

# 一种新型的光子晶体偏振光分束器的设计\*

郭 浩<sup>1)</sup> 吴 评<sup>1)</sup> 于天宝<sup>1)</sup> 廖清华<sup>1)†</sup> 刘念华<sup>1)</sup> 黄永箴<sup>2)</sup>

1)(南昌大学物理系,南昌 330031)

2)(中国科学院半导体研究所集成光电子学国家重点实验室,北京 100083)

(2009 年 10 月 22 日收到;2009 年 11 月 20 日收到修改稿)

基于光波在直波导和复合结构光子晶体中的传播特性,结合平面波展开法和时域有限差分法,提出并讨论了一种新型的超紧凑的光子晶体偏振光分束器. 它是由输入波导,分束结构和输出波导三部分组成. 对这种结构的三角晶格光子晶体光分束器的数值计算与模拟结果表明,该结构可以实现 TE 模和 TM 模的高效大角度分离,并且在通信波段设计尺寸小,这些特性使其在未来的集成光回路中有着重要的应用前景.

**关键词:** 偏振光分束器, 能带结构, 平面波展开法, 时域有限差分法

**PACC:** 4270Q, 4278M

## 1. 引 言

偏振光分束器 (polarization beam splitter) 是光网络组件中的重要器件,它能够把相互正交的一种偏振模式分开,并沿不同的方向传播,这使其在光通信、光存储、集成光路中都有潜在的应用价值. 传统的偏振分束器利用天然晶体的双折射效应(沃拉斯顿棱镜)或者多层膜结构的偏振选择性,偏振分束块 (polarization beam splitter cubes) 等,性能都不够理想. 天然双折射晶体所固有的小分开角度决定了沃拉斯顿棱镜需要很大厚度才足以分开两个偏振态;多层膜结构作为其替代品<sup>[1]</sup>,主要是利用多层膜结构自身较天然晶体大几倍的双折射特性,在很大程度上减小了厚度,但是制作这种多层结构过程较复杂;基于多层膜结构的偏振选择性只在一个较小的波长范围和角度范围内具有大的消光比<sup>[2]</sup>.

近 20 年来光子带隙材料的发现,因其具有很好的控制光子运动的能力,一直在促进并深化人们对光子晶体的研究<sup>[3,4]</sup>. 光子晶体是由介电常数不同的材料构成的周期性微结构,光子晶体的特征是具有光子禁带,频率落在光子禁带内的光在光子晶体中沿任何方向都不能传播<sup>[5]</sup>,利用光子晶体的这一特性可以设计出多种光电元器件,其中偏振光分束

器是光子集成电路中很重要的光学器件. 目前基于 TE 和 TM 导模的色散关系<sup>[6]</sup>,光子晶体定向耦合器<sup>[7]</sup>,光子带隙和自准直效应<sup>[8-10]</sup>的偏振光分束器得到了广泛的研究. 但是基于导模色散关系的偏振光分束器,由于须要在输入波导和输出波导中引入一系列空气孔,导致其透射率较低. 然而基于定向耦合器的偏振光分束器,其分束角小,须要在输出端引入弯曲波导才能实现 TE 模和 TM 模大角度分离. 与此同时,基于光子带隙和自准直效应的偏振光分束器,由于两种偏振模式有不同的能带结构,存在不同的光子禁带<sup>[11,12]</sup>,使一种偏振模式处于禁带被反射,另一种偏振模式处在导带从而实现 TE 模和 TM 模的分离. 只是这种分束器若应用到集成光路中,则须在输入端和输出端引入光子晶体波导或传统介质波导来导光,这无疑会带来器件尺寸增大、分束效率降低、制作复杂性增加等问题.

考虑到基于 TE 和 TM 导模的色散关系、基于光子晶体定向耦合器及基于光子带隙和自准直效应的偏振光分束器所存在的固有缺陷,本文基于光波在直波导和混合结构光子晶体的传播特性,讨论并提出了一种新型的超紧凑的光子晶体偏振光分束器. 该偏振光分束器由输入波导,分束结构和输出波导三部分组成,用时域有限差分法对这种结构的三角晶格光子晶体偏振光分束器进行数值计算与

\* 集成光电子国家重点实验室(中国科学院半导体研究所)开放课题,江西省教育厅科学研究课题(批准号:2007-59, GJJ08066),江西省自然科学基金(批准号:2008GZW0006,2007GQW2057)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: lqhua@ncu.edu.cn

模拟,分析结果表明,该设计具有分束率高、尺寸小、分束角度大等许多优点,这些特点无疑对光子晶体偏振光分束器等介观光子学器件得到实际应用起着至关重要的作用。

## 2. 计算方法

通常用平面波展开法来计算光子晶体的禁带结构,它的基本思想是将电磁场以平面波的形式展开,从而将麦克斯韦方程组化成一个本征方程,求解该方程的本征值就能得到所传播光子的本征频率.由介质中的 Maxwell 方程组得到关于  $E$  和  $H$  的本征方程分别为

$$\nabla \times \nabla \times E(r) = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(r) E(r), \quad (1)$$

$$\nabla \times \frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times H(r) = \frac{\omega^2}{c^2} H(r), \quad (2)$$

$\varepsilon(r)$  往往不连续,造成电场  $E$  也不连续,所以通常求解  $H$  的本征方程.在二维情况下,得到 TE 模和 TM 模的表达式如下:

$$\sum_c \frac{1}{c} |k + G| |k + G'| \varepsilon^{-1}(G - G') h_1(G') = \frac{\omega^2}{c^2} h_1(G), \quad (\text{TE 模}), \quad (3)$$

$$\sum_c (k + G) \cdot (k + G') \varepsilon^{-1}(G - G') h_2(G') = \frac{\omega^2}{c^2} h_2(G), \quad (\text{TM 模}), \quad (4)$$

式中,  $G$  是任意的倒格矢,所有的  $G'$  构成了倒格矢空间,介电常数的傅里叶变换  $\varepsilon^{-1}(G - G')$  是平面波展开法算法的核心<sup>[13]</sup>.用数值方法进行求解,给定一个波矢  $k$ ,由本征方程得到一组本征频率的解,将一系列的波矢所解得的本征频率相连可以构成能带结构.

利用有限差分法对含时的 Maxwell 方程直接求数值解,二维 FDTD 可研究光波在光子晶体复合结构中的光学特性.本文所讨论的偏振光分束器,就可以用 FDTD 分析光在去掉一排介质柱的光子晶体波导和分束结构中的传输特性.边界采用完美边界条件(perfectly matched layer boundary condition),光子晶体置于  $x$ - $z$  平面,入射波沿着  $z$  方向,其横向分布为高斯型.由于 FDTD 能模拟出计算区域每点场随时间的变换值,通过对入射场和透射场做傅里叶变换,就可以得到场随频率变化的关系.

## 3. 偏振光分束器的设计和分析

在二维光子晶体中,电磁波可以分解为 TE 和 TM 两个偏振模式.由于二维光子晶体结构的各向异性和电磁场的矢量性,TE 和 TM 模式光子能带的结构不同,光子禁带的宽度、深度及中心频率的位置也不同.如果 TE 和 TM 模式光子禁带的位置彼此错开,就可以在一定的频率范围,完全禁止一种偏振模式光传播,而只允许另外一种偏振模式的光子通过,这样二维光子晶体就可以作为偏振器使用.

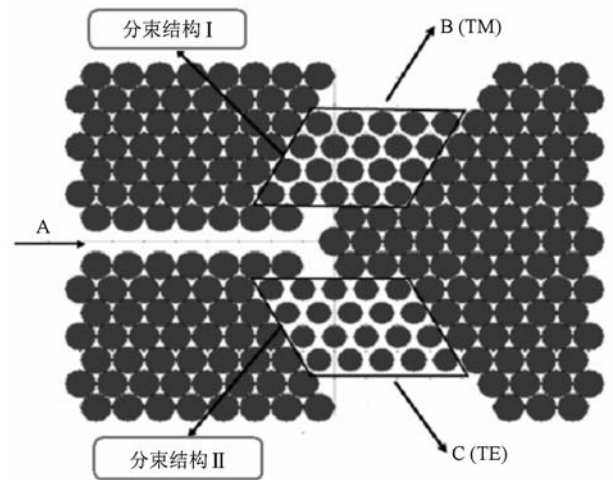


图1 三角晶格光子晶体偏振光分束器结构,图中四边形所圈部分为分束结构

为了实现 TE 模和 TM 模的传输和分离,我们设计了一种复合结构的偏振光分束器.如图 1 所示,它是由输入波导、分束结构和输出波导三部分组成,这种结构都是在介电常数为 18.5 (对于 1.55  $\mu\text{m}$  的入射光,锗的介电常数)的材料上引入空气孔体系,但是两个分束结构都具有不同的空气孔半径.其中分束结构是由四排较小半径的空气孔排列而成.对于输出端 B 方向的分束结构 I,使 TE 模处于禁带,而 TM 模在相应的频率范围内不是禁带,从而 TM 模可从分束结构 I 中透射,而后从输出端 B 导出;而对于输出端 C 方向的分束结构 II,使 TM 模处于禁带,相应的 TE 模在相应的频率范围内不是禁带,从而 TE 模从输出端 C 输出.对输入波导部分对应的空气柱体系,如果对于 TE 模和 TM 模都有完全的禁带,光波在输入波导内便可无损耗的传输.在通信波长  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  处,取晶格常数  $a = 0.738$ ,

则对照该偏振光分束器的设计结构,可以计算出该设计结构的尺寸仅为  $11.1 \mu\text{m} \times 11.8 \mu\text{m}$ .

本文通过研究二维三角晶格空气孔的禁带结构与空气孔半径  $R(a)$  的关系,并且对这种结构的偏振光分束器进行了具体的计算和分析. 计算结果表明,对于三角晶格偏振光分束器,由图 2 可知,当选取工作频率为归一化频率  $a/\lambda = 0.476$  的高斯脉冲为入射光束时,对应这一归一化频率存在 TE 模禁带, TM 模禁带和两种模式的共同禁带,由此可以确定偏振光分束器各部分结构的空气孔半径的取值范围. 在上述空气孔半径范围内,选取一组空气孔半径的取值:分束结构 I 空气孔半径为  $0.465 a$ ;分束结构 II 空气孔半径为  $0.389 a$ ;其他区域(即除去分束结构 I 和分束结构 II 剩下的基本结构)的空气孔半径为  $0.490 a$ . 然后对各部分的光子带隙结构进行研究(如图 3 所示),对于分束结构 I,当空气孔半径为  $0.465 a$  时,在归一化频率范围  $a/\lambda = 0.403\text{—}0.489$  内,TE 模处于禁带, TM 模可透射;当分束结构 II 空气孔半径为  $0.389 a$  时,在归一化频率范围  $a/\lambda = 0.475\text{—}0.496$  内, TM 模处于禁带, TE 模可透射;当其他区域的空气孔半径为  $0.490 a$  时,其诱人之处在于:在归一化频率范围  $= 0.411\text{—}0.517$  内, TM 和 TE 模同时处于禁带,在此结构中引入的直波导 A 便可实现 TM 和 TE 模低损耗或零损耗传输. 总结上述叙述,当空气孔选择以上取值时,各部分结构的光子带隙

$$a/\lambda = 0.403\text{—}0.489 \quad \text{分束结构 I,} \quad (5)$$

$$a/\lambda = 0.475\text{—}0.496 \quad \text{分束结构 II,} \quad (6)$$

$$a/\lambda = 0.411\text{—}0.517 \quad \text{其他区域.} \quad (7)$$

上面三式重叠的归一化频率区域为  $a/\lambda = 0.475\text{—}0.489$ . 当选取这一频率范围内的光波作为入射波时,根据上述讨论,分束结构 II 对应这一频率范围内的 TM 模显示为禁带,而分束结构 I 显示的则为非禁带,于是 TM 模沿输入波导 A 入射后只能透过分束结构 I,从而达到 TM 模的分离;与此同时,这一频率的光波,对分束结构 I TE 模显示的是禁带,而对分束结构 II 显示的则为非禁带,于是 TE 模只能透过分束结构 II,从而达到 TE 模的分离;在此归一化频率范围内,此结构中引入的直波导 A 同样可实现 TM 和 TE 模低损耗或零损耗传输,因为在此归一化频率范围内,在光波到达分束结构 BC 前的直波导 A 中, TM 和 TE 模同时处于禁带. 上述分析表明,该设计结构的偏振光分束器在这重叠的归一化频率范围内,可以实现两种偏振模式很好的分离并具有较高的透射率.

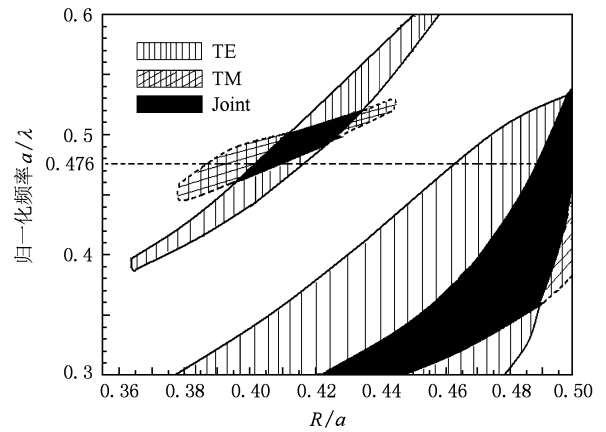


图2 三角晶格空气孔光子晶体禁带与空气孔半径  $R(a)$  的关系

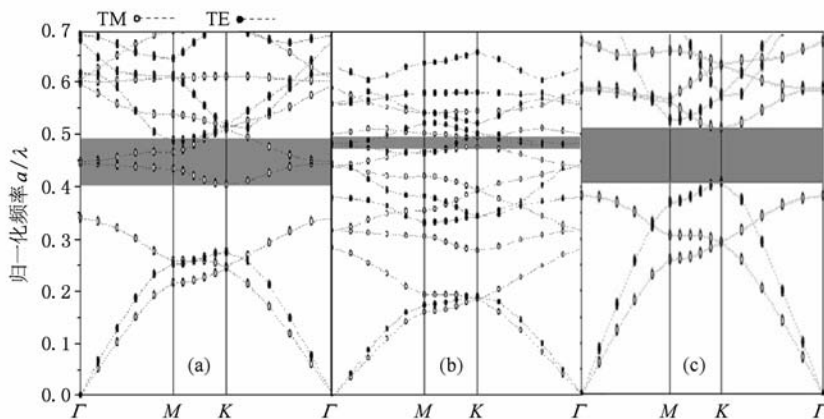


图3 三角晶格光子晶体偏振光分束器的能带图 (a)空气孔半径为  $0.465 a$  的分束结构 I;(b)空气孔半径为  $0.389 a$  的分束结构 II;(c)空气孔半径为  $0.490 a$  的直波导区域

采用时域有限差分法进一步计算和模拟光在这种偏振光分束器中的传播行为,图4给出了三角晶格光分束器的电场幅度分布图.从图可以清晰地

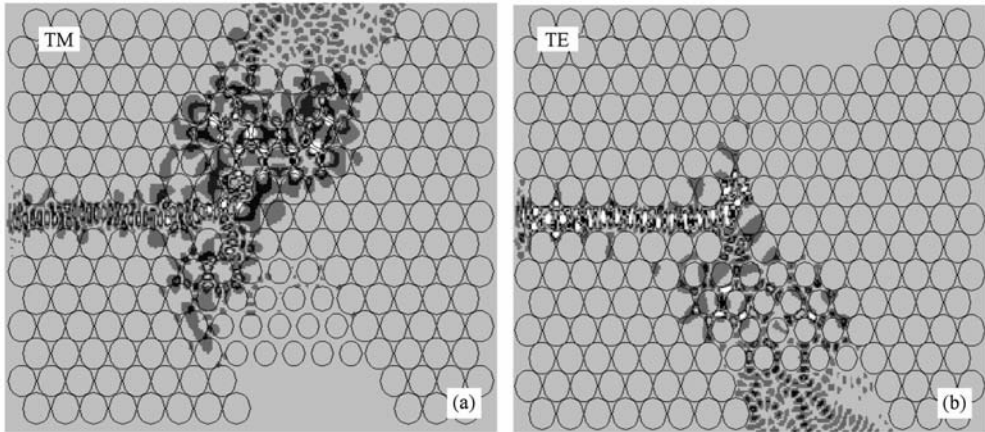


图4 在归一化频率  $a/\lambda = 0.476$  处,偏振光分束器中光场达到稳定状态时(a)TM模和(b)TE模的电场幅度分布图

看出,三角晶格偏振光分束器达到了很好的分束效果并且实现了偏振光束的  $120^\circ$  大角度分离.文章最后对该设计结构的分束效率进行了研究,如图5所示,发现一个有趣的现象,在重叠的归一化频率区域  $a/\lambda = 0.475-0.489$  外的归一化频率为  $a/\lambda = 0.472-0.475$  的范围内,TE模和TM模还可实现很好的偏振分束并保持着很高的透射率,TE模和TM模的透射率都保持在97%以上.通过对这种现象的深入研究和分析,发现在以介电材料为导光区的光子晶体单模波导中,光波的高效传输是由光子带隙和全内反射<sup>[13-16]</sup> (total internal reflection) 的联合效应决定的.结合光子带隙和全内反射两种导光机制,也就是一种偏振光用光子带隙导光,另一种偏振光利用全内反射来引导光场的传播,那么归一化频率就无需落在前面所指出的区域,这样在器件的设计中,就可以获得更宽的工作频率范围.在本文设计的偏振光分束器中,对TM模而言,分束结构II区域的有效折射率(空气孔半径小、即介质填充率高)高于分束结构I区域的有效折射率(空气孔半径较大、即介质填充率较低),由于满足常规的反射条件,这样即使没有光子带隙的存在,分束结构II也可以像完全的禁带那样将TM模反射,使其通过分束结构I达到TM模的高效分离.

文中只选用了一组空气孔半径  $R(a)$  的取值,事实上,空气孔半径的取值也不是唯一的,当我们选择其他适当的取值时,同样可以实现TE模和TM模  $120^\circ$  大角度分离.进一步的研究还表明,如果以正方晶格光子晶体为基底设计来偏振光分束器(如图6所示),则可实现TE模和TM模的  $180^\circ$  角度分离.关于该偏振光分束器的具体设计和应用,不在

看出,三角晶格偏振光分束器达到了很好的分束效果并且实现了偏振光束的  $120^\circ$  大角度分离.

文章最后对该设计结构的分束效率进行了研

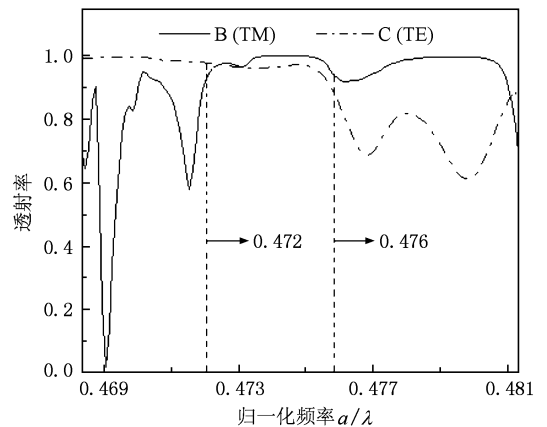


图5 三角晶格光子晶体偏振光分束器结构中TE模和TM模的透射率与归一化频率的关系

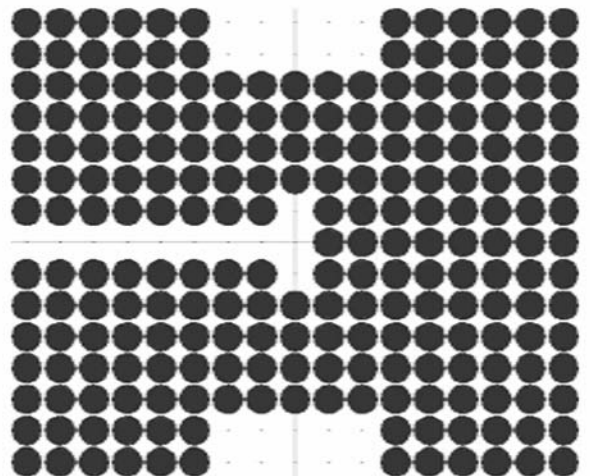


图6 正方晶格光子晶体偏振光分束器结构

本文详述.

## 4. 结 论

本文用平面波展开法和时域有限差分法研究了

三角晶格圆柱晶胞二维光子晶体的能带结构和光学传输特性,讨论了它在偏振器方面的应用. 计算结果表明,与传统的偏振器件相比,这种二维光子晶体偏振器具有尺寸小,透射率高,分束角大,偏振分束率高等优点,有望在集成光学系统中得到重要应用.

- 
- [1] Shiraishi K, Kawakami S 1990 *Opt. Lett.* **15** 516
- [2] Pezzaniti J L, Chipman R A 1994 *Appl. Opt.* **33** 1916
- [3] Liu Z Q, Feng T H, Dai Q F, Wu L J, Lan S 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2383
- [4] Yan H T, Wang M, Ge Y X, Yu P 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2389
- [5] Yablonovitch E, Gmitter J 1989 *Phys. Rev. Lett.* **63** 1950
- [6] Chen X Y, Yao P J, Chen B, Li F, Zhang J Y, Xie J P, Ming H, Fan S H 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 1285
- [7] Liu T, Arimis R Z, Mahmoud F, Jerome V M, Masud M 2005 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17** 1435
- [8] Shen X P, Han K, Li H P, Shen Y F, Wang Z Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1737 (in Chinese) [沈晓鹏、韩奎、李海鹏、沈义峰、王子煜 2008 物理学报 **57** 1737]
- [9] Kim S, Nordin G P, Cai J B, Jiang J H 2003 *Opt. Lett.* **28** 2384
- [10] Li Y Y, Gu P F, Li M Y, Zhang J L, Liu X 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2596 (in Chinese) [厉以宇、顾培夫、李明宇、张锦龙、刘旭 2006 物理学报 **55** 2596]
- [11] Zhao M M, Lü Y W, Yu J X, Pang X Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1061 (in Chinese) [赵明明、吕燕伍、余家新、庞许倩 2008 物理学报 **57** 1061]
- [12] Villeneuve P R, Piche M 1992 *Phys. Rev. B* **46** 4969
- [13] Adibi A, Xu Y, Lee R K, Scherer A 2000 *Phys. Rev. B* **64** 033308
- [14] Zhuang F, He S L, He J P, Feng S S 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 355 (in Chinese) [庄飞、何赛灵、何江平、冯尚申 2002 物理学报 **51** 355]
- [15] Borel P I, Frandsen L H, Thorhauge M, Harpoth A, Zhuang Y X, Kristensen M 2003 *Opt. Express* **11** 1757
- [16] Yu T B, Jiang X Q, Liao Q H, Qi W, Yang J Y, Wang M H 2007 *Chin. Opt. Lett.* **5** 690

# Design of novel polarization beam splitter in two-dimensional photonic crystal \*

Guo Hao<sup>1)</sup> Wu Ping<sup>1)</sup> Yu Tian-Bao<sup>1)</sup> Liao Qing-Hua<sup>1)†</sup> Liu Nian-Hua<sup>1)</sup> Huang Yong-Zhen<sup>2)</sup>

1) (*Department of Physics, Nanchang University, Nanchang 330047, China*)

2) (*The State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China*)

(Received 22 October 2009; revised manuscript received 20 November 2009)

## Abstract

We present the design and the simulation of an ultracompact high efficiency polarization beam splitter (PBS) based on the properties of the light waves propagating in straight waveguide and composite structure photonic crystal. The splitting properties of the PBS are numerically simulated and analyzed by using the plane wave expansion (PWE) method and finite difference time domain (FDTD) method. The PBS consists of three parts, namely, input waveguide, beam structure and output waveguide. It is shown that a high efficiency and a large separating angle for TE mode and TM mode can be achieved. Owing to these excellent features, including small size and high rate, the PBS makes a promising candidate in the future photonic integrated circuits.

**Keywords:** polarization beam splitter, band structure, plane wave expansion, finite difference time domain

**PACC:** 4270Q, 4278M

---

\* Project supported by the Open Project of the State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics from Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, the Research Project from Department of Education of Jiangxi Province, China ( Grant Nos. 2007-59, GJJ08066 ), the Natural Science Foundation of Jiangxi Province, China ( Grant Nos. 2008GZW0006, 2007GQW2057 ).

† Corresponding author. E-mail: lqhua@ncu.edu.cn