

各向异性光子晶体中 Λ 型原子的自发辐射性质*

黄仙山[†] 谢双媛 羊亚平

(同济大学物理系, 上海 200092)

(2005 年 3 月 4 日收到, 2005 年 7 月 4 日收到修改稿)

讨论了各向异性光子晶体中 Λ 型三能级原子的辐射性质. 研究发现, 原子上能级与光子晶体带边的相对位置和两低能级相对位置将直接影响原子的动力学性质及其周围辐射场的性质. 通过数值计算和理论分析, 得到了光子晶体中原子周围辐射场在不同位置随时间演化的图像, 并讨论了光子晶体对原子辐射谱的影响.

关键词: 光子晶体, 辐射场, 辐射谱

PACC: 4250, 3280, 4270

1. 引 言

近年来, 对光子晶体材料的研究成为一个新的领域. 光子晶体^[1]是一种人工设计的具有光子能带和能隙的周期性介电材料, 频率处于禁带中的电磁波将被禁止传播. 研究发现, 处于光子晶体中原子与电磁场的相互作用将导致许多新的量子光学现象, 诸如, 光的局域化^[2]、光子-原子束缚态^[3,4]、原子激发态出现稳定布居^[5]、巨 Lamb 移动^[6]等. 光子晶体可以作为一种良好的光学腔, 为控制光的发射、传播和实现光的存储等提供了很好的理论设想和试验依据, 尤其近年来在可见光范围的光子晶体的研究^[7]使得它在光电器件和光学芯片等方面有着诱人的应用前景.

本文着重研究了三维光子晶体中 Λ 型三能级原子的辐射性质, 考察了原子周围辐射场及其辐射谱在光子晶体的影响下的变化情况. 在以前的很多研究中, 人们较多地讨论了各向同性光子晶体中原子的辐射特性^[8]. 在各向同性光子晶体中, 模密度在能带的带边会出现奇异点(模密度无限大), 从而有可能夸大光子晶体的影响, 而导致非物理的结果出现. 对各向异性光子晶体中原子的辐射性质的研究也得到初步研究, 如单、双能带结构中两能级原子的自发辐射、V 型三能级原子的自发辐射^[9-11]等. 本文将主要讨论各向异性光子晶体中 Λ 型三能

级原子的自发辐射特性.

2. 基本理论及公式

处于各向异性光子晶体中的一个 Λ 型原子的系统, 如图 1 所示. 假定原子初态处于激发态 $|2\rangle$, 激发态 $|2\rangle$ 和两个下能级态 $|0\rangle, |1\rangle$ 之间的共振频率均处于光子晶体带边附近, 而态 $|0\rangle$ 与态 $|1\rangle$ 之间的跃迁是禁戒的. 在偶极近似和旋波近似下, 系统哈密顿量可以表示为

$$H = \sum_{j=0}^2 \hbar\omega_j |j\rangle\langle j| + \sum_k \hbar\omega_k b_k^\dagger b_k + \left[i\hbar \sum_k (g_k^{(1)} b_k^\dagger |0\rangle\langle 2| + g_k^{(2)} b_k^\dagger |1\rangle\langle 2|) + \text{H. c.} \right], \quad (1)$$

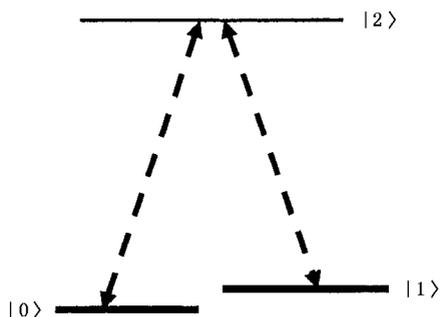
(1) 式中 b_k^\dagger (b_k) 表示辐射场的产生(湮没)算符; $g_k^{(1)} = \omega_{20} d_{20} / \hbar \sqrt{\hbar(2\epsilon_0 \omega_k V)} \mathbf{e}_k \cdot \mathbf{u}_{20}$ 和 $g_k^{(2)} = \omega_{21} d_{21} / \hbar \sqrt{\hbar(2\epsilon_0 \omega_k V)} \mathbf{e}_k \cdot \mathbf{u}_{21}$ 为原子与场的耦合常数; d_{20} (d_{21}) 和 \mathbf{u}_{20} (\mathbf{u}_{21}) 分别代表跃迁偶极距 d_{20} (d_{21}) 的大小和方向; V_0 是量子化体积, \mathbf{e}_k 表示真空模 k 两个偏振方向的单位矢量, ω_k 表示辐射光子的频率, ϵ_0 为真空介电常数. $\omega_{ij} = \omega_i - \omega_j$.

假定系统初始处于 $|2\rangle$ 态, 则任意 t 时刻系统的状态矢量可以写成

$$|\psi(t)\rangle = \sum_k (A_k(t) e^{-i\omega_0 t - i\omega_k t} |0\rangle + \{1_k\})$$

* 国家自然科学基金(批准号 90203007, 60507008), 上海市启明星跟踪计划(批准号 04QM1407)及同济大学理科发展基金资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: mailhuangxiansh@yahoo.com.cn

图 1 Λ 型三能级原子

$$+ A_1(t) e^{-i\omega_1 t - i\omega_k t} |1, \{1_k\}\rangle + A_2(t) e^{-i\omega_2 t} |2, \{0\}\rangle, \quad (2)$$

$|0, \{1_k\}\rangle$ ($|1, \{1_k\}\rangle$) 表示原子处于态 $|0\rangle$ ($|1\rangle$) 上并发射一个光子, $|2, \{0\}\rangle$ 表示原子位于激发态 $|2\rangle$ 上没有光子产生. 且 $|A_2(0)|^2 = 1$, $A_1(0) = A_2(0) = 0$.

在倒格矢 k 空间中, 各向异性的光子晶体带边附近的色散关系与特定的对称点有限集合 k_0^i 相联系, 近似表示为^[3]

$$\omega_k = \omega_c + A |k - k_0^i|^2, \quad (3)$$

ω_c 是能带带边的截止频率, A 是与晶体结构相关的常数.

将(1)和(2)式代入薛定谔方程, 可以得到 $A_i(t)$ ($i=0, 1, 2$) 随时间的演化方程

$$\frac{\partial}{\partial t} A_0(t) = g_k^{(1)} A_2(t) e^{(\omega_k - \omega_{20})t}, \quad (4a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} A_1(t) = g_k^{(2)} A_2(t) e^{(\omega_k - \omega_{21})t}, \quad (4b)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} A_2(t) = - \sum_k g_k^{(1)} A_0(t) e^{(\omega_{20} - \omega_k)t} - \sum_k g_k^{(2)} A_1(t) e^{(\omega_{21} - \omega_k)t}, \quad (4c)$$

利用拉普拉斯变换求解上述方程可以得到

$$A_2(s) = 1/(s + \Gamma_1 + \Gamma_2), \quad (5)$$

其中

$$\Gamma_1 = \sum_k \frac{(g_k^{(1)})^2}{s + i(\omega_k - \omega_{20})} = -i \frac{\beta_1^{3/2}}{\sqrt{\omega_c + \sqrt{-is - \omega_{20}}}}, \quad (6a)$$

$$\Gamma_2 = \sum_k \frac{(g_k^{(2)})^2}{s + i(\omega_k - \omega_{21})} = -i \frac{\beta_2^{3/2}}{\sqrt{\omega_c + \sqrt{-is - \omega_{21c}}}}, \quad (6b)$$

式中 $\omega_{20c} = \omega_{20} - \omega_c$, $\omega_{21c} = \omega_{21} - \omega_c$, $\beta_i^{3/2} = \frac{(\omega_{20} d_{20})^2}{8\pi\epsilon_0 \hbar A^{3/2}}$ $\times [\sum_i \sin^2 \theta_i]$, $\beta_2^{3/2} = \frac{(\omega_{21} d_{21})^2}{8\pi\epsilon_0 \hbar A^{3/2}} [\sum_i \sin^2 \varphi_i]$, θ_i (φ_i) 是原子偶极矩与 k_0^i 之间的夹角^[10-13]. 为了方便考虑, 我们假定 $\beta_1 = \beta_2 = \beta$. 利用拉普拉斯反演可得

$$A_2(t) = \sum_i \frac{e^{x_i^{(1)} t}}{f_1'(x_i^{(1)})} + \sum_i \frac{e^{x_i^{(2)} t}}{f_2'(x_i^{(2)})} + \sum_i \frac{e^{x_i^{(3)} t}}{f_3'(x_i^{(3)})} + \frac{e^{i\omega_{20c} t}}{\pi} \int_0^\infty \frac{(\omega_c - ix)\sqrt{ix} e^{-x^2}}{[M(x) \sqrt{\omega_c - ix} - i\sqrt{\omega_c}] + ix} dx + \frac{e^{i\omega_{21c} t}}{\pi} \int_0^\infty \frac{(\omega_c - ix)\sqrt{ix} e^{-x^2}}{[N(x) \sqrt{\omega_c - ix} - i\sqrt{\omega_c}] + ix} dx, \quad (7)$$

(7) 式中函数定义如下:

$$M(x) = -x + i\omega_{20c} - \frac{i\beta^{3/2}}{\sqrt{\omega_c + \sqrt{ix + \omega_{20c} - \omega_{21c}}}},$$

$$N(x) = -x + i\omega_{21c} - \frac{i\beta^{3/2}}{\sqrt{\omega_c - i\sqrt{-ix + \omega_{20c} - \omega_{21c}}}},$$

$$f_1(x) = x - \frac{i\beta^{3/2}}{\sqrt{\omega_c + \sqrt{-ix - \omega_{20c}}}} - \frac{i\beta^{3/2}}{\sqrt{\omega_c + \sqrt{-ix - \omega_{21c}}}},$$

$$f_2(x) = x - \frac{i\beta^{3/2}}{\sqrt{\omega_c - i\sqrt{ix + \omega_{20c}}}} - \frac{i\beta^{3/2}}{\sqrt{\omega_c + \sqrt{-ix - \omega_{21c}}}},$$

$$f_3(x) = x - \frac{i\beta^{3/2}}{\sqrt{\omega_c - i\sqrt{ix + \omega_{20c}}}} - \frac{i\beta^{3/2}}{\sqrt{\omega_c - i\sqrt{ix + \omega_{21c}}}},$$

$f_1'(x)$, $f_2'(x)$ 和 $f_3'(x)$ 分别为 $f_1(x)$, $f_2(x)$ 和 $f_3(x)$ 的导数. $x_i^{(1)}$ 是方程 $f_1(x) = 0$ 在 $\text{Im}(x) > \omega_{20c}$ 或 $\text{Re}(x) > 0$ 范围内的根; $x_i^{(2)}$ 是方程 $f_2(x) = 0$ 在 $\omega_{21c} < \text{Im}(x) < \omega_{20c}$ 且 $\text{Re}(x) < 0$ 范围内的根; 而 $x_i^{(3)}$ 是方程 $f_3(x) = 0$ 在 $\text{Im}(x) < \omega_{21c}$ 且 $\text{Re}(x) < 0$ 范围的根. 原子的动力学性质及周围辐射场的性质与根的分布与取值紧密相关. 根的取值依赖于上能级与带边的相对位置. 数值计算发现, 根的取值情况可以分成 5 个区域, 如图 2 所示, 在区域 I 中, 存在一个

纯虚根 $x^{(1)}$ 满足 $\omega_{20} - \ln(x^{(1)}) < \omega_c$, $\omega_{21} - \ln(x^{(1)}) < \omega_c$ 在区域 II 存在一个复根 $x^{(2)}$ 其实部小于零, 而虚部满足 $\omega_{20} - x^{(2)} > \omega_c$, $\omega_{21} - x^{(2)} < \omega_c$; 在区域 III 存在一个带负实部的复根 $x^{(3)}$ 其虚部满足 $\omega_{20} - x^{(3)} > \omega_c$, $\omega_{21} - x^{(3)} > \omega_c$; 区域 IV 和 V 无根存在. 当某根不存在时 (7) 式中的相应项以零代替.

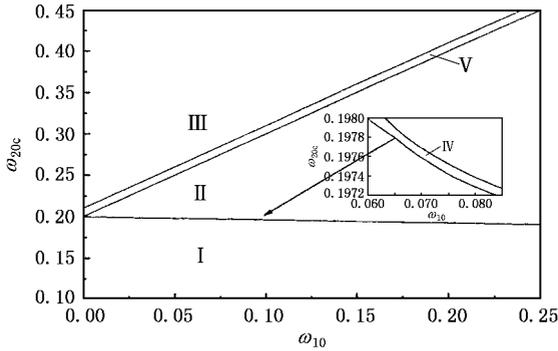


图 2 根 的 分 布 图 $\omega_c = 100$, 各 量 均 以 β 为 单 位

3. 辐射场

空间某点 r 处的辐射场可以表示为

$$E(\mathbf{r}, t) = \sum_k \sqrt{\frac{\hbar\omega_k}{2\epsilon_0 V}} e^{-i(\omega_k t - \mathbf{k}\cdot\mathbf{r})} [A_0(t) + A_1(t)] \mathbf{e}_k. \quad (8)$$

由方程 (4) (7) 和 (8) 可以将辐射场可以写成如下形式:

$$E(\mathbf{r}, t) = \sum_j E_{l_j} + \sum_j E_{p_j} + \sum_j (E_{d_1}(x^{(j)}) + E_{d_2}(x^{(j)})) + E_d. \quad (9)$$

上式中的各项分别直接来自于 (7) 式中不同的项, 其中 E_d 来自于 (7) 式中的最后两项, 存在于每个区域.

在区域 I 中, 仅存在一个纯虚根 $x^{(1)}$, 此时, 辐射场可以改写成

$$E(\mathbf{r}, t) = E_{l_1}^{(1)} + E_{l_2}^{(1)} + E_{d_1}(x^{(1)}) + E_{d_2}(x^{(1)}) + E_d, \quad (10)$$

$$E_{l_1}^{(1)} = E_{10} \frac{\pi}{f_1'(x^{(1)})} e^{(x^{(1)} - i\omega_{20})t - r/v_{f_1}^{(1)}} \times \Theta(t - r/v_{f_1}^{(1)}), \quad (10a)$$

$$E_{l_2}^{(1)} = E_{20} \frac{\pi}{f_1'(x^{(1)})} e^{(x^{(1)} - i\omega_{21})t - r/v_{f_2}^{(1)}} \times \Theta(t - r/v_{f_2}^{(1)}), \quad (10b)$$

$$E_{d_1}(x^{(j)}) = E_{10} \frac{\pi}{f_j'(x^{(j)})} e^{-i\omega_c t + i\frac{r^2}{4At} + i3\pi/4} \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A(\rho e^{i3\pi/4} + r/2At) e^{-A\rho^2 t}}{x^{(j)} - i\omega_{20c} + iA(\rho e^{i3\pi/4} + r/2At)} d\rho, \quad (10c)$$

$$E_{d_2}(x^{(j)}) = E_{20} \frac{\pi}{f_j'(x^{(j)})} e^{-i\omega_c t + i\frac{r^2}{4At} + i3\pi/4} \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A(\rho e^{i3\pi/4} + r/2At) e^{-A\rho^2 t}}{x^{(j)} - i\omega_{21c} + iA(\rho e^{i3\pi/4} + r/2At)} d\rho, \quad (10d)$$

$$E_d = -\frac{E_0}{\pi} e^{-i\omega_c t + ir^2/(4A) - i\pi/4} \times \int_0^{\infty} \left\{ \frac{\sqrt{ix}(\omega_c - ix)}{[M(x)\sqrt{\omega_c - ix} - i\sqrt{\omega_c}] + ix} - \frac{\sqrt{ix}(\omega_c - ix)}{[N(x)\sqrt{\omega_c - ix} - i\sqrt{\omega_c}] + ix} \right\} dx \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[\rho e^{3\pi i/4} + r(2\sqrt{At})] e^{-\rho^2}}{-xt + i[\rho e^{3\pi i/4} + r(2\sqrt{At})]^2} d\rho, \quad (10e)$$

$\Theta(x)$ 是阶跃函数, 当 $x \geq 0$ 时 $\Theta(x) = 1$, 否则 $\Theta(x) = 0$.

$$E_{10} = \frac{\omega_{20} d_{20}}{8\pi^2 \epsilon_0 r A i} \sum_i e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}} [u_{20} - \mathbf{k}_0^i (\mathbf{k}_0^i \cdot \mathbf{u}_{20}) \mathcal{K}(\mathbf{k}_0^i)],$$

$$E_{20} = \frac{\omega_{21} d_{21}}{8\pi^2 \epsilon_0 r A i} \sum_i e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}} [u_{21} - \mathbf{k}_0^i (\mathbf{k}_0^i \cdot \mathbf{u}_{21}) \mathcal{K}(\mathbf{k}_0^i)],$$

由 (10a) 和 (10b) 式可知 $E_{l_1}^{(1)}$ 和 $E_{l_2}^{(1)}$ 的频率分别为 $\omega_{20} - \ln(x^{(1)})$ 和 $\omega_{21} - \ln(x^{(1)})$, 它们均小于 ω_c , 处于禁带内, 因此它们是局域模式的场. 其局域长度分别为 $l_1^{(1)} = \sqrt{A(\omega_c - ix^{(1)})}$ 及 $l_2^{(2)} = \sqrt{A(\omega_c - ix^{(1)})}$, 其波前速度为 $v_{f_1}^{(1)} = 2\sqrt{A(\omega_c - ix^{(1)})}$ 及 $v_{f_2}^{(1)} = 2\sqrt{A(\omega_c - ix^{(1)})}$.

由 E_{d_1} , E_{d_2} 及 E_d 的表达式可以发现, 它们没有确定的频率, 空间两点间也没有固定的相位差, 因此将它们称为弥散场. 在区域 I 中, 弥散场的幅值与局域场相比很小, 因此在区域 I 中, 辐射场主要由两个不随时间衰减的局域场组成.

在区域 II 中, 仅存在一个复根 $x^{(2)}$, 其实部小于

零. 此时辐射场可以写成

$$E(\mathbf{r}, t) = E_{\rho_1}^{(2)} + E_{l_2}^{(2)} + E_{d_1}(x^{(2)}) + E_{d_2}(x^{(2)}) + E_d, \quad (11)$$

$$E_{\rho_1}^{(2)} = E_{10} \frac{\pi}{f_2(x^{(2)})} e^{-i(\omega_{20} - \text{Im}x^{(2)})t - r/v_{f_1}^{(2)} + \text{Re}x^{(2)}(t - r/v_{e_1}^{(2)})} \times \Theta(t - r/v_{f_1}^{(2)}), \quad (11a)$$

$$E_{l_2}^{(2)} = E_{20} \frac{\pi}{f_2(x^{(2)})} e^{(x^{(2)} - i\omega_{21})t - r\sqrt{-(ix^{(2)} + \omega_{21c})}/A} \times \Theta(t - r/v_{f_2}^{(2)}), \quad (11b)$$

式中波前速度为 $v_{f_1}^{(2)} = 2(\text{Im} + \text{Re})\sqrt{A(ix^{(2)} + \omega_{20c})}$

及 $v_{f_2}^{(2)} = 2(\text{Re} - \text{Im})\sqrt{A(-ix^{(2)} - \omega_{21c})}$, 相速度 $v_{\rho_1}^{(2)}$

$= (\omega_{20} - \text{Im}x^{(2)})/\text{Re}\sqrt{(ix^{(2)} + \omega_{20c})}/A$, 能量速度

$v_{e_1}^{(2)} = \text{Re}x^{(2)}/\text{Im}\sqrt{(ix^{(2)} + \omega_{20c})}/A$. $E_{\rho_1}^{(2)}$ 的频率为

$\omega_{20} - \text{Im}(x^{(2)}) < \omega_c$, 处于光子晶体的导带内, 属于传输场.

$E_{l_2}^{(2)}$ 的频率为 $\omega_{21} - \text{Im}(x^{(2)}) < \omega_c$, 处于光子晶体的禁带中, 因此 $E_{l_2}^{(2)}$ 是局域场. 但它与区域 I

中的局域场有所不同: 在区域 I 中, 局域场局域在原子附近, 不随时间衰减, 而在区域 II 中, 由 (11b) 式可以看到, 尽管该局域场也局域在原子附近, 但场的振幅随时间和距离衰减, 因此是随时间衰减的局域场.

在区域 III 中, 也存在一个复根 $x^{(3)}$, 其实部小于零. 此时辐射场可以写成

$$E(\mathbf{r}, t) = E_{\rho_1}^{(3)} + E_{\rho_2}^{(3)} + E_{d_1}(x^{(3)}) + E_{d_2}(x^{(3)}) + E_d, \quad (12)$$

$$E(\mathbf{r}, t) = \begin{cases} E_{l_1}^{(1)} + E_{l_2}^{(1)} + E_{d_1}(x^{(1)}) + E_{d_2}(x^{(1)}) + E_d, & (\text{区域 I}) \\ E_{\rho_1}^{(2)} + E_{l_2}^{(2)} + E_{d_1}(x^{(2)}) + E_{d_2}(x^{(2)}) + E_d, & (\text{区域 II}) \\ E_{\rho_1}^{(3)} + E_{\rho_2}^{(3)} + E_{d_1}(x^{(3)}) + E_{d_2}(x^{(3)}) + E_d, & (\text{区域 III}) \\ E_d, & (\text{区域 IV, V}) \end{cases} \quad (13)$$

在图 3 A 中, 我们考察了区域 III 中辐射场的总强度及其成分随传播距离和时间的演化. 这里假设了 $E_{10} = E_{20} = E_0$.

在区域 III 中存在两个传输模式的场 $E_{\rho_1}^{(3)}$ 和 $E_{\rho_2}^{(3)}$, 三个弥散模式的场 E_{d_1} , E_{d_2} 和 E_d . E_d , E_{d_1} 和 E_{d_2} 相比很小. 对于空间某一观察点来说, 弥散场 (短线) 首先出现, 一段时间后传输场 (点划线) 出现, 传输场部分的第一、二峰值分别来自 $E_{\rho_1}^{(3)}$ 和

$$E_{\rho_1}^{(3)} = E_{10} \frac{\pi}{f_3(x^{(3)})} e^{-i(\omega_{20} - \text{Im}x^{(3)})t - r/v_{f_1}^{(3)} + \text{Re}x^{(3)}(t - r/v_{e_1}^{(3)})} \times \Theta(t - r/v_{f_1}^{(3)}), \quad (12a)$$

$$E_{\rho_2}^{(3)} = E_{20} \frac{\pi}{f_3(x^{(3)})} e^{-i(\omega_{21} - \text{Im}x^{(3)})t - r/v_{f_2}^{(3)} + \text{Re}x^{(3)}(t - r/v_{e_2}^{(3)})} \times \Theta(t - r/v_{f_2}^{(3)}), \quad (12b)$$

式中波前速度为 $v_{f_1}^{(3)} = 2(\text{Im} + \text{Re})\sqrt{A(ix^{(3)} + \omega_{20c})}$

及 $v_{f_2}^{(3)} = 2(\text{Im} + \text{Re})\sqrt{A(ix^{(3)} + \omega_{21c})}$, 相速度为 $v_{\rho_1}^{(3)}$

$= (\omega_{20} - \text{Im}x^{(3)})/\text{Re}\sqrt{(ix^{(3)} + \omega_{20c})}/A$ 及 $v_{\rho_2}^{(3)} =$

$(\omega_{21} - \text{Im}x^{(3)})/\text{Re}\sqrt{(ix^{(3)} + \omega_{21c})}/A$, 能量速度 $v_{e_1}^{(3)}$

$= \text{Re}x^{(3)}/\text{Im}\sqrt{(ix^{(3)} + \omega_{20c})}/A$ 及 $v_{e_2}^{(3)} = \text{Re}x^{(3)}/$

$\text{Im}\sqrt{(ix^{(3)} + \omega_{21c})}/A$. $E_{\rho_1}^{(3)}$ 与 $E_{\rho_2}^{(3)}$ 的频率分别为 ω_{20}

$- \text{Im}(x^{(3)})$ 与 $\omega_{21} - \text{Im}(x^{(3)})$, 它们均大于 ω_c , 处于光子晶体的导带内, 因此 $E_{\rho_1}^{(3)}$ 与 $E_{\rho_2}^{(3)}$ 均为传输场. 可以解析证明传输场的波前速度小于能量速度, 因此在传输过程中, 传输场的幅值会减小, 这完全不同于普通均匀介质中的传播. 光子晶体的影响导致了部分传输场能量转化成了弥散场.

在区域 IV 和 V, 没有根存在, 在辐射场中仅有弥散场 E_d 存在. 在区域 IV, V 中, E_d 的幅值远远大于处于其他区域时的幅值, 要高几个数量级.

由以上的讨论, 可以得到各个区域辐射场的分布

$E_{\rho_2}^{(3)}$ 弥散场第一、二峰值分别来自 E_{d_1} 和 E_{d_2} . 由于场的不同部分相互干涉, 总的场强 (实线) 出现震荡的特性, 而峰值并不和分量的峰值相重合. 由于两个传输场具有不同的波前速度, 因此峰值在不同的时间出现, 而随着观察距离的增加, $E_{\rho_1}^{(3)}$ 和 $E_{\rho_2}^{(3)}$ 出现的时间间隔也将增加. 由于传输场波前速度小于能量速度, 传输场的强度随着传播距离的增加而减小, 然而弥散部分随距离增加而增强, 从图 3 和图 4 内

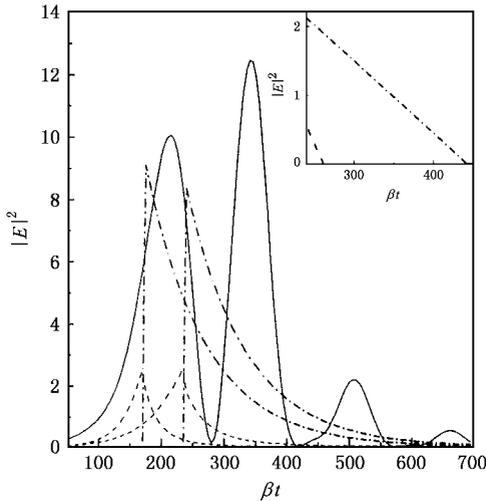


图3 辐射场强度随时间演化 $r = 100(\beta/A)^{1/2}$ 总辐射场强度(实线),传输场强度(点划线),弥散场强度(短线), $\omega_{20c} = 0.29\beta$, $\omega_{21c} = 0.25\beta$, $|E|^2$ 为任意单位

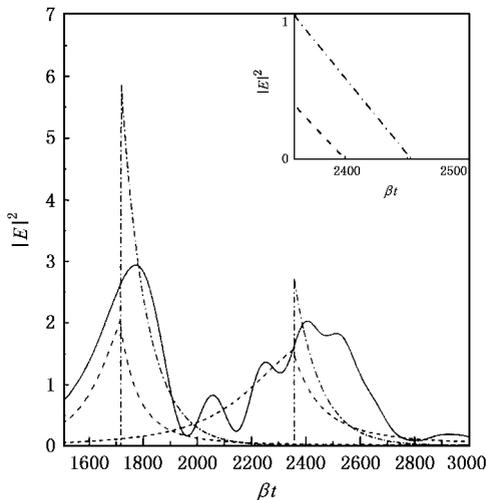


图4 辐射场强度随时间演化 $r = 100(\beta/A)^{1/2}$ 总辐射场强度(实线),传输场强度(点划线),弥散场强度(短线), $\omega_{20c} = 0.29\beta$, $\omega_{21c} = 0.25\beta$, $|E|^2$ 为任意单位

部插图可以看到(以对数为单位,取 E_{p_2} 和 E_{d_2} 考察). 辐射场在传输的过程中,由于光子晶体影响使得部分传输场的能量转变为弥散场的能量,因此传输场部分的峰值随着距离 r 的增加而减小,而弥散场的峰值随距离 r 的增加而增加.

由 $P_2(t) = |A_2(t)|^2$ 和(7)式,我们可以得到上能级原子布居数随时间的演化. 在区域 I 中,原子自发辐射又放出局域光子(只有极少的辐射场能量通过弥散场的形式传播出去),原子的周围主要存在

两个局域模式的场,同时原子可以吸收局域场光子由两个下能级跃迁到上能级,从而形成了光子-原子束缚态. 因此有部分原子布居数永久地占居在上能级. 区域 II 中,原子的自发辐射主要产生一个局域模式的场和一个传输模式的场. 尽管原子可以吸收局域光子回到上能级,但由于该局域场随时间衰减,因此原子上能级布居数依然随时间不断衰减到零. 但相对区域 III 中两个传输场的情况衰减速度要慢得多. 在区域 III 中,原子自发辐射产生两个传输模式的场,辐射场光子可以较快地传输出去,原子难以由下能级吸收光子回到上能级,因此在上能级的布居数将会出现很快的衰减. 如图 5 所示.

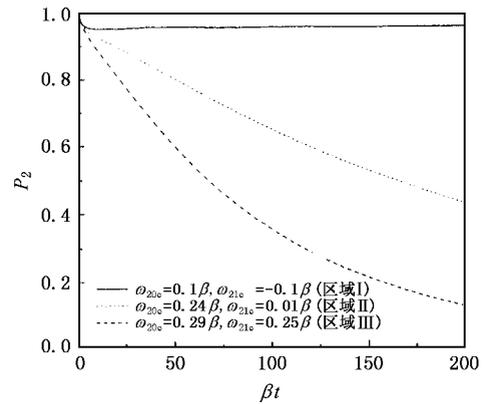


图5 上能级布居数在不同的区域随时间的演化 $\omega_c = 100\beta$

4. 辐射谱

辐射场的谱线由下式决定:

$$S(\mathbf{r}, \omega) = \left| \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty dt E(\mathbf{r}, t) e^{i\omega t} \right|^2 = |F(\mathbf{r}, \omega)|^2, \quad (14)$$

利用(14)式,并对(13)式中的辐射场进行傅里叶变换,可以得到

$$S(\mathbf{r}, \omega) = |F_1(\mathbf{r}, \omega) + F_2(\mathbf{r}, \omega) + F_3(\mathbf{r}, \omega) + F_d(\mathbf{r}, \omega)|^2, \quad (15)$$

上式中

$$F_1(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{E_0}{2A} \sum_j \frac{1}{f_1(x^{(1)})} \frac{g(\omega)}{(\omega - \omega_{2j} - ix^{(1)})},$$

$$F_2(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{E_0}{2A} \sum_j \frac{1}{f_2(x^{(2)})} \frac{g(\omega)}{(\omega - \omega_{2j} - ix^{(2)})},$$

$$F_3(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{E_0}{2A} \sum_j \frac{1}{f_3(x^{(3)})} \frac{g(\omega)}{(\omega - \omega_{2j} - ix^{(3)})},$$

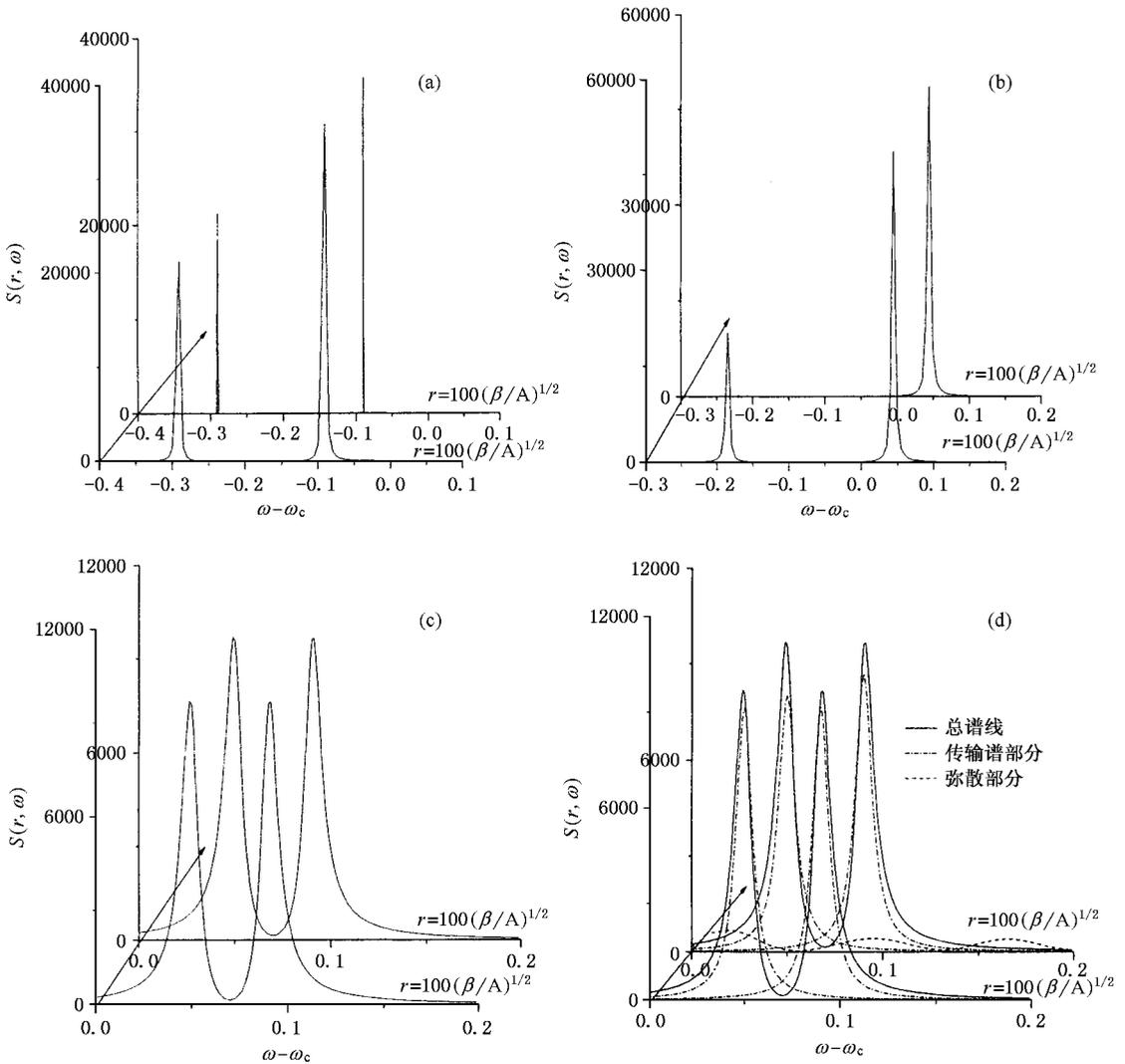


图 6 (a)(b)(c)分别是区域 I II III 的总辐射谱 ,(d)给出(c)的传输部分和弥散部分 (a) $\omega_{20c} = 0.1\beta$, $\omega_{21c} = -0.1\beta$,(b) $\omega_{20c} = 0.24\beta$, $\omega_{21c} = 0.01\beta$ (c) (d) $\omega_{20c} = 0.29\beta$, $\omega_{21c} = 0.25\beta$

$$F_d(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\mathbf{E}_0}{2\pi A} \int_0^\infty \left\{ \frac{\sqrt{ix}(\omega_c - ix)}{[M(x)\chi(\omega_c - ix) - i\sqrt{\omega_c}] + ix} - \frac{\sqrt{ix}(\omega_c - ix)}{[M(x)\chi(\omega_c - ix) - i\sqrt{\omega_c}] + ix} \right\} \times \frac{g(\omega)dx}{\chi(\omega - \omega_c + ix)}$$

$$g(\omega) = e^{-r\sqrt{(\omega_c - \omega)A}} \Theta(\omega_c - \omega) + e^{ir\sqrt{(\omega_c - \omega)A}} \Theta(\omega_c - \omega)$$

(15) 式中, 若根 $x^{(1,2,3)}$ 不存在, 则相应的项由零代替. 定义辐射谱 $\mathcal{S}(\mathbf{r}, \omega) = \mathcal{S}(\mathbf{r}, \omega) |A|^2 / |E_0(\mathbf{r})|^2$. 图 6 (a, b, c) 分别为三个主要区域 I, II, III 时的辐射谱线. 在区域 I 中, 在辐射场中存在两个局域模式

的场. 该局域场滞留在原子的周围, 不会随时间向空间传播, 其振幅随距离以指数形式衰减. 其谱线如图 6(a) 所示, 在带隙中存在两个峰. 随着观察位置 r 的增大, 辐射谱将逐渐变窄成为两根线^[12]. 在区域 II 中, 相应存在一个局域模式的场和一个传输模式的场. 其谱线如图 6(b), 两个峰分别处于带隙及导带中. 频率处于导带内的场将全部传输出去, 因此随着观察位置 r 的增大, 处于导带的辐射谱的峰值保持不变, 而带隙内的谱线峰值将随距离而逐渐衰减. 在区域 III, 对应的传播模式频率在带边以上, 辐射场中存在两个传输模式. 如图 6(c) 所示, 辐射场的总谱线强度不随观测位置 r 的变化而改变. 在这种情况下, 辐射场内含有传输场和弥散场. 但对于传输场来讲, 其幅值随位置 r 的增大而减少.

这主要由于传输场在传输过程中,由于光子晶体的影响,使得部分传输场转化成的弥散场,因此使得传输场部分的谱线峰值随着距离 r 的增加而减小,而谱线中弥散场的成分随距离 r 的增加而增加,如图 6(d) 所示.

5. 结 论

本文讨论了各向异性光子晶体中三能级原子辐射性质问题. 通过改变上能级与带边的相对位置以及两个下能级间的相对位置,原子周围的辐射模式将出现由两个局域模式,一个局域模式一个传播模式到两个传播模式的转变,可以利用该性质设计单

通道和多通道光学开关,控制光的发射与传播. 通过对辐射场的分析和计算,给出了不同区域辐射场的分布,由此解释了原子上能级布居数随时间的演化图像. 通过数值计算得到辐射场随时间和传输距离的演化图像,并进一步分析了总场强的组成传输场、弥散场随时间和传输距离的变化图像. 随着距离的增加,弥散场相对于传输场的减弱而相对增强,由此可以看出传输场在传输的过程中受到光子晶体的影响而逐渐失去原来的相位关系,并转化为弥散模式向外传播. 通过 Fourier 变换,从辐射谱的角度分析了原子周围辐射模式的变化,讨论了在不同的区域中辐射谱与观测的位置的关系,并且分析了光子晶体对原子辐射模式的影响.

-
- [1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [2] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
John S, Quang T 1994 *Phys. Rev. A* **50** 1764
- [3] John S, Wang J 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2418
John S, Quang T 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3419
- [4] Huang H, Lu X H, Li S Q 1998 *Phys. Rev. A* **57** 5019
- [5] John S, Quang T 1994 *Phys. Rev. A* **50** 1764
- [6] Wang X H, Kivshar Y, Gu B Y 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 073901
- [7] Winjnhoven J E G J, Vos W L 1998 *Science* **281** 802
Kawakami S, Kawashima T, Sato T 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 463
- [8] Zhu S Y, Chen H, Huang H 1997 **79** 205 ;
Bay S, Lambropoulos P, Mølmer K 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2654
- [9] Li Z Y, Lin L L, Zhang Z Q 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4341
Li Z Y, Gu B Y, Yang G Z 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 2574
- Li Z Y, Wang J, Gu B Y 1998 *Phys. Rev. B* **58** 3721
- [10] Wang X H, Gu B Y, Wang R Z, Xu H Q 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 113904
- [11] Yang Y P, Zhu S Y 2000 *Phys. Rev. A* **62** 013805
Yang Y P, Zhu S Y 2000 *Phys. Rev. A* **61** 043809
- [12] Zhu S Y, Yang Y P, Chen H *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2136
Yang Y P, Fleischhauer M, Zhu S Y 2003 *Phys. Rev. E* **68** 015602(R)
- [13] Yang Y P, Lin Z X, Xie S Y *et al* 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 603
(in Chinese] 羊亚平、林志新、谢双媛 等 1999 物理学报 **48** 603]
- [14] Yang Y P, Fleischhauer M, Zhu S Y 2003 *Phys. Rev. A* **68** 043805

Spontaneous emission from a Λ -type atom in anisotropic photonic crystal^{*}

Huang Xian-Shan[†] Xie Shuang-Yuan Yang Ya-Ping

(Department of Physics , Tongji University , Shanghai 200092 , China)

(Received 4 March 2005 ; revised manuscript received 4 July 2005)

Abstract

The spontaneous emission properties of a Λ -type atom embedded in anisotropic photonic crystals are investigated. We find that the dynamical properties of the atom and the propagating characteristics of the radiation field are obviously influenced by the relative position of the upper level from the forbidden gap and the space between the two lower levels. With the help of numerical calculation and theoretical analysis, we plot the evolution of the total radiation field and its components with the time. Furthermore, we also study the influence of photonic crystals on radiative properties of the atom by means of spontaneous emission spectrum.

Keywords : photonic crystals , radiation field , radiative spectrum

PACC : 4250 , 3280 , 4270

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 90203007 , 60507008) , the Phosphor Tracing Plan of Shanghai Science Committee (Grant No. 04QMH1407) and the Science Development Foundation of Tongji University.

[†] Corresponding author. E-mail : mailhuangxiansh@yahoo.com.cn