z_R + z_L - z_a)} \\ \times \sum_{q=\text{TE, TM}} T_{R\leftarrow L}^q \mathbf{e}_{qR}^+ \mathbf{e}_{qL}^+, \end{aligned} \quad (12)$$

其中, K_\parallel 为平行于材料板的波矢分量, K_z 为垂直于材料板的波矢分量, 满足 $K_\parallel^2 + K_z^2 = \omega_0^2/c^2$, $K_\parallel^2 + K_{Mz}^2 = \varepsilon_M \mu_M (\omega_0^2/c^2)$. $z_L(z_R)$ 为材料的左(右)表面所在位置.

$$R_{R\leftarrow L}^q = r_{M\leftarrow L}^q + \frac{t_{M\leftarrow L}^q r_{R\leftarrow M}^q t_{L\leftarrow M}^q e^{2iK_{Mz}d_0}}{1 - r_{L\leftarrow M}^q r_{R\leftarrow M}^q e^{2iK_{Mz}d_0}}$$

和

$$T_{R\leftarrow L}^q = \frac{t_{M\leftarrow L}^q t_{R\leftarrow M}^q e^{iK_{Mz}d_0}}{1 - r_{L\leftarrow M}^q r_{R\leftarrow M}^q e^{2iK_{Mz}d_0}}$$

是 q 极化的电场从左边入射整个材料板的反射率和透射率, $r_{M\leftarrow L}^q$ 和 $t_{M\leftarrow L}^q$ 表示 q 极化的电场从左侧空间入射到材料板内在左表面上的反射系数和透射系数, 而 $r_{R\leftarrow M}^q$ 和 $t_{R\leftarrow M}^q$ 是 q 极化的电场从材料板内向右侧空间入射在右表面上的反射系数和透射系数, $r_{L\leftarrow M}^q$ 和 $t_{L\leftarrow M}^q$ 是 q 极化的电场从材料板内向左侧空间入射在左表面上的反射系数和透射系数. \mathbf{e}_{qL}^+ (\mathbf{e}_{qM}^-) 是在左侧真空 (材料板内) 电场向右 (左) 传播的波矢单位矢量.

有了电磁场格林张量, 我们就可以计算原子的辐射场的空间分布, 接下来我们讨论两能级原子的跃迁偶极矩在 $x-z$ 平面且沿着 x 方向, 即 $\mathbf{P}_a = P_a \mathbf{e}_x$ 的情况.

3 磁单负材料板表面模性质以及对原子自发辐射场分布的影响

这篇文章着重强调磁单负材料板的表面模对原子自发辐射场空间分布的影响, 因此我们先详细讨论一下磁单负材料所支持的表面模的性质. 金属的表面模式及其特性已经被详细研究^[25]. 对于图 1 的结构, 表面模在各个区域的波矢的 z 分量都是纯虚数, 从而使得电磁场的振幅随着与界面的远离呈指数衰减. 要存在表面模, 介电常数和磁导率其中至少一个要为负值. 特殊的金属可以看成是电单负材料, 而磁单负材料的有效介电常数大于零而磁导率小于零, 即 $\epsilon_M > 0$ 和 $\mu_M < 0$, 和电单负材料有相似的电磁性质. 电磁波在其中传播波矢为纯虚数, 只能以倏逝场的形式存在. 对于磁单负材料板的表面模, K_{\parallel} 的取值要大于 ω/c , 从而材料板两侧以及材料板内的波矢 z 分量均为纯虚数, 可分别表示为 $K_z = i\kappa_{0z}$ 和 $K_{Mz} = i\kappa_{Mz}$, 其中

$$\begin{aligned} \kappa_{0z} &= \sqrt{K_{\parallel}^2 - \omega_0^2/c^2}, \\ \kappa_{Mz} &= \sqrt{K_{\parallel}^2 - \epsilon_M \mu_M \omega_0^2/c^2}. \end{aligned}$$

当 K_{\parallel} 的取值使得方程

$$1 - r_{L \leftarrow M}^q r_{R \leftarrow M}^q e^{2iK_{Mz}d_0} = 0$$

表 1 (13) 式和 (14) 右侧中函数的性质分析

函数	$K_{\parallel} = \omega/c$	$K_{\parallel} = \infty$	单调性
$\kappa_{Mz} / \kappa_{0z}$	∞	1	递减
$\tanh(\kappa_{Mz}d/2)$	$\tanh[\sqrt{\omega^2/c^2(\mu_M + 1)}d/2] < 1$	1	递增
$\coth(\kappa_{Mz}d/2)$	$\coth[\sqrt{\omega^2/c^2(\mu_M + 1)}d/2] > 1$	1	递减

由表 1 可以得出, 当 K_{\parallel} 从 ω/c 增加到无穷大时, (13) 和 (14) 式的右边都由 $-\infty$ 变化到 -1 . 因为 $\mu_M < -1$, 所以不论材料板的厚度如何, (13) 和 (14) 式一定会在某一 K_{\parallel} 时有解, 也就是一定同时存在对称和反对称的表面模.

作为例子, 我们设定 $\epsilon_M = 1$ 和 $\mu_M = -2$, 并在图 2 中画出了表面模的传播常数 $K_{\parallel SPP}$ 随厚度的色散关系, 其中实线是 (14) 式的结果对应于反对称模, 而虚线是 (13) 式的结果对应于对称模. 可见在任意厚度, 对称模式和反对称模式都存在, 只是当

成立就意味着表面模存在, 而满足方程的 $K_{\parallel SPP}$ 就称作表面模的传播常数. 与金属不同, 磁单负材料板只支持 TE 极化的表面模式, 其表面极化模式色散关系为

$$\mu_M(\omega) = -\frac{\kappa_{Mz}}{\kappa_{0z}} \tanh\left(\frac{\kappa_{Mz}d}{2}\right), \quad (13)$$

$$\mu_M(\omega) = -\frac{\kappa_{Mz}}{\kappa_{0z}} \coth\left(\frac{\kappa_{Mz}d}{2}\right), \quad (14)$$

其中 (13) 式对应对称的表面模式, (14) 式代表反对称的表面模式. 而是否存在对称或反对称表面模取决于材料板的介电常数、磁导率和厚度. 通过对材料板参数的选取可以有目的的调控原子自发辐射场的空间分布.

为了对表面模的对称性进行详细分析, 我们讨论两种情况: 磁单负材料板参数为 $\mu_M < -1$ 和 $\epsilon_M = 1$ 以及 $-1 < \mu_M < 0$ 和 $\epsilon_M = 1$.

3.1 磁单负材料板参数为 $\mu_M < -1$ 和 $\epsilon_M = 1$

在这一参数范围内, 我们首先需要确定 (13) 式和 (14) 式是否有解, 或者在什么参数下有解, 从而可以对表面的对称性进行选择. 为此我们在表 1 中列出了 (13) 和 (14) 式右边相关函数随 K_{\parallel} 增加的函数单调性以及 $K_{\parallel} = \omega/c$ 和 $K_{\parallel} = \infty$ 时的函数值.

厚度 $d > 0.4\lambda$ 时, 两个模式发生简并. 传播常数的大小会影响两个表面模所占的比重, 当简并时对称和反对称模所占的比重一样, 而不简并时, 两个模式所占的比重不一样, 这取决于传播常数的大小以及原子的位置.

为了直观的显示原子自发辐射所激发的表面模之间的分布特点以及在辐射场中所占的比重, 我们引入如下的量 γ_{21} 来表示原子辐射场在 z 轴上的分布.

$$\frac{\gamma_{21}(z, z_a)}{\gamma_0} = \frac{6\pi c}{\omega_0} \mathbf{e}_x \cdot \text{Im}\mathbf{G}(z, z_a, \omega_0) \cdot \mathbf{e}_x, \quad (15)$$

其物理意义是 z 轴上位置为 z_a 且沿 x 方向的偶极子发出的辐射电场在位置 z 的 x 分量, 以真空自发辐射率 γ_0 为单位. 因此当 $z = z_a$ 时, 即 $\gamma_{21}(z_a, z_a)$ 表示原子的自发辐射率. 之所以只考虑 x 取向的偶极子和电场的 x 分量, 是因为磁单负材料板只支持 TE 极化的表面模, 而只有平行表面 (如 x 分量和 y 分量) 的偶极子能激发 TE 模式, 其辐射场在 z 轴上也只有平行表面的分量. 将原子置于位置 $z_a = -0.01\lambda$, 选取磁单负材料板的厚度分别为 $0.1\lambda, 0.2\lambda$ 和 0.4λ . 在这三种厚度情况下, 原子辐射场在 z 轴上的分布见图 3.

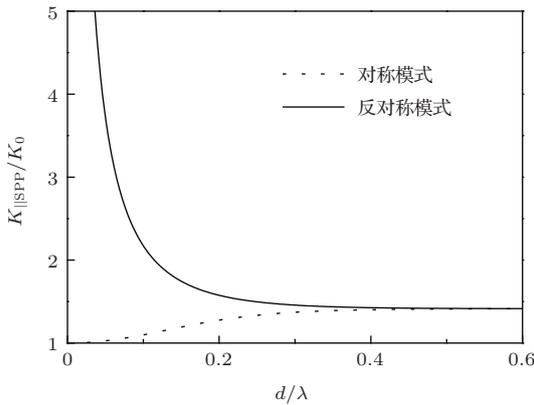


图2 表面模传播常数 $K_{\parallel\text{SPP}}$ 随磁单负材料板厚度 d 变化的色散关系

在图 3 中, 我们区分了两类表面模的贡献, 其中虚线对应于对称模的分布, 点划线对应于反对称模的分布, 而实线是包含表面模和行波场在内的总的场分布. 对于图 3(a), 磁单负材料板的厚度为 0.1λ , 从图 2 中可以知道反对称模式的传播常数要大于对称模式的传播常数, 从而辐射场中反对称模居主导地位, 总的辐射场受反对称模调制呈现准反对称的空间分布. 对于图 3(b), 厚度为 0.2λ , 从图 2 可知对称模式和反对称模式的传播常数相差较小, 因此对称模和反对称模在总场中的比重虽有差别, 但差别不大, 总的辐射场受到对称和反对称模的调制主要分布在材料板的左侧表面附近, 在右表面上场强较小. 而对于图 3(c), 材料板厚度为 0.4λ , 对称模式和反对称模式发生简并, 对称和反对称模占相同的比重, 它们在右表面附近的干涉使得总的辐射场只分布在材料板左表面附近, 在右表面完全没有辐射场分布, 见图 3(c) 的实线. 因此虽然在 $\mu_M < -1$ 和 $\epsilon_M = 1$ 这一范围磁单负材料始终都支持对称和反对称表面模, 但是可以通过对材料板厚度的调节改变它们所占的比重, 从而改变在材

料板右表面的场分布.

在图 4 和图 5 中我们分别计算了厚度为 0.1λ 和 0.4λ 的磁单负材料板附近偶极矩为 $\mathbf{P}_a = P_a \mathbf{e}_x$ 的原子置于 $z_a = -0.01\lambda$ 的自发辐射场强度的空间分布.

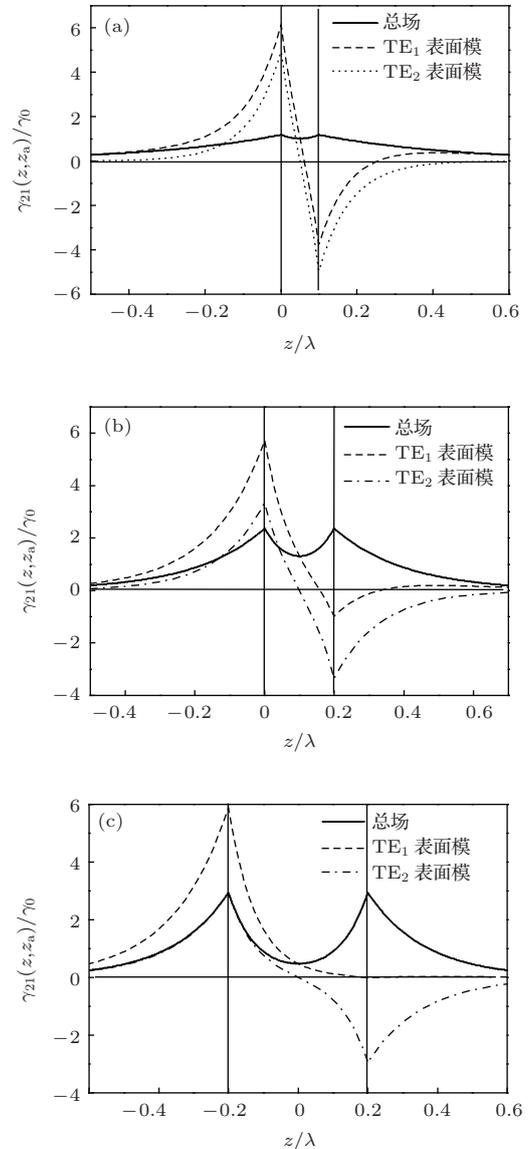


图3 磁单负材料板参数为 $\epsilon_M = 1$ 和 $\mu_M = -2$ 时, 归一化的 $\gamma_{21}(z, z_a)$ 随 z 的变化曲线 (a) $d = 0.1\lambda$; (b) $d = 0.2\lambda$; (c) $d = 0.4\lambda$

图 4 是材料板厚度为 $d = 0.1\lambda$ 的情况, 与图 3(a) 的分析一样, 辐射场在左右表面都有分布. 图 4(a) 是辐射场强度在 $y-z$ 平面的分布, 场强主要分布在表面附近, 说明表面模占主要贡献. 左表面附近的场强要强于右表面的场强. 图 4(b) 是辐射场强度在左表面上 ($z = 0$) 的分布, 由于对称和反对称模都是 TE 极化的模式, 原子的辐射场在表面上主要沿 y 方向传播, 其定向发射的程度要明显优

于自由真空的情况. 在右表面上 ($z = d$), 辐射场的分布也有一定的定向发射性质, 见图 4(c).

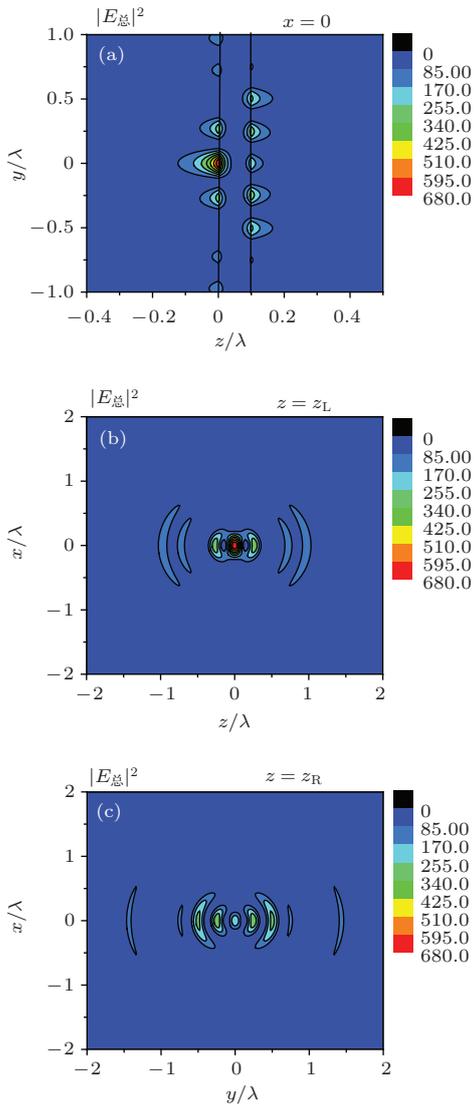


图4 (网刊彩色)原子位置为 $z_a = -0.01\lambda$, 磁单负材料板参数为 $\epsilon_M = 1$ 和 $\mu_M = -2$, 厚度 $d = 0.1\lambda$ 的情况下, 场强在不同平面的分布, 场强的结果以 $[\omega_0^3 P_0 |C_u(t)| / (8\pi^2 \epsilon_0 c^3)]^2$ 归一化 (a) y - z 平面; (b) 左表面; (c) 右表面

图 5 是磁单负材料板厚度为 $d = 0.4\lambda$ 的情况, 由于对称和反对称模简并具有相同的比重, 它们的相消干涉使得在材料板右表面附近几乎完全没有场分布, 见图 5(a) 和 (b), 辐射场强度只分布在左表面附近, 并在表面上主要沿 y 方向传播. 图 5(c) 清楚地显示了原子辐射场在左表面上的辐射场强度分布, 其定向发射性能要好于厚度为 0.1λ 的情况. 这是因为由于两个模式简并, 在左表面附近他们的分布完全一样. 从图 4 和图 5 我们可以得出结论, 磁单负材料板只支持 TE 极化的表面模, 因此

原子在其附近激发的表面模在左表面上呈现定向发射的现象, 而右表面上辐射场的分布取决于材料板的厚度, 不同的厚度, 对称和反对称模的贡献不同. 当厚度超过临界值时, 两个模式简并, 在右表面完全没有场分布.

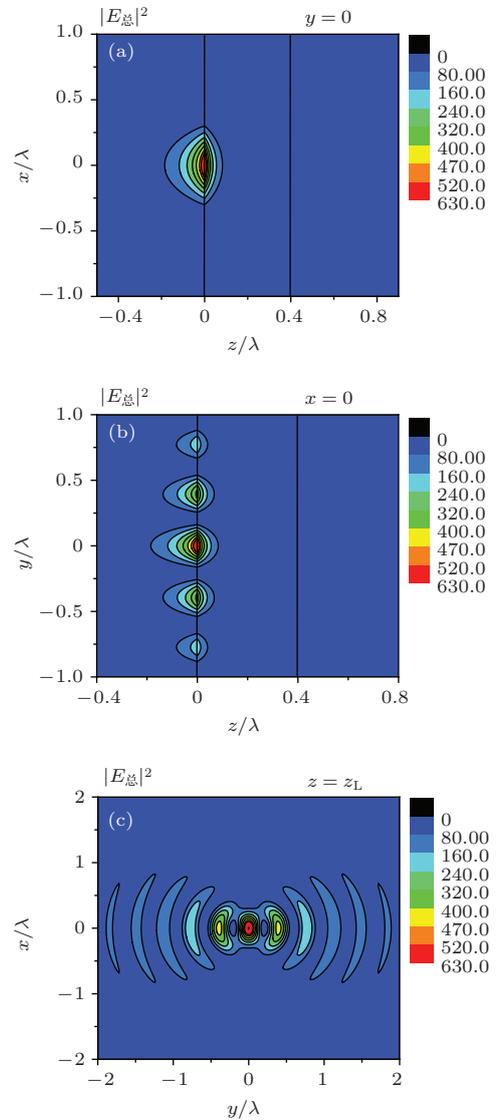


图5 (网刊彩色)原子位置为 $z_a = -0.01\lambda$, 磁单负材料板参数为 $\epsilon_M = 1$ 和 $\mu_M = -2$, 厚度 $d = 0.4\lambda$ 的情况下, 场强在不同平面的分布, 场强的结果以 $[\omega_0^3 P_0 |C_u(t)| / (8\pi^2 \epsilon_0 c^3)]^2$ 归一化 (a) x - z 平面; (b) y - z 平面; (c) 左表面

此外对称和反对称模比重的调节不仅可以通过材料板厚度的改变实现, 也可以通过改变原子与材料板的距离来实现. 例如对于厚度为 0.2λ 的磁单负材料板, 当原子位置为 $z_a = -0.01\lambda$ 时, 在材料板右表面仍然有场强分布, 见图 3(b). 现在我们将原子位置改变为 $z_a = -0.05\lambda$, 其所激发的辐射场强度空间分布见图 6, 可见通过改变原子位置使

对称和反对称模具有几乎相同的比重, 从而在右表面附近的场强几乎消失, 见图 6(a). 但对称和反对称模式的传播常数不同, 且区别不大, 它们的叠加使得在左表面上定向发射的性质(图 6(b))要弱于完全简并的情况(图 5(c)).

如果磁导率不同, 对原子自发辐射场空间分布的影响主要体现在达到对称和反对称模简并的临界厚度不同. 磁导率的绝对值越大, 临界厚度就越

小. 见图 7, 我们计算了 $\mu_M = -5$ 和 $\mu_M = -20$ 的传播常数随厚度的变化, 可见当 $\mu_M = -20$ 时临界厚度仅为 0.2λ .

因此对于磁导率绝对值很大的磁单负材料板, 原子在较厚的磁单负材料板附近激发的辐射场只分布在左表面附近, 并在左表面上具有很好定向发射性能, 这为实验和应用提供非常好的试验环境.

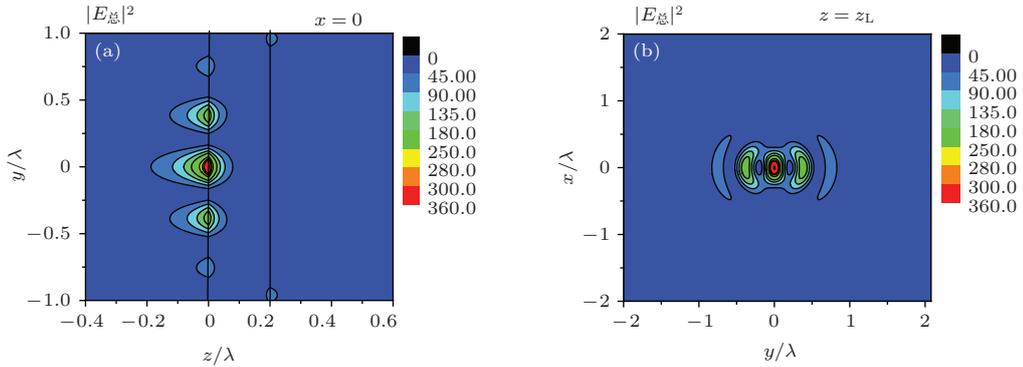


图 6 (网刊彩色) 原子位置为 $z_a = -0.05\lambda$, 磁单负材料板参数为 $\epsilon_M = 1$ 和 $\mu_M = -2$, 厚度 $d = 0.2\lambda$ 的情况下, 原子辐射场场强在空间不同平面的分布. 场强的结果以 $[\omega_0^3 P_0 |C_u(t)| / (8\pi^2 \epsilon_0 c^3)]^2$ 归一化 (a) y - z 平面; (b) 左表面

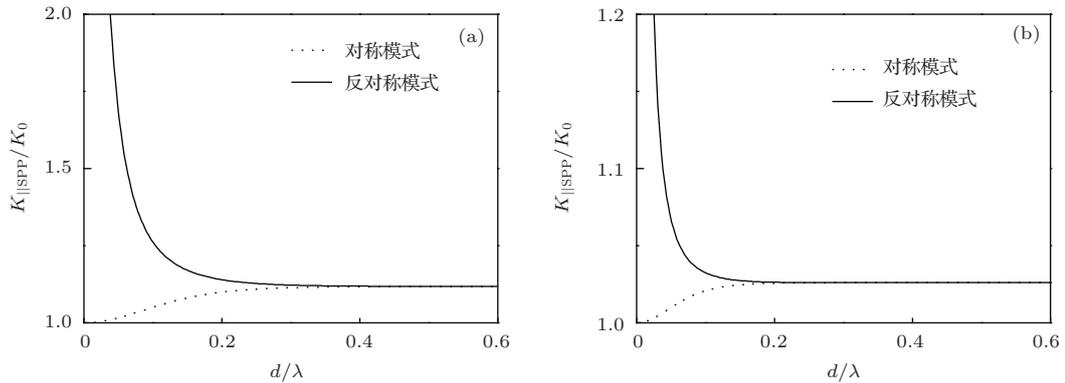


图 7 表面模传播常数 $K_{||SPP}$ 随磁单负材料板厚度 d 变化的色散关系 (a) $\epsilon_M = 1$ 和 $\mu_M = -5$; (b) $\epsilon_M = 1$ 和 $\mu_M = -20$

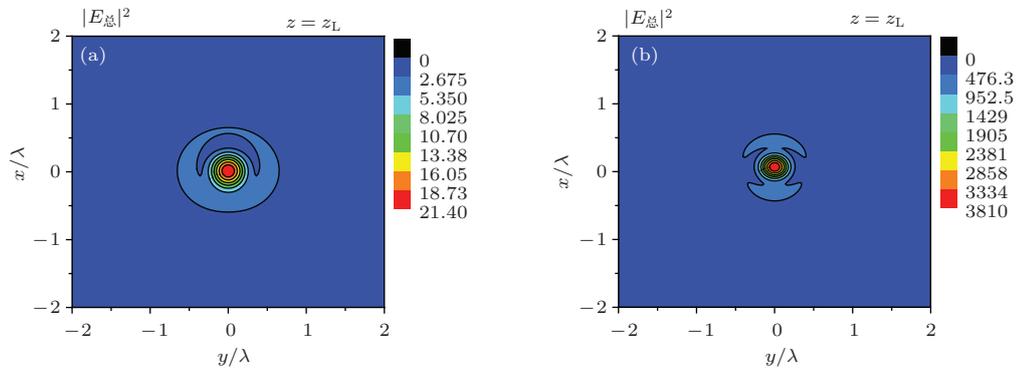


图 8 (网刊彩色) 原子辐射场场强在 (a) 电介质 ($\epsilon_M = 2$ 和 $\mu_M = 1$) 板左表面和 (b) 金属 ($\epsilon_M = -2$ 和 $\mu_M = 1$) 板左表面上的分布. 原子位置为 $z_a = -0.05\lambda$, 厚度 $d = 0.2\lambda$

作为对比, 我们计算一下原子在普通电介质板附近以及金属板附近的辐射场场强分布. 我们令原子偶极矩为 $\mathbf{P}_a = P_a(\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_z)/\sqrt{2}$ 放置在 $z_a = -0.05\lambda$, 电介质板的参数为 $\epsilon_M = 2$ 和 $\mu_M = 1$, 金属板的参数 $\epsilon_M = -2$ 和 $\mu_M = 1$, 厚度都为 $d = 0.2\lambda$. 则原子的辐射场场强在左表面的分布见图 8(a) 和 (b).

可见对于电介质和金属, 原子在其表面的辐射场分布都没有定向发射的性质. 在图 8 中, 原子偶极矩设定为 $\mathbf{P}_a = P_a(\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_z)/\sqrt{2}$ 而不是磁单负材料情况时的 $\mathbf{P}_a = P_a\mathbf{e}_x$, 这是因为对于金属, 只支持 TM 极化的表面模, 而各种取向的偶极子都可以耦合 TM 的表面模, 因此我们选取了 $\mathbf{P}_a = P_a(\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_z)/\sqrt{2}$ 这样不失一般性. 而对于磁单负材料, 它只支持 TE 极化的表面模, 而只有平行界面的偶极子可以耦合, 所以取 $\mathbf{P}_a = P_a\mathbf{e}_x$.

3.2 磁单负材料板参数为 $-1 < \mu_M < 0$, $\epsilon_M = 1$

上一节中我们讨论了 $\mu_M < -1$ 的情况, 由于不论厚度如何都同时存在对称和反对称表面模, 因此只有通过调整厚度来改变对称与反对称模的比重, 从而来控制原子辐射场在板右表面的分布.

当磁单负材料板的有效磁导率为 $-1 < \mu_M < 0$, $\epsilon_M = 1$ 时, 情况会发生改变. 见表 1, 如果函数 $\tanh(\kappa_M d) \cdot \kappa_M / \kappa_0$ 的最小值小于 $|\mu_M|$, 可以看出只有 (13) 式有解, 即只存在对称的表面模式. 为此我们计算了一个参数区间, 见图 9(a), 当磁单负材料板的厚度和磁导率满足阴影区域的取值时, 两个表面模都是对称模.

为了验证在阴影区域的参数只支持对称的表面模, 我们选取了两个情况: $\mu_M = -0.75$ 和 $d = 0.1\lambda$ 以及 $\mu_M = -0.85$ 和 $d = 0.1\lambda$. 当原子位置为 $z_a = -0.2\lambda$ 时, 原子辐射场在 z 轴上的分布分别见图 9(b) 和 (c). 可见, 表面模都是对称模. 对于图 9(b) 的情况, 原子辐射场基本都耦合到表面模中, 因此整个辐射场的分布受对称模的调制而成对称分布. 但是对于图 9(c) 的情况, 原子辐射场还有一部分通过行波场辐射出去, 由于行波场的影响, 使得原子辐射场在材料板左侧衰减很慢, 而在右侧衰减很快. 可见, 磁导率的大小会影响原子辐射场中行波场与表面模的相对比重.

图 10 中计算了图 9(b) 情况下, 原子辐射场场

强在 y - z 平面以及左右表面上的分布. 其两个对称表面模的传播常数分别为 $K_{||SPP}^{TE1} = 1.2764 K$ 和 $K_{||SPP}^{TE2} = 1.5757 K$. 由图 10(a) 可见, 由于表面模在总场中占绝对贡献, 原子辐射场场强也基本呈对称分布. 图 10(b) 为原子辐射场场强在磁单负材料板左表面上的分布, 与上一节的情况类似, 辐射场主要沿 y 轴向两侧发散, 由于两个表面模的传播常数不同, 其定向发射的效果没有两个表面模简并的情况好(对比图 5(c)). 图 10(c) 为原子辐射场场强在材料板右表面上的分布, 可见其强度与左表面基本相同, 但是右表面 $x = 0, y = 0$ 附近的强度要弱于左表面 $x = 0, y = 0$ 的强度, 这与图 9(b) 中左右表面辐射场的情况相对应.

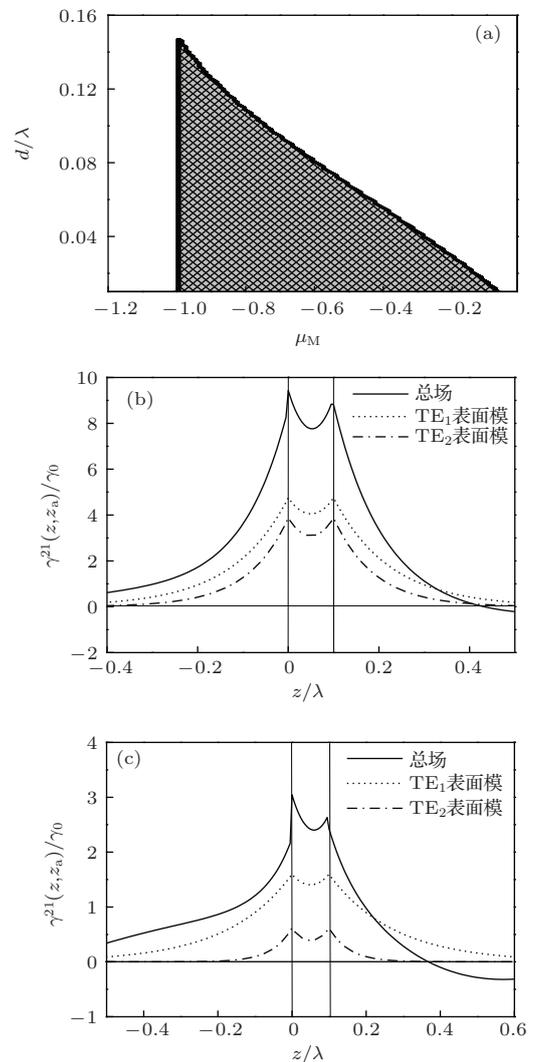


图 9 (a) $\epsilon_M = 1$ 时, 磁单负材料板的磁导率 μ_M 和厚度 d 落在阴影区域时只支持两个对称的表面模; (b) 原子位于 $z_a = -0.2\lambda$, 磁单负材料板为 $\mu_M = -0.75$ 和 $d = 0.1\lambda$ 时, 归一化的 $\gamma_{21}(z, z_a)$ 随 z 的变化曲线; (c) 原子位于 $z_a = -0.2\lambda$, 磁单负材料板为 $\mu_M = -0.85$ 和 $d = 0.1\lambda$ 时, 归一化的 $\gamma_{21}(z, z_a)$ 随 z 的变化曲线

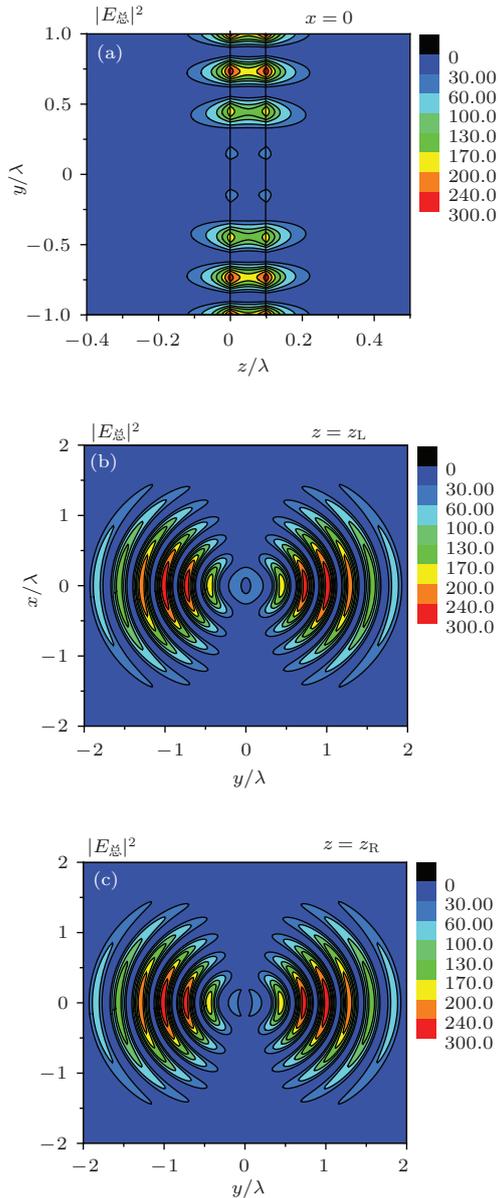


图 10 (网刊彩色) 原子位置为 $z_a = -0.2\lambda$, 磁单负材料板参数为 $\epsilon_M = 1$ 和 $\mu_M = -0.75$, 厚度为 $d = 0.1\lambda$ 的情况下, 原子辐射场场强在空间不同平面的分布. 场强的结果以 $[\omega_0^3 P_0 |C_u(t)| / (8\pi^2 \epsilon_0 c^3)]^2$ 归一化 (a) y - z 平面; (b) 左表面; (c) 右表面

图 11 中计算了图 9 (c) 情况下, 原子辐射场场强在 y - z 平面以及左右表面上的分布. 其两个对称表面模的传播常数分别为 $K_{||SPP}^{TE1} = 1.3536 K$ 和 $K_{||SPP}^{TE2} = 3.1395 K$. 由图 11 (a) 可见, 由于表面模在总场中并不占绝对贡献, 行波场还有一定比重, 所以原子辐射场场强在板两侧 ($y = 0$ 附近) 能够传播较远的距离, 行波场透过材料板向右传播的距离也要大于表面模的分布区域. 图 11 (b) 和 (c) 为原子辐射场场强在磁单负材料板左右表面上的分布, 辐射场主要沿 y 轴向两侧发散, 由于两个表面模的传播常数不同, 其定向发射的效果没有两个表面模

简并的情况好 (对比图 5 (c)), 但是由于这种情况下两个表面模的传播常数相差较大, 干涉效果不明显, 因此定向发射效果要好于图 10 (b) 的情况.

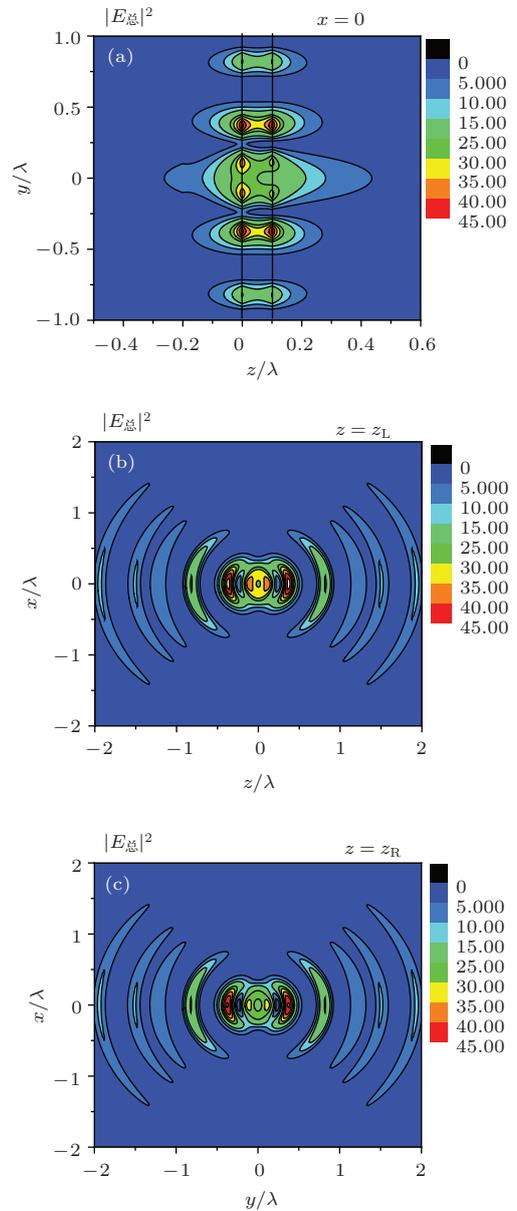


图 11 (网刊彩色) 原子位置为 $z_a = -0.2\lambda$, 磁单负材料板参数为 $\epsilon_M = 1$ 和 $\mu_M = -0.85$, 厚度为 $d = 0.1\lambda$ 的情况下, 原子辐射场场强在空间不同平面的分布 (a) y - z 平面; (b) 左表面; (c) 右表面

4 结 论

该工作研究了两能级原子在磁单负材料板附近的自发辐射场空间分布. 结果表明, 磁单负材料板所支持的表面模数目和性质能有效调控原子辐射场的空间分布. 当原子离材料板距离很近, 原子辐射场基本都耦合进表面模, 利用自发辐射可

以很容易激发表面模式. 而表面模的性质受磁单负材料板的磁导率和厚度的调制, 我们分别研究 $\mu_M < -1$, $\varepsilon_M = 1$ 和 $-1 < \mu_M < 0$, $\varepsilon_M = 1$ 两种不同参数范围的表面模的性质及其辐射场的空间分布. 对于 $\mu_M < -1$, $\varepsilon_M = 1$ 的情况, 同时存在对称模和反对称模, 它们的相对比重受厚度调制. 厚度较小时, 其中的一个占优势, 辐射场在左右两个表面都有分布. 厚度较大时, 两个模式简并, 具有相同比重, 其在右侧的相干相消使得在右表面和右部空间几乎没有场强分布, 同时在左表面呈现非常好的定向发射性质. 对于 $-1 < \mu_M < 0$, $\varepsilon_M = 1$ 的情况, 在特定厚度只存在对称的表面模, 这使得原子的辐射场在左右表面都有分布, 但由于两个表面模的传播常数不同, 它们在左右表面叠加所展现的定向发射效果没有简并的情况好. 进一步的研究表明, 对于介电常数为1的磁单负材料, 磁导率越接近 -1 , 两个表面模的传播常数越容易简并, 原子在其附近激发的辐射场在界面上的分布定向发射的效果越良好. 这种性质对于利用原子自发辐射设计高效单光子源有积极作用.

参考文献

- [1] Veselago V G 1968 *Soviet Physics Usp.* **10** 509
- [2] Sun Y Z, Ran L X, Wang D X, Wang W G, Chen Q L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4602 (in Chinese) [孙永志, 冉立新, 王东兴, 王伟光, 陈秋林 2010 物理学报 **59** 4602]
- [3] Pendry J B, Holden A J, Stewart W J, Youngs I 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4773
- [4] Alù, Engheta N 2003 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **51** 2558
- [5] Zhang L W, Wang Y Z, He L, Xu J P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6106 (in Chinese) [张利伟, 王佑贞, 赫丽, 许静平 2010 物理学报 **59** 6106]
- [6] Zang Y Z, He M X, Gu J Q, Tian Z, Han J G 2012 *Chin. Phys. B* **21** 117802
- [7] Xu H X, Wang G M, Wang J F, Yang Z M 2012 *Chin. Phys. B* **21** 124101
- [8] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, Stewart W J 1999 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47** 2075
- [9] Marqués R, Medina F, Rafi-El-Idrissi R 2002 *Phys. Rev. B* **65** 144440
- [10] Huang K C, Povinelli M L, Joannopoulos J D 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 543
- [11] Moser H O, Casse B D F, Wilhelmi O, Saw B T 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 063901
- [12] Zhang S, Fan W J, Minhas B K, Frauenglass A, Malloy K J, Brueck S R J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 037402
- [13] Liu D M, Han P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7066 (in Chinese) [刘冬梅, 韩鹏 2010 物理学报 **59** 7066]
- [14] He Q, Sun S L, Xiao S Y, Li X, Song Z Y, Sun W J, Zhou L 2014 *Chin. Phys. B* **23** 047808
- [15] Zhang L W, Zhao Y H, Wang Q, Fang K, Li W B, Qiao W T 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 068401 (in Chinese) [张利伟, 赵玉环, 王勤, 方恺, 李卫彬, 乔文涛 2012 物理学报 **61** 068401]
- [16] Ruppin R 2000 *Phys. Lett. A* **277** 61
- [17] Ruppin R 2001 *J. Phys. Condens. Matter* **13** 1811
- [18] Chang D E, Sorensen A S, Hemmer P R, Lukin M D 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 053002
- [19] Ritchie R H 1957 *Phys. Rev.* **106** 874
- [20] Xu J P, Al-Amri M, Yang Y P, Zhu S Y, Zubairy M S 2011 *Phys. Rev. A* **84** 032334
- [21] Xu J P, Yang Y P, Lin Q, Zhu S Y 2009 *Phys. Rev. A* **79** 043812
- [22] Xu J P, Yang Y P, Zhu S Y 2010 *J. Mod. Opt.* **57** 1473
- [23] Ringler M, Schwemer A, Wunderlich M, Nichtl A, Kurzinger K, Klar T A, Feldmann J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 203002
- [24] Dung H T, Buhmann S Y, Knöll L, Welsch D G, Schell S, Kastel J 2003 *Phys. Rev. A* **68** 043816
- [25] Otto A 1968 *Z. Phys.* **216** 398

Spontaneous emission field excited by an atom near the μ -negative metamaterials slab*

Qin Li¹⁾ Li Ze-Ya¹⁾ Xu Jing-Ping^{1)†} Zhang Li-Wei²⁾ Yang Ya-Ping¹⁾

1) (MOE Key Laboratory of Advanced Micro-Structured Materials, School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China)

2) (School of Physics and Chemistry, Henan Polytechnic University, Jiaozuo 454000, China)

(Received 31 May 2014; revised manuscript received 15 September 2014)

Abstract

This paper discusses the spontaneous emission field of a two-level atom near a μ -negative metamaterial(MNG) slab, in which the surface modes are excited. the μ -negative metamaterial is a kind of artificial-microstructured materials possessing effective negative permeability and positive permittivity. According to Maxwell's equations and boundary conditions, the MNG slab supports only TE-polarized surface modes. We analyze the properties of the surface mode, i.e. the number of the surface mode and its symmetry or antisymmetry profiles, supported by the MNG slab with different permeability and thickness, and then study the influence of these characteristics on the spatial distribution of the spontaneous emission field in detail. Results show that the distance between the atom and the slab can affect the ratio of surface mode to the total atomic emission field. When the surface mode plays the dominate role, the spontaneous emission field of the atom on the nearest surface of MNG slab are directionally propagating along y -axis if the atomic dipole is along x -axis due to the TE-polarized surface mode. The atomic emission field on the other surface depends on the symmetry of the surface modes and their percentage. If the symmetric and antisymmetric surface modes coexist, the field intensity on the right surface is weakened or even disappears completely, but if there exists only symmetric or antisymmetric surface mode, the field intensity on the right surface is nearly identical with that on the left surface. These phenomena are significantly different from the case of atoms near a metal slab or a dielectric slab. Our results are useful for the controllable atomic emission and have potential application to the single-photon source.

Keywords: μ -negative metamaterials, surface mode, spontaneous emission

PACS: 42.50.Nn, 42.50.Lc, 42.50.Md

DOI: 10.7498/aps.64.014206

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274242, 11474221), the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics (Grant No. U1330203), the National Key Basic Research Special Foundation of China (NKBRFC) (Grant Nos. 2011CB922203, 2013CB632701), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, Foundations of Henan Educational Committee, China (Grant No. 14A140011).

† Corresponding author. E-mail: xx_jj_pp@hotmail.com