

DOI: 10.13382/j.jemi.2017.09.010

# 边界元积分法分析椭圆模式和远场特性\*

姚齐峰 王 帅 娄小平 祝连庆

(北京信息科技大学光电信息与仪器北京市工程研究中心 北京 100016)

**摘要:**近年来各种兼具高品质因子和定向输出的变形微纳谐振腔得到广泛研究,主要是可以用在光电集成的极低阈值激光器中。通过边界元方法计算了从圆到椭圆变形过程中模场,品质因子以及远场特性的随短半轴变化,模拟结果表明椭圆曲率越大,模式的品质因子逐渐下降,而模场由回音壁模式逐渐向法玻腔模式转化,但是在转变过程中出现因模式耦合效应导致模式品质因子的异常改变,远场出现被调制的现象,该机理为实现定向输出并且高 $Q$ 值的激光器提供新的设计思路。

**关键词:** 边界元法;远场特性;变形微腔;定向输出

**中图分类号:** TN36      **文献标识码:** A      **国家标准学科分类代码:** 140.30

## Mode and far-field characteristics of ellipse by boundary element method

Yao Qifeng Wang Shuai Lou Xiaoping Zhu Lianqing

(Beijing Engineering Research Center of Optoelectronic Information and Instruments,  
Beijing Information Science and Technology University, Beijing 100016, China)

**Abstract:** In recent years, all kinds of deformed micro-nano cavities with high quality factor and directional output have been extensively studied, since they can be widely used for the realization of the extremely low threshold lasers in optoelectronic integrated. In this paper, we calculate the variation of mode pattern, quality factor and far field characteristics as the cavity evaluates from circular to ellipse with the changes of the short half axis changes using the boundary element method. The simulation results show that the larger the ellipse curvature is, the lower the mode quality factor, and the mode field transforms from the whispering gallery mode to the regular Fabry-perot cavity mode. However, during the deformation transformation, the mode coupling effect leads to the abnormal change of the mode quality factor, and the modulation of the far field. This mechanism provides a new design idea for the laser with both directional output and high  $Q$  value.

**Keywords:** boundary element method; far field pattern; deformed microcavity; directional emission

## 0 引 言

近年来,为了得到同时具有定向性输出和高 $Q$ 值的微腔,人们研究了各种变形微纳腔结构,比如椭圆型<sup>[1]</sup>,跑道型<sup>[2]</sup>,以及混沌型光学微腔<sup>[3-5]</sup>等等。微纳光学研究中的一个首要问题是确定微纳结构中及其周围的电磁场分布和与之相联系的辐射远场性质。这些能从麦克斯韦方程出发,代入具体光源和微纳结构的参数,计算各种情

况下的电磁场分布。然而,只有在极少数规则的和高度对称的微纳结构中才可以解析求解麦克斯韦方程组。对于更一般的情况,我们只能将空间离散化后数值求解麦克斯韦方程组。时域有限差分(FDTD)<sup>[6]</sup>和有限元(FEM)<sup>[7-8]</sup>是两种常用的电磁场数值计算方法,有成熟的商业软件供使用,能非常方便的求解任意边界形状的电磁场问题。但是,即使是求解二维问题,计算机时和内存的消耗仍然很严重,所能求解的光学结构的尺寸和数值计算精度都受到极大限制。这是因为计算区域的二维离

收稿日期:2017-08      Received Date: 2017-08

\* 基金项目:国家自然科学基金面上项目-基于光纤光栅的飞机结构载荷谱构建新方法研究(54675053)、长江学者和创新团队发展计划(IRT1212)、北京市重大科技计划(PXM2013-014224-000077, PXM2012-014224-000019)资助项目

散的网格数目与模型的尺寸成平方关系,计算复杂度和计算时间都相应的大幅增长。而这两种计算方法的另一个局限性是必须人为设定特别的计算区域边界条件从而带来不可避免的误差。

近年来,在光学微腔研究中人们采用更为高效的边界元方法(boundary element method, BEM)来数值求解其本征模式和散射问题<sup>[9]</sup>。该方法是继有限元法之后发展起来的一种新数值方法,与有限元法在连续体域内划分单元的基本思想不同,边界元法是在定义域的边界上划分单元,利用格林函数将二维微分方程化为一维边界积分方程,然后把边界积分离散化为求和的数值求解,因此能大大降低计算的复杂程度且不需要设定截断边界条件。它与基于偏微分方程的区域解法相比,由于降低了问题的维数,从而显著降低了自由度,边界的离散化也比区域离散化方便得多,可用较简单的单元准确地模拟边界形状,最终得到阶数较低的线性代数方程组。又由于它利用微分算子的解析基本解格林函数作为边界积分方程的核函数,从而具有解析与数值相结合的特点,通常具有较高的精度。边界元法的主要缺点是它的应用范围以存在相应微分算子的基本解为前提,对于非均匀介质等问题难以应用<sup>[10]</sup>,故其适用范围远不如有限元法广泛,而且通常由它建立的求解代数方程组的系数阵是非对称稀疏矩阵,对解题规模产生较大限制<sup>[11]</sup>。对于电磁性质分区均匀的微纳光学电磁场问题来说都可以采用该方法能获得较高的精度。

本文首先介绍边界元积分法求解微腔模式的原理,以及散射矩阵中特征根和特征矢量的求解方法,以及如何利用特征矢量计算远场等,然后计算长半轴为1 μm的椭圆中波长,远场和光学品质因子随短半轴变化函数,分析椭圆中的模场特性作了,以及模式耦合的机制,最后给出相迎的结论。

## 1 边界元积分法的原理

根据电磁学理论可知,在二维情形下空间中电磁场分布应满足的麦克斯韦方程组,可以分解为相互独立的两组,一组是横电模(transverse electric, TE)方程,其非零分量为  $E_z, H_r$  和  $H_\theta$ , 一组是横磁模(transverse magnetic, TM)方程,非零分量为  $H_z, E_r$  和  $E_\theta$ , 每个方程简化为标量场的亥姆霍兹方程:

$$(\nabla^2 + n_j^2 k^2)\psi_j = 0 \tag{1}$$

式中:  $\nabla$  是梯度算符,  $\psi$  表示电磁场复振幅的分布(波函数),对于 TM,  $\psi$  代表电场的纵向方向  $E_z$ , 其他不为 0 的电磁场分量,可以由  $E_z$  求出,对于 TE,  $\psi$  代表磁场的纵向方向  $H_z, n_j$  是所在区域介质折射率,  $k = \omega/c$  是真空波矢。如图 1(a)所示的二维简化模型,外部介质中存在  $j$  -

1 个光学谐振腔,这个空间就被划分成  $j$  个区域空间区域(用  $\Omega_j$  表示),它们的边界曲线以  $\Gamma_j$  表示。

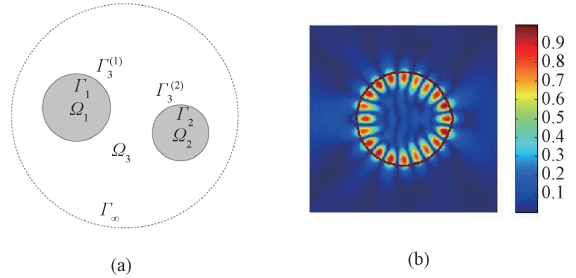


图 1 (a) BEM 原理; (b) BEM 求解变形腔的一个模式

Fig. 1 (a) Principle of BEM; (b) One field mode of deformed cavity calculated by BEM

为了将二维的微分方程降低为一维的积分方程,首先要引用格林函数  $G$ , 定义为:

$$(\nabla^2 + n_j^2 k^2)G(r, r'; k) = \delta(r - r') \tag{2}$$

式中:  $\delta(r - r')$  表示二维的狄拉克  $\delta$  - 函数,  $r$  和  $r'$  是区域  $\Omega_j$  中的坐标点, 格林函数的形式为:

$$G(r, r'; k) = -\frac{i}{4} H_0^1(n_j k |r - r'|) \tag{3}$$

其中  $H_0^1$  是第 1 类的 0 阶汉克(Hankel)函数, 在  $r \rightarrow \infty$  时, 其渐进形式为<sup>[12]</sup>:

$$H_0^1(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi r}} \exp[i(r - \pi/4)] \tag{4}$$

经过格林函数积分后得到波函数  $\psi$ :

$$\psi(r') = \oint_{\Gamma_j} [\psi(s) \partial_\nu G(s, r'; k) - G(s, r'; k) \nabla \psi(s)] ds \tag{5}$$

式中:  $r'$  是区域中的坐标点,  $s$  是边界  $\Gamma_j$  上的坐标点,  $\partial_\nu = v(r) \nabla|_r$  是沿边界法向的偏导,  $v(r)$  是边界点  $r$  处的向外单位矢量。如果当  $r'$  位于边界上, 那么上式左边前面就有一个 1/2 的系数。边界曲线可以包含一些非连续的边界分段, 如图 1 所示, 最外层边界  $\Gamma_j = \Gamma_j^- \cup \Gamma_j^+ \cup \dots$ 。每个边界的正方向假设是逆时针方向, 这样每个区域的内外边界方向刚好相反, 这一点是非常重要的, 关系到后面矩阵元的符号, 格林函数的微分可以有下面式子求出:

$$\partial_\nu G(r, r'; k) = -\frac{in_j k}{4} \cos\alpha H_1^1(n_j k |r - r'|) \tag{6}$$

其中  $H_1^1$  是第 1 类的 1 阶汉克(Hankel)函数,  $\alpha$  是边界处的法线与  $(r - r')$  的夹角, 其定义为:

$$\cos\alpha = v(r) \frac{r - r'}{|r - r'|} \tag{7}$$

只要出边界上的波函数及其法向导数就可以通过积分(5)得到区域内任意点的函数值。假设将边界  $\Gamma_j$  离散化为足够短的  $N_j$  个线元, 称其为边界元, 总的边界元数目为  $N = \sum N_j$ , 对应  $2N$  个变量, 包含  $N$  个波函数分量和

$N$ 个法向波函数分量。因为每个边界都处于内外两个区域,所以每个边界点上的点刚好有两个方程,这样就可以建立 $2N$ 个方程,每个方程可以写成:

$$\oint_{\Gamma} [B(s',s)\phi(s) + C(s',s)\psi(s)] ds = 0 \quad (8)$$

式中: $B(s',s) = -2G(s, s'; k)$ ,  $C(s',s) = 2\partial_v G(s, s'; k) - \delta(s - s')$ , 以及  $\phi(s) = 2\partial_v \psi(s)$ , 将同一边界元上的场及其法向导数视为常数,则上面边界积分式可以近似为 $N_j$ 个元素的求和,可以表示为:

$$\sum_{l=1}^{N_j} B_{il}\phi_l + C_{il}\psi_l = 0 \quad (9)$$

这里的  $B_{il} = \int_l B(s',s) ds$ ,  $C_{il} = \int_l C(s',s) ds$ ,  $\int_l$  代表着沿着一段边界元  $ds$  的积分,假设其长度为  $\Delta s$ 。将各边界上离散的线性方程综合起来写成矩阵形式整个方程组就可以写成:

$$\begin{pmatrix} B_1 & C_1 \\ B_2 & C_2 \\ \vdots & \vdots \\ B_j & C_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi \\ \psi \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} \phi \\ \psi \end{pmatrix} = 0 \quad (10)$$

其中矩阵  $\mathbf{M}$  是的  $2N \times 2N$  的方阵,以上线性方程组有解条件是  $\mathbf{M}$  矩阵对应的行列式等于0。现在的问题是如何求出矩阵元,当  $s \neq s'$  时可以直接参照前面的公式,求出矩阵元素,但是如果  $s = s'$  时,由于汉克函数在0点出发散,因此需要特殊处理。 $H_0^1(r)$  和  $H_1^1(r)$  在  $r$  趋近于0时,其渐进表达式为:

$$H_0^1(r) = \frac{2i}{\pi} \ln \frac{r}{2} + 1 + \frac{2i}{\pi} \gamma \quad (11)$$

$$H_1^1(r) = -\frac{2i}{\pi r} \quad (12)$$

这里的  $\gamma = 0.577215\dots$  为欧拉常数,

$$B_{il} = -2 \int_{-\Delta s/2}^{\Delta s/2} -\frac{i}{4} H_0^1(n_j k |s|) ds = \quad (13)$$

$$\frac{\Delta s_l}{\pi} \left[ 1 - \ln \frac{n_j k \Delta s_l}{4} + i \frac{\pi}{2} - \gamma \right]$$

$$C_{il} = -1 + \frac{\kappa_l}{2\pi} \Delta s_l \quad (14)$$

式中: $\kappa_l$  为边界元  $l$  的曲率,注意曲率也是有符号的,在每个区域的内外边界是刚好相反的。到此整个边界元的矩阵  $\mathbf{M}$  就得到了,求解  $\mathbf{M}$  矩阵的正确与否关系到后面本征值和本征矢量的求解,以及整个空间场部分和远场辐射的计算都离不开它,因此是在整个边界元方法中最重要的一个量。

按照式(10)本来是可以求出本征矢量,即  $\det(\mathbf{M}) = 0$  决定了本征波矢  $k$ ,但是对于行列式为几百甚至上千的矩阵,任何数值求解都不能满足精度要求。为了解决直接求解本征根带来的问题,人们想到利用散射找初值的

办法<sup>[13]</sup>,即先采用通过一个入射平面波照射到谐振腔上,然后收集被谐振腔散射的光谱,来大致找到本征矢量,再通过牛顿迭代法来精确求解本征值。

设入射平面波  $\psi_{in} = \exp(ikr)$  和法向分量为  $\phi_{in} = ikv(r) \exp(ikr)$ , 那么在此入射波照射下的空间的场求解如下:

$$\psi(r') = \exp(ikr') +$$

$$\oint_{\Gamma} \{ [\psi(s) - \psi_{in}(s)] \partial_v G(s, r'; k) - G(s, r'; k) [\phi(s) - \phi_{in}(s)] \} ds \quad (15)$$

经过整理就可以得到:

$$\oint_{\Gamma} [B(s',s)\phi(s) + C(s',s)\psi(s)] ds =$$

$$\oint_{\Gamma} [B(s',s)\phi_{in}(s) + C(s',s)\psi_{in}(s)] ds \quad (16)$$

写成矩阵的形式:

$$\mathbf{M} \begin{pmatrix} \phi \\ \psi \end{pmatrix} = \mathbf{M}_0 \begin{pmatrix} \phi_{in} \\ \psi_{in} \end{pmatrix} \quad (17)$$

这里的矩阵  $\mathbf{M}_0$  为:

$$\mathbf{M}_0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ \vdots & \vdots \\ B_j & C_j \end{pmatrix} \quad (18)$$

因为只有最外层才有入射波,所以矩阵  $\mathbf{M}_0$  除  $B_j$  和  $C_j$  外,其余矩阵元均为0。由式(17)可以很求出波函数  $\psi$  和法向波函数  $\phi$ ,再通过式(8)和汉克函数无穷远的渐进式(4),求出方向  $\theta$  的远场散射振幅:

$$f(\theta, k) = \frac{1+i}{4\sqrt{\pi k r_l}} \oint ds \exp[-ik_f r(s)] \times \{ ik_f v(s) [\psi(s) - \psi_{in}(s)] + \phi(s) - \phi_{in}(s) \} \quad (19)$$

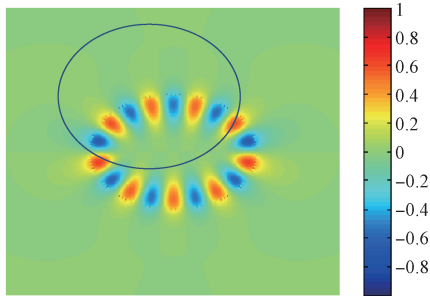
式中: $k_f = (k \cos \theta, k \sin \theta)$ ,  $|f(\theta, k)|^2$  为微分散射截面,整个散射截面  $\sigma(k) = \int d\theta |f(\theta, k)|^2$  可以得到。因为谐振腔对不同频率的平面波有着不同的散射截面,一般处于谐振的情况下,其散射峰值就最大,通过求出一段频率下的散射谱,就可以看到谐振频率。

## 2 椭圆腔的模拟

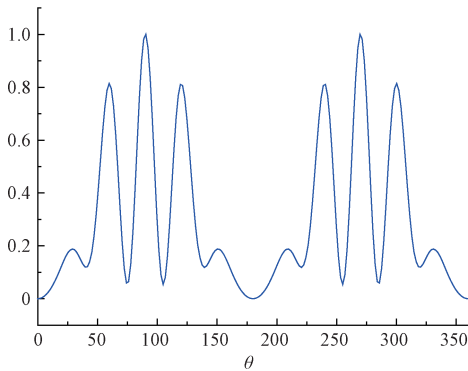
在微盘激光器问世以来,虽然阈值得到了很大的降低,但是由于各向同性的远场限制了其应用<sup>[14-15]</sup>,获得低阈值定向性输出的激光器一直是人们想解决的问题,其中一种方法是在大致不破坏高  $Q$  模式的情况下通过适当的变形得到定向输出。这里我们考虑椭圆变形腔中的场分布,假设椭圆的长轴是不变的,其半径为  $1 \mu\text{m}$ ,短半轴长度由  $1 \mu\text{m}$  逐渐缩小,观察场分布的变化情形。

当短半轴为  $0.8 \mu\text{m}$  时,在对称性为  $(+, -)$  的情况

下,边界元数目达到 200,通过散射谱得到一个 Q 值比较高的模式,其本征波矢  $3.8298 - 0.00015i$  和场分布如图 2 (a) 所示,类似于微盘的模式命名法,可以发现这是一个类 TM (9,1) 模式,而对于完整圆其本征波长为 1 807.2 nm,现在该模式的波长为 1 640.6 nm,品质因子由原来的  $1.7 \times 10^5$  下降到现在的  $1.2 \times 10^4$ ,品质因子的下降是对称性的破坏所造成的,因为光波在一些曲率比较大的地方并不满足全反射,这一点可从远场辐射看出,如图 2(b) 所示,光场最强的地方时在 Y 轴方向上,这主要因为是在长轴两端的曲率最大,光波传播过程中入射角会不断发生改变,最后光会在这曲率最大处不满足全反射临界角时掠射出去,这样就会发现远场呈现这样两个大的包络,而中间小波峰是被里面的驻波场所调制。



(a)

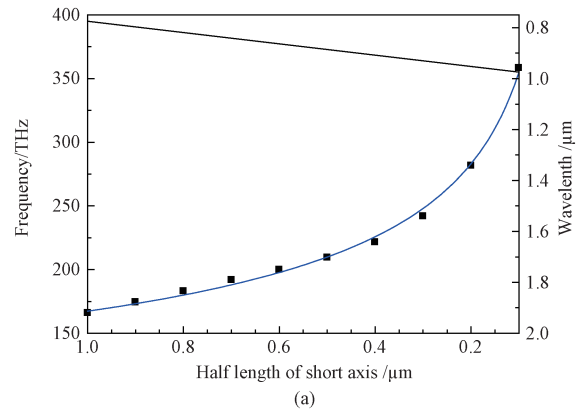


(b)

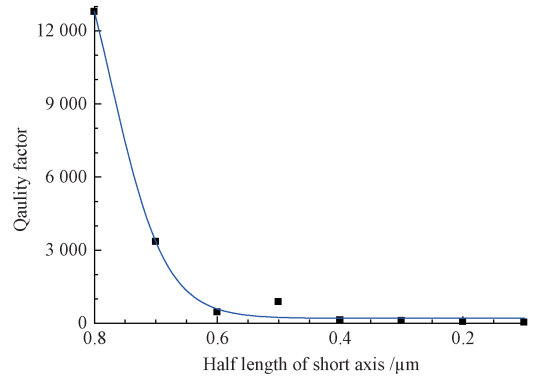
图 2 椭圆微腔中 TM(9,1) 模场分布(a)和远场辐射图(b)  
Fig.2 TM(9,1) mode pattern of elliptical cavity (a) and far field pattern (b)

在调整短半轴时,其模式频率和品质因子的变化关系分别如图 3 所示,可以发现短半轴长度小于  $0.4 \mu\text{m}$  时,模式波长随短半轴的变化呈线性关系,而品质因子是指数下降的,但是在短半轴为  $0.5 \mu\text{m}$  时,其品质因子有个小的起伏,为了弄清楚其中原因,本文计算了短半轴为  $0.6$  和  $0.5 \mu\text{m}$  的散射谱其结果图 4 所示。

从图 3 可以看出有两个模式的频率在短半轴变化时有不同的速度,其中模式 A 为上面(9,1)的模式,模式 B 其品质因子要比模式 A 要低的多,本征频率为



(a)



(b)

图 3 TM(9,1) 模式频率 (a) 和品质因子 (b) 随短半轴长度变化曲线

Fig.3 Frequency (a) and quality factor (b) of TM(9,1) mode as a function of half short axis of ellipse

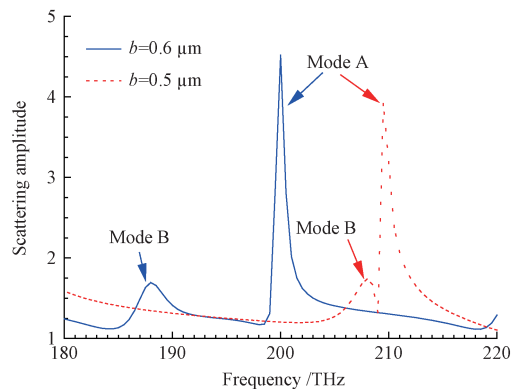


图 4 不同短半轴下椭圆微腔的散射谱,实线为短半轴长度  $b = 0.6 \mu\text{m}$ ,虚线为短半轴长度为  $b = 0.5 \mu\text{m}$   
Fig.4 Scattering spectra of elliptical cavity for different length of short axis, the solid blue line for  $b = 0.6 \mu\text{m}$ , and red dash line for  $b = 0.5 \mu\text{m}$

187.68 THz,品质因子只有 53,其模场分布和远场图如 5 所示,图 5(a) 为波函数的实数场分布,由于品质因子非常低,辐射场在外面非常强,因此腔内的模式并不明显,

为了将内部模式场分辨的更清楚,取波函数的绝对值,显示在图 5(b)中。

从场分布可以看出这是一个高阶类 FP 模式,由于其入射角比较小,因此辐射损耗比较强,品质因子非常低,其远场分布如图 6 所示,可以发现模式 B 的远场辐射也与模式 A 的不一样,对照场分布图 5,看出其最大出光方向为  $\pm 40^\circ$  和  $180 \pm 40^\circ$  分别从 4 个角辐射出来。

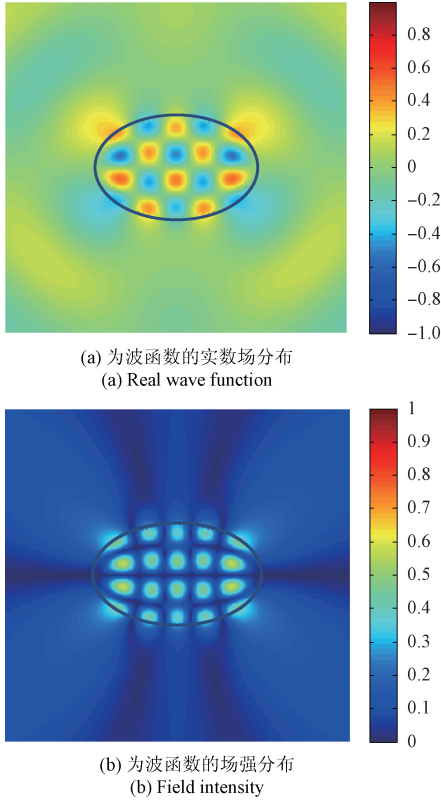


图 5 短半轴为  $0.6 \mu\text{m}$  时,椭圆模式 B 的场分布图  
Fig. 5 Field pattern of elliptical mode B

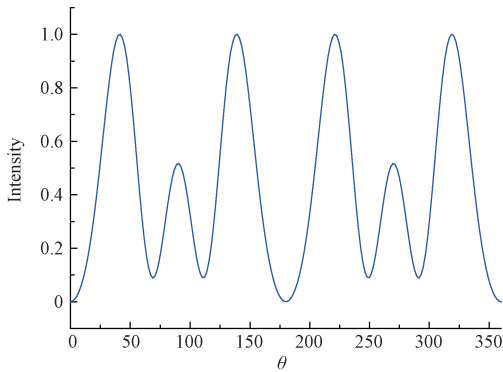


图 6 短半轴为  $0.6 \mu\text{m}$  时,椭圆模式 B 的远场辐射图  
Fig. 6 Far field pattern of elliptical mode B at  $b = 0.6 \mu\text{m}$

从图 4 的散射谱发现,当短半轴长度为  $0.5 \mu\text{m}$  时,模式 A 和模式 B 靠的非常近了,因此可能会出现混合模

的模式,利用边界元积分法得到模式 A 模式频率为  $209.42 \text{ THz}$ ,品质因子为 847,而当短半轴半径为  $0.6 \mu\text{m}$  时,模式 A 的品质因子为 435,这种反常升起来源于模式 A 与模式 B 的耦合,这一点可以从场分布以及远场辐射图上看出,如图 7 所示,由 WG 为主的模式 A 变成了部分类 FP 模式,而远场辐射分布也混合了模式 B 的远场,两个模式的远场相乘就得到了现在模式 A 的远场,而混合了 WG 和 FP 的模式 A 的品质因子比单个模式都要高。

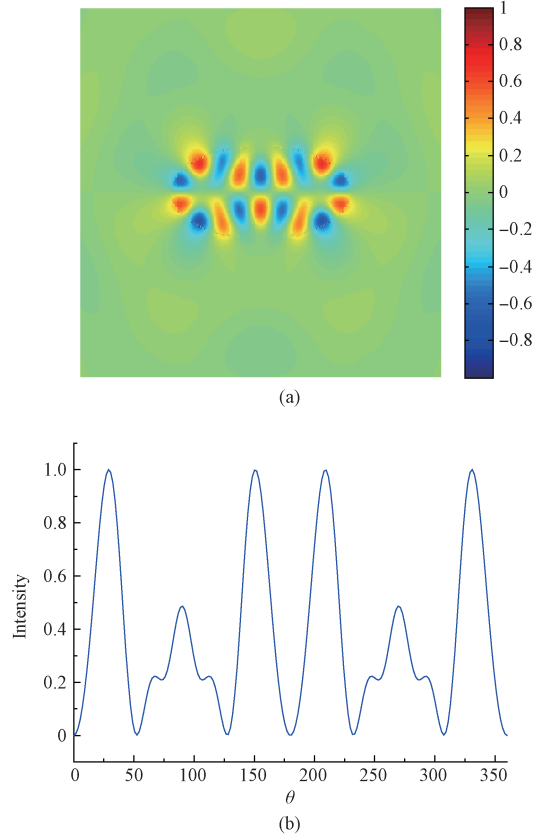


图 7 短半轴长度为  $0.5 \mu\text{m}$  的椭圆中模式 A 的场分布(a)和远场辐射(b)

Fig. 7 Field pattern (a) and far field pattern (b) of elliptical mode A at  $b = 0.5 \mu\text{m}$

### 3 结 论

本文介绍边界元积分法求解介质微腔光场模式的原理,首先通过散射法求得特征频率的初值,然后利用牛顿迭代方法求出精确的特征根和特征矢量,从而求出整个光场分布,光学品质因子和远场分布。为了解 and 操控微纳腔中光场远场和品质因子,研究利用边界积分法求解了椭圆内模场随短半轴变化的情况。结果表明随着椭圆曲率增加,光场由回音壁模式变成 FP 模式,而品质因子

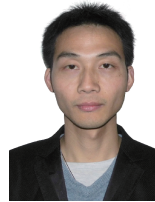
也呈现指数下降,但是在短半轴为  $0.5 \mu\text{m}$  时,出现低  $Q$  值模式与回音壁模式耦合,其耦合结果使得回音壁模式反常的上升,而远场也是两个耦合模式的远场相乘,该发现为精确操控变形腔中远场和品质因子提供新的途径。

### 参考文献

- [1] KIM S K, KIM S H, KIM G H, et al. Highly directional emission from few-micron-size elliptical microdisks[J]. Applied Physics Letters, 2004, 84(6):861-863.
- [2] STONE A D, TURECI H E, SCHWEFEL H G L, et al. Dramatic shape sensitivity of directional emission patterns from similarly deformed cylindrical polymer lasers[J]. Josa B, 2004, 21(5):923-934.
- [3] NÖCKEL J U, STONE A D. Ray and wave chaos in asymmetric resonant optical cavities[J]. Nature, 1997, 385(6611):45-47.
- [4] TURECI H E, SCHWEFEL H G L, JACQUOD P, et al. Modes of wave-chaotic dielectric resonators[J]. Progress in Optics, 2012, 47(47):75-137.
- [5] SHINOHARA S, HENTSCHEL M, WIERSIG J, et al. Ray-wave correspondence in limaçon-shaped semiconductor microcavities[J]. Physical Review A, 2009, 80(3):2962-2964.
- [6] YEE K S. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1966, 14(3):302-307
- [7] ZIENKIEWICZ O C, TAYLOR R L, ZHU J Z. The finite element method: Its basis and fundamentals[J]. Butterworth-Heinemann, 2005.
- [8] LU Q J, WU G, CHEN D, et al. Optimal design and application of surface plasmon polaritons microdisk[J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(7):0714002-264.
- [9] WIERSIG J. Boundary element method for resonances in dielectric microcavities[J]. Journal of Optics A Pure & Applied Optics, 2002, 5(1):53-60.
- [10] XIAO J J, CHAN C T. Calculation of the optical force on an infinite cylinder with arbitrary cross section by the boundary element method[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2008, 29(10):1553-1561.

- [11] ELISEE J, BONNET M, ARRIDGE S. Accelerated boundary element method for diffuse optical imaging[J]. Optics Letters, 2011, 36(20):4101.
- [12] GRADSHTEYN I S, RYZHIK I M, ROMER R H. Tables of integrals, series, and products[J]. American Journal of Physics, 1988, 56(10):958-958.
- [13] KNIPP P A, REINECKE T L. Boundary-element method for the calculation of electronic states in semiconductor nanostructures[J]. Physical review B Condens Matter, 1996, 54(3):1880-1891.
- [14] VAHALA K. Optical microcavities[J]. Nature, 2003, 424(6950):839-846.
- [15] 秦润杰, 张清鹏, 卢秋朋. 多导体传输线电容电感矩阵的分析求解[J]. 电子测量技术, 2015, 38(6):34-36.
- QING R J, ZHANG Q P, LU Q P. Analysis and solution of capacitance and inductance matrix of multi conductor transmission line [J]. Electronic Measurement Technology, 2015, 38(6):34-36.

### 作者简介



姚齐峰, 2008 年于北京理工大学获得学士学位, 2013 年于中国科学院大学获得博士学位, 现为北京信息科技大学讲师, 主要研究方向为微纳光电子集成。

E-mail: yaoqifeng@bistu.edu.cn

**Yao Qifeng** received B. Sc. from Beijing Institution of Technology University in 2008, and Ph. D. from University of Chinese Academy of Sciences in 2013, now he is teacher in Beijing information science and Technology University. His main research interest include micro/nano opto-electronic integration.



祝连庆(通讯作者), 1989 年于合肥工业大学获得学士学位, 2013 年于哈尔滨工业大学获得博士学位, 现为北京信息科技大学教授, 主要研究方向为光纤传感和光学测量等。

E-mail: zhulianqing@sina.com

**Zhu Lianqing** (Corresponding author) M. Sc. and from Hefei University of Technology in 1989, and Ph. D. from Harbin Institute of Technology in 2013, respectively. Now he is a professor and Ph. D. supervisor in Beijing Information Science and Technology University. His main research directions include fiber sensing technology and optical measurement.