

有限宽平板波导中的克尔空间孤子 及全光器件的设计^{*}

肖毅¹⁾²⁾ 郭旗^{1)†}

1) 华南师范大学光子信息技术广东省高校重点实验室, 广州 510631)

2) 暨南大学光电工程系, 广州 510632)

(2007 年 3 月 16 日收到, 2007 年 5 月 30 日收到修改稿)

利用数值模拟的方法研究了倾斜入射的傍轴光束在有限宽非线性平板波导内的传输规律. 研究发现, 当不同波长相同束宽的光束各以临界功率倾斜入射波导时, 如果倾斜角、入射点都一样, 它们将沿大致相同的周期性的 Z 字形路径传输, 如果光束功率进一步增大, 相邻反射点之间的间距随传输距离有逐渐变大的趋势, Z 字形路径不再严格的周期性, 当功率相当大时, 光束将沿波导 z 方向传输, 不再在波导的两个边界之间来回反射. 利用倾斜入射光束在波导内的传输路径随功率而变的特点, 设计了一个功率开关和一个光时分复复用器.

关键词: 空间光孤子, 有限宽非线性平板波导, 全光器件

PACC: 4265S, 4265J

1. 引言

光束以接近于全反射角的入射角入射在两种线性介质分界面处的反射和透射行为很早就受到人们的关注^[1-3]. 与描述无限大均匀平面波在入射两种不同介质分界面后反射规律的斯涅耳定律不同的是, 反射光束的实际路径相对于几何光路有一个很小(波长量级)的平移, 通常称为古斯-汉辰平移(Goos-Hanchen shift)^[4]. Kaplan^[5]研究了无限大均匀平面波入射到线性介质-非线性介质分界面的情形, 发现这种非线性分界面具有开关的特性而可以作为一种新型的非线性光学元件. 随后对光束以接近于全反射角的入射角入射这种非线性界面的反射及透射规律进行了一些理论和数值模拟的研究^[6-9], 发现存在大得多的非线性古斯-汉辰平移, 并发现出射光束(反射或透射)的传输路径敏感地依赖于光束的功率, 进一步证实了非线性界面具有实现开关或逻辑门的潜在功能. 对于非线性界面的这些光学效应的一种解释是存在非线性表面波(nonlinear surface wave, NSW)^[10-12]. 除了对单个非线性界面的研究之

外, 也研究了由两个(或更多)靠得很近的非线性界面的排列而形成的薄膜非线性平板波导的光学性质^[13-18]. 文献[18]发现, 当这种非线性平板波导内的光的能流增大到某阈值的一倍或数倍时, 它可以透过非线性界面发射一个或多个空间孤子, 从而表现出开关的行为. 最一般的情形是非线性界面两边均为非线性介质, 它们的线性折射率和非线性折射率系数在分界面处各有一个跃变. Aceves 等人^[19]将非线性界面的存在等效为非线性薛定谔方程中的一个微扰项, 在入射光束为空间孤子的情况下, 发展了等效粒子理论. 该理论在相当范围的参数空间(由 6 个参数描述: 两边介质的线性折射率和非线性折射率系数, 光束的功率及入射角度)与数值模拟的结果符合得很好, 甚至得到了非线性古斯-汉辰平移的解析表达式. 文献[20]探讨了更大范围的参数空间(比如非线性折射率系数的跃变相对于文献[19]所讨论情形变得更大)等效粒子理论的适用情况, 研究了单孤子透射非线性界面后(由于受其影响)分裂为多个孤子的情形, 同时也尝试了怎样由单个非线性界面的等效势阱构造出两个(或更多)非线性界面排列在一起的总的等效势阱. 在研究孤子光束在非线

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10474023, 10674050), 高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20060574006)和广东省自然科学基金(批准号: 05005918)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: guoq@scau.edu.cn

性平板波导(无论是阶跃型折射率分布还是高斯型折射率分布)中的传输规律时,等效粒子理论都被证明是有效的工具^[21-23].利用光束在非线性界面处的反射规律,Wu^[24]设计了一个有限宽度的非线性平板波导,当相同功率不同波长的光束以相同路径分别入射时,出射路径可以互相分开.

文献[19—23]中的等效粒子理论只研究了孤子入射的情形,并未涉及当入射光束的功率稍大于临界功率时的情形,而在平板波导这样的准二维传输系统中,功率适当偏离临界功率的光束仍然可以以能量不扩散的形式(呼吸子)稳定传输.Wu^[24]虽然设计了一个波导结构能够使得沿相同入射路径单独入射的相同功率而不同波长的光束沿不同路径出射,并数值模拟了该功能,但并没有给出一个合理的解释.本文仍然以有限宽度的非线性平板波导为研究对象,研究了倾斜入射的(1+1)维光束的传输规律,发现当不同波长相同束宽的光束各以临界功率倾斜入射波导时,如果倾斜角、入射点都一样,将沿大致相同的周期性的Z字形路径传输;而当光束的功率大于临界功率时,光束在波导中的传输表现出新的特点.本文揭示了沿相同路径入射的相同功率不同波长的光束以不同路径出射的原因.相对于已经较为成熟的光波分复用技术而言,光时分复用技术尚处于实验室研究阶段.本文研究发现有限宽平板波导可以用来制作简单实用的光时分复用器,设计了一个光开关和一个光时分复用器.

2. 数值模拟

2.1. 单波长光束在有限宽平板波导中的传输

考虑图1所示的有限宽度的非线性平板波导,在其中传输的单波长傍轴光束由非线性薛定谔方程描述^[19-22,24]:

$$2j\beta k_0 \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + k_0^2 [n_{0i}^2 + \alpha_i |E|^2 - \beta^2] E = 0, \quad (1)$$

其中, n_{0i} ($i = f, c$) 分别表示波导内和波导外的线性折射率, α_i ($i = f, c$) 是波导内和波导外的非线性系数; $E(x, z)$ 是光束的慢变包络函数, k_0 是光束在真空中的波数, β 是光束在波导中所感受到的有效线性折射率.利用有限差分光束传输方法(FD-BPM)对方程(1)直接进行数值模拟^[25].初始输入波形为高

斯型:

$$E(x, 0) = A \exp\left[-\frac{(x - \zeta_0)^2}{2w_0^2}\right] \exp(j\beta k_0 \theta x) \quad (2)$$

其中 A 为振幅, ζ_0 为光束中心的初始位置, w_0 为束宽(1/e 半径), θ 为入射光束与 z 方向夹角.数值模拟中采用的数据为^[24]:波导宽度 $W = 15 \mu\text{m}$,波导内外的线性折射率分别为 $n_{0f} = 1.56$, $n_{0c} = 1.55$,非线性系数 $\alpha_f = 6.3786 \mu\text{m}^2/\text{V}^2$, $\alpha_c = 0$,初始束宽 $w_0 = 1.5 \mu\text{m}$,光束入射倾斜角 $\theta = 4^\circ$,光束中心的初始位置 $\zeta_0 = 0$.光束的功率等于临界功率时相应的振幅 A 的数值可根据如上模拟数据以及文献[26]中(19)式求得.不同波长的光束要形成同样宽度的空间孤子,它们的临界功率是稍有不同的,波长越大,临界功率也就越大.

首先考察波长在 1291—1326 nm 范围的光束分别以相应的临界功率入射的情形.图2是光束中心(即 $\zeta = \int_{-\infty}^{\infty} x |E|^2 dx / \int_{-\infty}^{\infty} |E|^2 dx$)在波导内的轨迹,图中的两条竖线是波导的边界.各波长的孤子光束在波导内的传输路径几乎是一致的,是周期性的Z字形路线.

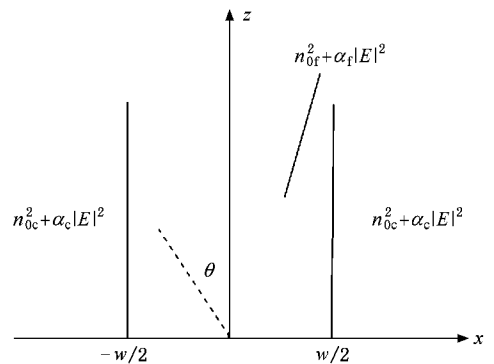


图1 有限宽平板光波导示意图,波导宽度为 w

图3是光束的等效“粒子速度”(即 $d\zeta/dz$)随传输距离的变化图,我们看到每次反射的前后等效“粒子速度”的绝对值没有变化,说明光束的反射角等于入射角.其次,曲线中的跃变部分并非垂直的线条,而是有一个很陡的坡度,说明光束中心的入射点与反射点并没有重合,它们在 z 方向错开的距离就是所谓的古斯-汉辰平移.波长在 1530—1570 nm 范围的光束分别以相应的临界功率入射时,情形与此类似.不仅如此,如果拿 1291 和 1530 nm 两个波长的孤子光束相比,它们的传输路径也几乎是一致的,如图4所示.

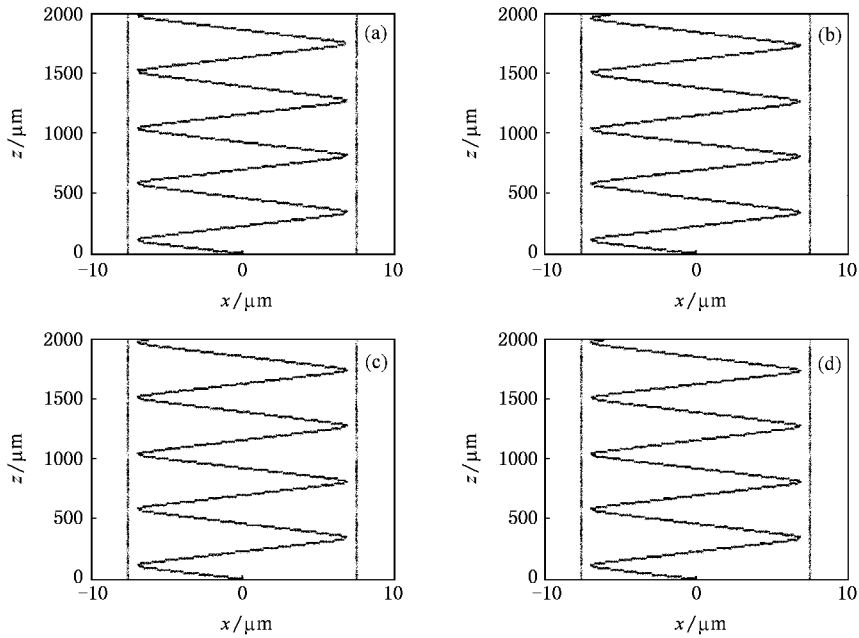


图2 临界功率下光束中心的轨迹 (a) 1291 nm (b) 1305 nm (c) 1315 nm (d) 1326 nm

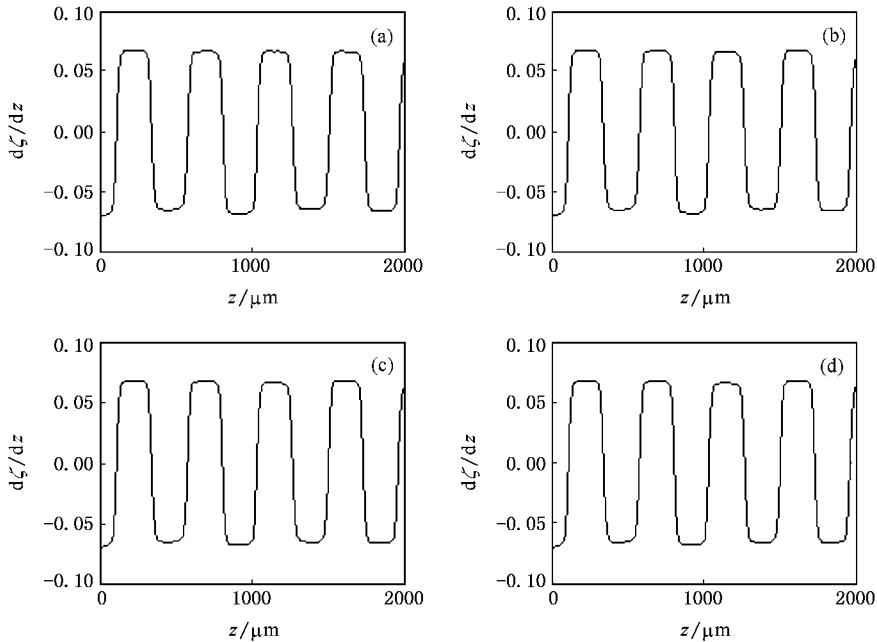


图3 临界功率下光束的等效“粒子速度”随传输坐标的变化图线 (a) 1291 nm (b) 1305 nm ; (c) 1315 nm (d) 1326 nm

我们再来考察同一个波长(例如 1291 nm)的光束在不同的入射功率下的传输行为.图 5 是在不同的入射功率下光束中心的轨迹图,我们看到当入射功率大于临界功率时,相邻反射点之间的距离随传输坐标而逐渐变大,这样光束在波导内传输的 Z 字形路线不再有严格的周期性.随着入射功率的进一

步增大,光束传输的 Z 字形路径有被进一步拉伸的趋势,直至最后光束将沿平行于波导的方向(z 方向)传输,不再来回地反射,这是一种表面波的状态.图 6 是相应的波形演化图.图 7 反映了在不同的入射功率下光束的等效“粒子速度”随传输坐标而变化的情形,当入射功率大于临界功率时,等效“粒子速

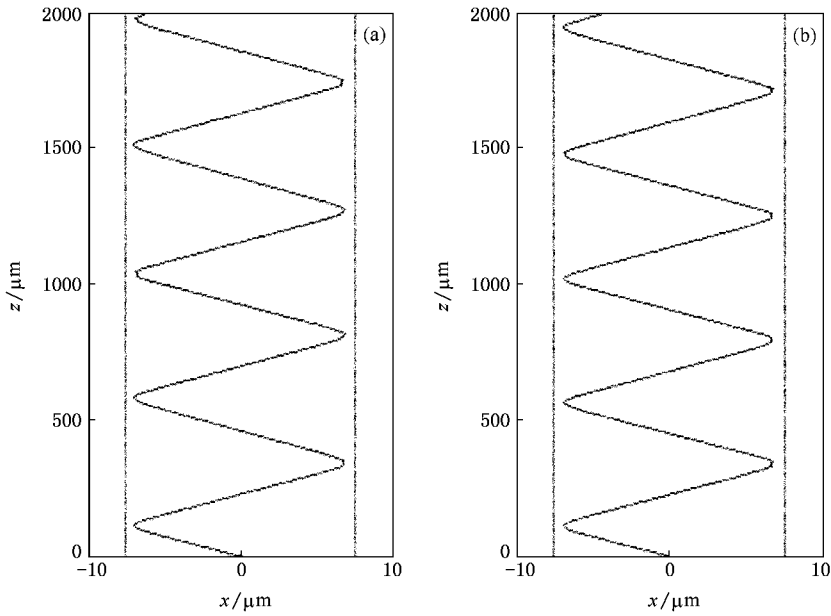


图 4 临界功率下光束中心的轨迹 (a)1291 nm (b)1530 nm

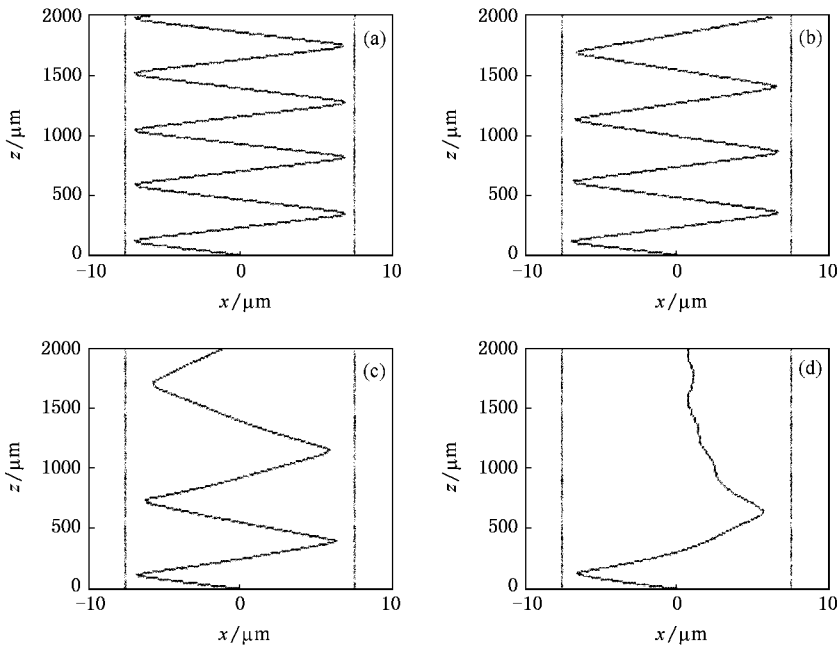


图 5 1291 nm 光束在不同功率下的光束中心轨迹 (a) P_c (b) $1.5P_c$ (c) $2P_c$ (d) $2.5P_c$

度”的绝对值随传输坐标而逐渐减小,而且入射功率比临界功率大得越多,等效“粒子速度”的绝对值减小的趋势越明显.等效“粒子速度”的不断减小不外两种原因:或者每次的反射角都比入射角稍大,或者相邻两次反射之间等效“粒子速度”持续地减小.对图 7 的仔细观察使我们确信,后者更有可能.随着功率自临界功率的增大,图线中原本平直的部分(对应于相邻两次反射之间的光束的传输)逐渐变得倾斜

并且弯曲,这表示两次相邻的反射之间光束中心的轨迹不再是直线,而是大体上向前(即 z 轴正方向)弯曲.我们将在后续工作中进一步研究当光束的功率大于临界功率时光束的等效“粒子速度”逐渐变小的现象,也就是光束在这种波导内的传输路径随功率而变化的原因.图 8 则是光束在波导内的功率随传输坐标的变化图,图中的横直线是计算窗口内的总功率,是守恒的;曲线是波导内的功率,向下的峰

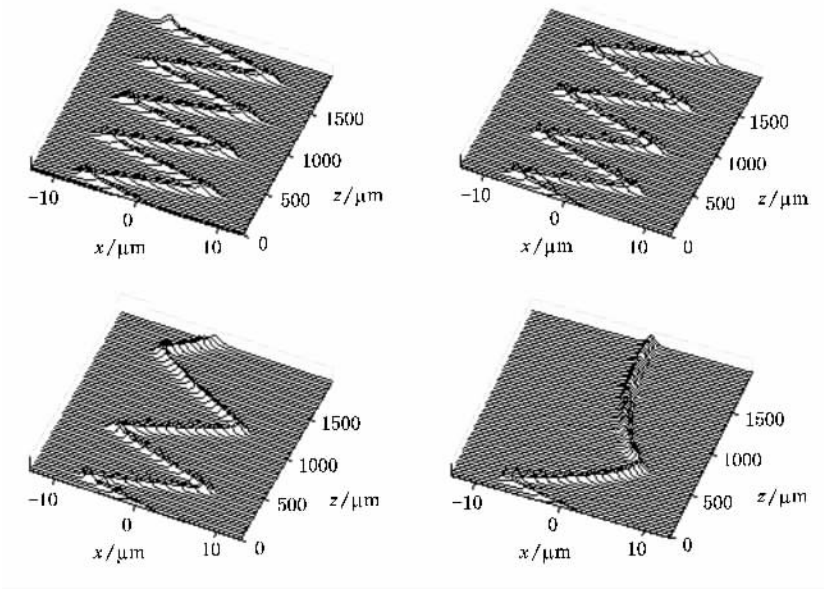


图6 1291 nm 光束在不同功率下($1P_c$ 、 $1.5P_c$ 、 $2P_c$ 、 $2.5P_c$)在波导内的波形演化图

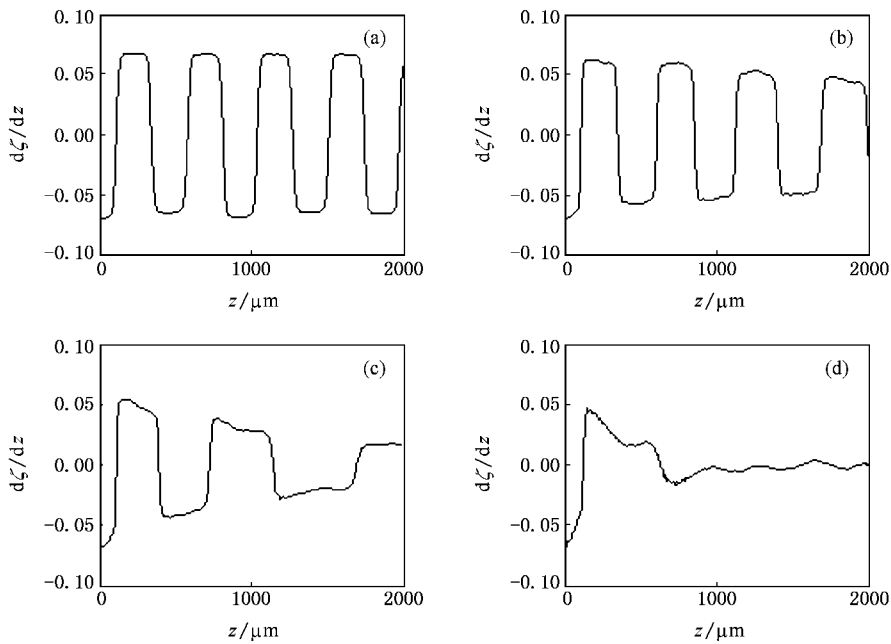


图7 1291 nm 光束在不同功率下的等效“粒子速度”随传输坐标的变化图线 (a) $1P_c$ (b) $1.5P_c$; (c) $2P_c$ (d) $2.5P_c$

表示在每次反射时有一部分光的功率到了波导的外边然后又返回波导内的过程,这个过程在波导外形成所谓的倏逝波.反射前后波导内的光束功率大致保持不变(如果不考虑损耗).当光束的功率为临界功率时,各峰的高度除了一些轻微的波动外,在传输中并没有呈现出增加或减小的趋势,而随着光束功率的增加,峰的高度却呈现出在传输中逐渐减小的趋势,而且光束的功率越大,在传输中峰值减小越明

显.这和图5中当功率较大时,光束中心的反射点随传输距离的增加而越来越远离波导边界而向中心靠拢的现象相对应.别的波长的光束传输随功率的变化规律也大致是这样.

选取适当的功率,不同波长相同宽度的光束均以此相同的功率单独入射,它们由波导出射时将沿着不同的路径^[24].图9是以1326 nm 光束的临界功率的2倍作为入射功率时,1291,1305,1315和

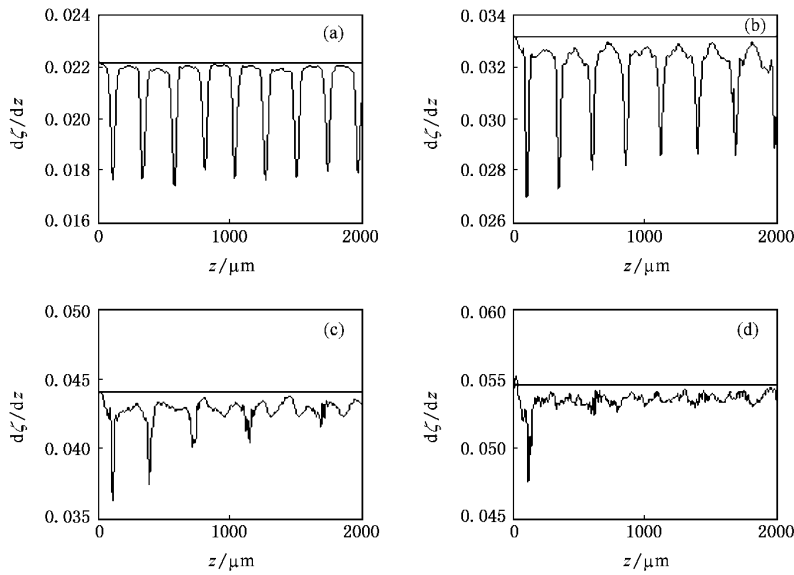


图 8 1291 nm 光束在不同功率下在波导内的功率随传输坐标的变化图 (a) $1P_c$; (b) $1.5P_c$ (c) $2P_c$ (d) $2.5P_c$; 图中横直线是计算窗口内总的功率

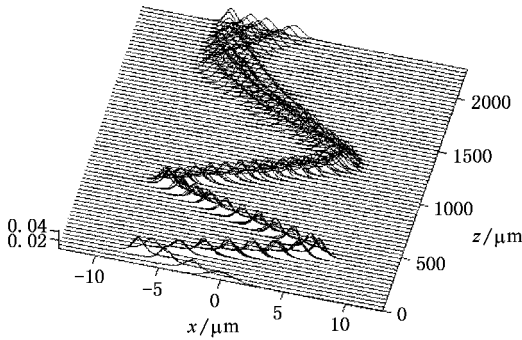


图 9 以 1326 nm 光束的临界功率的 2 倍作为初始入射功率的 1291, 1305, 1315 和 1326 nm 光束的波形演化的比较, 波导长度 2300 μm

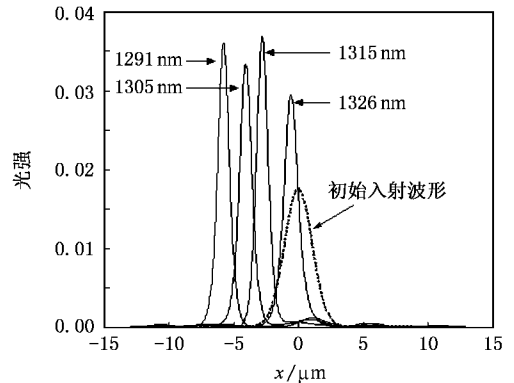


图 10 以 1326 nm 光束的临界功率的 2 倍作为初始入射功率的 1291, 1305, 1315 和 1326 nm 光束的出射波形的比较, 波导长度 2300 μm

1326 nm 光束的波形演化图, 这个功率相当于 1315 nm 光束的临界功率的 2.03 倍, 1305 nm 光束的临界功率的 2.07 倍, 1291 nm 光束的临界功率的 2.11 倍. 正是由于这个不同的倍数, 使得各波长光束每次反射后路径都有所差异. 经过若干次反射的积累, 最后各波长光束将以不同的路径由波导出射. 图 10 是它们由 2300 μm 长的波导出射时的横向位置及波形, 可见尽管其功率大于临界功率, 各波长光束的绝大部分光功率都保持在它们的主峰之内(右边若干极小的峰表示离开了主峰的极少部分的光功率). 图 11 是以 1570 nm 光束的临界功率的 1.8 倍作为入射功率时, 1530, 1544, 1556 和 1570 nm 波长光束的波

形演化图, 图 12 则是它们由 2300 μm 长的波导出射时的横向位置及波形. 这样就得到了与文献 [24] 定性上一致的计算结果. 显然, 通过优化设计光束的功率、入射角, 以及波导的长度, 再配以必要的辅助安排(如后接波导等), 单独入射的波长不同但功率和宽度都相同的光束在波导内的路径将有所差异, 最后可以耦合进不同的出射波导.

然而, 这种类型的有限宽的非线性平板波导并不能够实现波分解复用的功能. 所谓波分解复用, 是将不同波长的光信号通过合波器合成一束光, 送入一根光纤进行传输, 在接收端, 再由一个分波器将这些

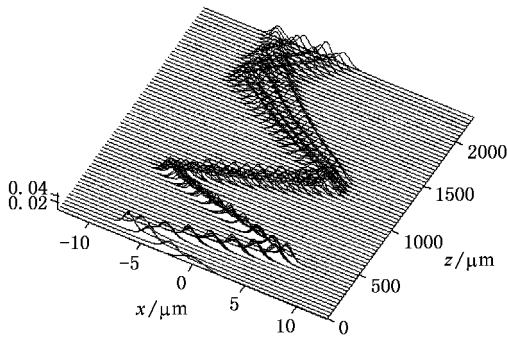


图 11 以 1570 nm 光束的临界功率的 1.8 倍作为初始入射功率的 1530 ,1544 ,1556 和 1570 nm 光束的波形演化的比较 ,波导长度 2300 μm

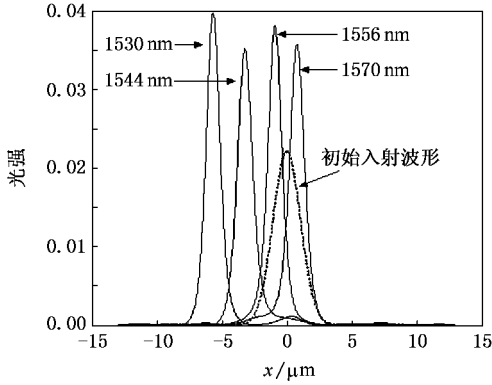


图 12 以 1570 nm 光束的临界功率的 1.8 倍作为初始入射功率的 1530 ,1544 ,1556 和 1570 nm 光束的出射波形的比较 ,波导长度 2300 μm

不同波长的光信号区分开来.下面将会看到,当不同波长的两个光束同时入射波导做能量不扩散传输时,由于相互吸引,它们的出射路径是不能彼此分开的.

2.2. 不同波长的双光束在有限宽平板波导中的传输

不同波长的傍轴双光束在有限宽非线性平板波导中的传输由如下耦合非线性薛定谔方程描述：

$$\begin{aligned}
 2j\beta_1 k_{10} \frac{\partial E_1}{\partial z} + \frac{\partial^2 E_1}{\partial x^2} + k_{10}^2 (n_{0i}^2 + \alpha_i |E_1|^2 + 2\alpha_i |E_2|^2 - \beta_1^2) E_1 &= 0, \\
 2j\beta_2 k_{20} \frac{\partial E_2}{\partial z} + \frac{\partial^2 E_2}{\partial x^2} + k_{20}^2 (n_{0i}^2 + \alpha_i |E_2|^2 + 2\alpha_i |E_1|^2 - \beta_2^2) E_2 &= 0,
 \end{aligned} \quad (3)$$

其中 k_{10} , k_{20} 分别是两个不同波长的光束在真空中的波数 , β_1 , β_2 分别是两光束在波导中感受到的有

效线性折射率.同样利用 FD-BPM ,研究了双光束在波导内的传输规律.两个不同波长的光束的初始输入波形仍为高斯型：

$$\begin{aligned}
 E_m(x, 0) &= A_m \exp\left[-\frac{(x - \zeta_0)^2}{2w_0^2}\right] \\
 &\times \exp(j\beta_m k_{m0} \theta x) \quad m = (1, 2), (4)
 \end{aligned}$$

其中 ζ_0 , w_0 , θ 仍取前面的数值.首先考虑两个光束

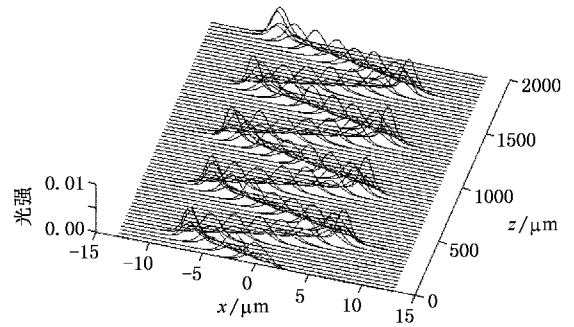


图 13 1291 nm 光束和 1530 nm 光束形成的矢量孤子在波导内的“互陷”传输

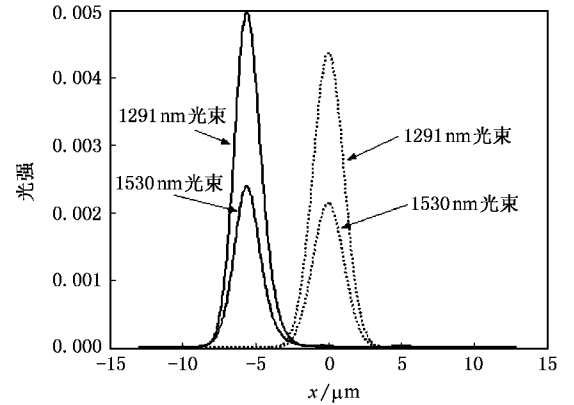


图 14 “互陷”传输的 1291 nm 光束和 1530 nm 光束入射波形(虚线)和出射波形(实线)的比较

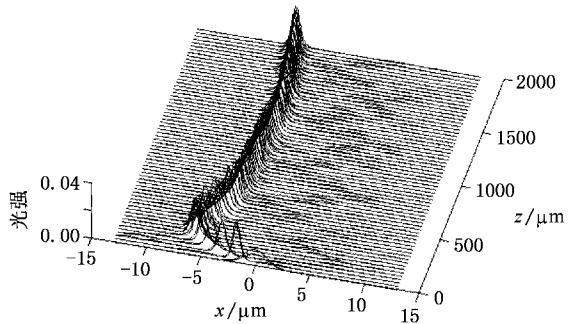


图 15 1291 nm 光束和 1530 nm 光束以各自临界功率在波导内的共同传输

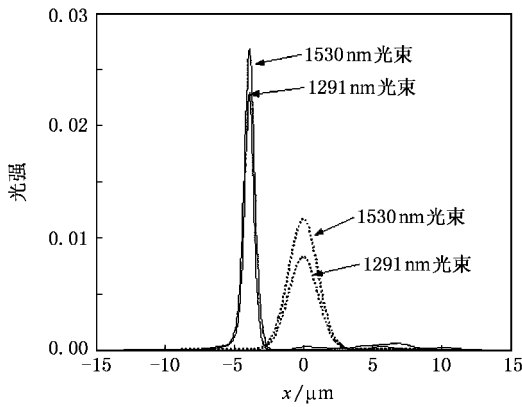


图 16 均取临界功率共同传输的 1291 nm 光束和 1530 nm 光束的入射波形(虚线)和出射波形(实线)的比较

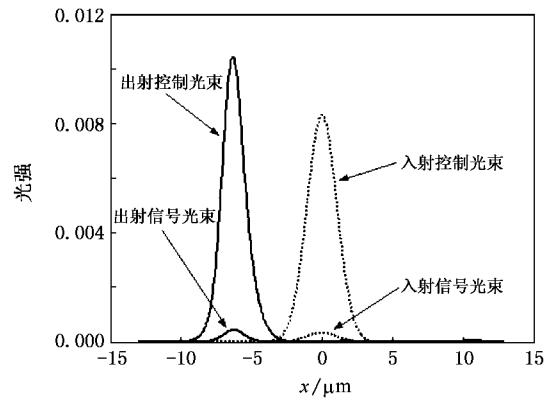


图 17 临界功率的 1291 nm 控制光束及 1530 nm 弱信号光束的入射波形(虚线)和出射波形(实线)的比较

形成矢量孤子的“互陷”传输,初始输入振幅 A_1, A_2 的值可利用文献 [26] 的(17)(18)式以及本文的数值模拟参数来确定.图 13 是做“互陷”传输的 1291 和 1530 nm 波长的两光束在波导内的波形演化图,它们相互叠合在一起.图 14 则是入射光束和出射光束的横向位置及波形的比较,可以发现两个波长的光束的形状都保持得很好,而且出射时两光束相互叠合在一起.再考察两个不同波长的光束各以相应的临界功率同时入射时的情形,仍以 1291 和 1530 nm 波长的光束为例,图 15 反映两光束的主峰叠合在一起在波导内的传输情形.两个波长的光束各以临界功率共同传输的情形类似于单波长光束以大于 2.5 倍临界功率入射时的情形,表现为沿波导 z 方向传输的表面波,在波导的两个边界之间来回反射的特点已经消失,所以这种情况下它们的传输路径是不可能由于反射时的差异而分开的.当由波导中出射时,由图 16 可见,两光束的主峰仍是叠合在一起的,右边的若干很小的峰是极少部分离开了主峰的光功率.可以验证,当两个波长的光束叠合在一起同时入射波导内做能量不扩散传输时,无论它们的功率取何值,它们由波导出射的路径都是无法分开的,所以波分解复用的功能是无法实现的.

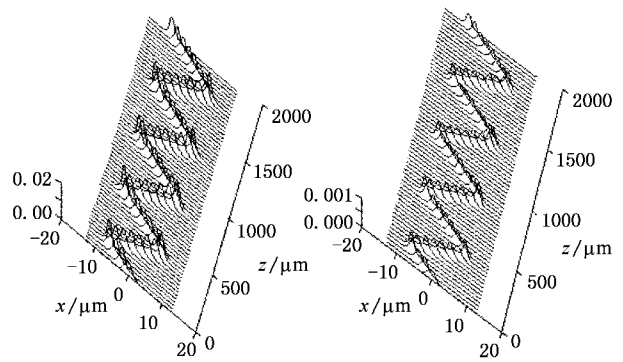


图 18 临界功率的控制光束(左边)和弱信号光束(右边)在波导内的传输情形

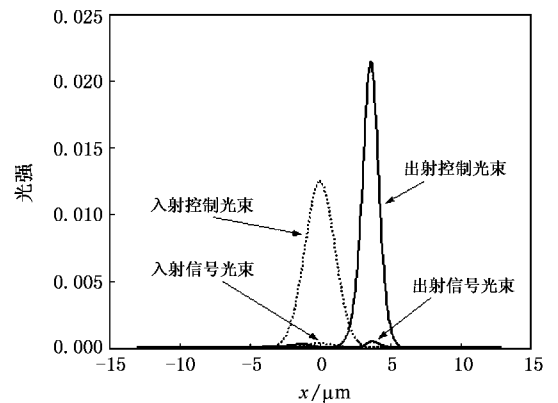


图 19 1.5 倍临界功率的 1291 nm 控制光束及 1530 nm 弱信号光束的入射波形(虚线)和出射波形(实线)的比较

3. 全光器件的设计

3.1. 功率开关

利用光束在有限宽波导内传输路径随功率变化,以及由于非线性的相互吸引,两个不同波长的光束总是叠合在一起传输的特点,可以设计出一个入

口-两个出口的光开关.让一个控制光束和一个弱信号光束同时沿相同路径入射波导,改变控制光束的功率,控制光束就可以诱导信号光束沿不同的路径出射.图 17 是控制光束和弱信号光束出射波形和入射波形的比较,其中控制光束为处于临界功率的

1291 nm 光束,弱信号光束为 1530 nm 光束,其功率为控制光束的 0.04 倍,波导长度 1950 μm . 图 18 是控制光束和信号光束在波导内的演化图. 图 19 是控制光束的功率变为 1.5 倍临界功率时控制光束及信号光束出射波形和入射波形的比较,其中信号光束的功率仍是控制光束临界功率的 0.04 倍. 图 20 是控制光束和信号光束在波导内的演化图. 两种情况下 1291 nm 控制光束和 1530 nm 信号光束的传输路径都是一致的(基本是 1291 nm 光束单独存在时的路径),而且很弱的信号光束的能量并没有线性地扩散. 如果信号光本身的功率可调,也可完全省去控制光束.

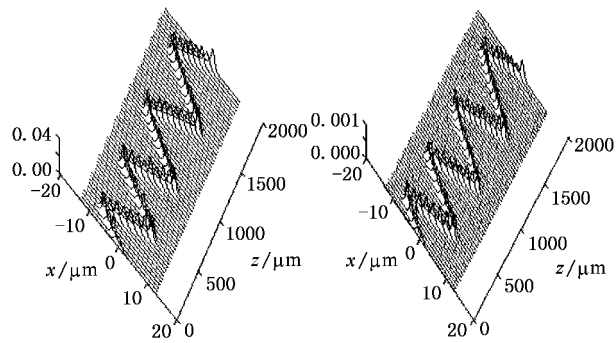


图 20 1.5 倍临界功率的控制光束(左边)和弱信号光束(右边)在波导内的传输情形

3.2. 光时分复用器

利用光束在有限宽平板波导中的传输路径随功率而变的特点,可以设计一个光时分复用器. 所谓光时分复用,是使用同一波长光载波的各路信号光占用不同时隙在同一根光纤上进行传输,如图 21 所示^[27]. 图 21 中 4 路 10 Gb/s 的信号光脉冲(CH1, CH2, CH3, CH4)相互间隔 25 ps 依次排列,则在同一根光纤上传输信息的速率为 40 Gb/s. 设想平板波导的非线性响应是瞬间的,光脉冲的持续时间大大长于非线性响应时间,那么持续时间有限的光脉冲在有限宽的平板波导中具有持续时间无限长的光束同样的传输行为^[21],同样可以预期其传输路径将随功率而变化. 可以设计一个时分复用器,假设信号光脉冲 CH1, CH2, CH3, CH4 的载波波长为 1291 nm,功率分别取该波长光束形成空间孤子所需的临界功率的 2.11, 2.07, 2.03 和 1.99 倍(实际的峰值功率要大一些,因为要修正光脉冲的持续时间并非无限长所带来的影响),经过 2300 μm 长的波导后,它们的出射路径将彼此分开,如图 22 所示,由于时间上是相

互错开的,而且相邻信号光脉冲之间的时间间隔也大大长于非线性响应时间,所以它们彼此不会相互干扰.

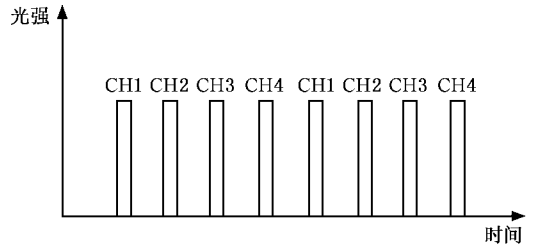


图 21 光时分复用示意图,CH1, CH2, CH3, CH4 是使用同一波长光载波的 10 Gb/s 的信号光脉冲

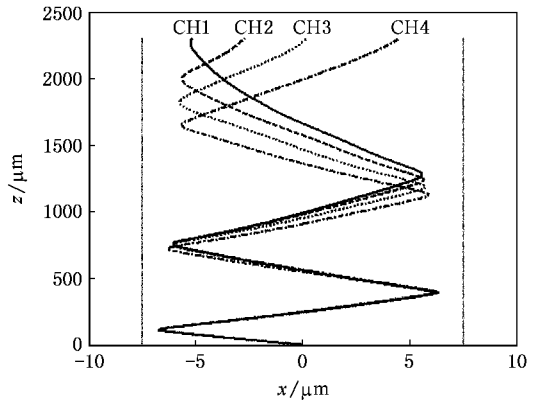


图 22 载波波长为 1291 nm 的信号光脉冲 CH1, CH2, CH3, CH4 依次倾斜入射波导的中心轨迹图,功率分别取 1291 nm 光束临界功率的 2.11, 2.07, 2.03 和 1.99 倍

4. 结 论

本文研究了倾斜入射的光束在有限宽非线性平板波导中的传输规律. 数值模拟发现,不同波长相同束宽的光束各以临界功率在波导内做孤子传输时,如果倾斜角、入射点都一样,它们的路径大致是一样的,都是 Z 字型的周期性的路径. 而随着光束功率的增加(大于临界功率),相邻反射点之间的间距随传输距离有逐渐变大的趋势, Z 字形路径不再具有严格的周期性;当功率相当大时,光束(即便倾斜入射)将沿 z 方向传输,不再在波导的两个边界之间来回反射. 本文解释了以相同功率沿相同路径单独入射的不同波长的光束由波导出射时沿不同路径的原因,并指出这种类型的非线性平板波导不能实现波分解复用的功能. 利用倾斜入射的光束在波导内的路径随功率而变化的特点,设计了一个功率开关和

一个光时分解复用器. 对于平板波导中的空间光孤子以及空间光孤子脉冲^[28]的研究是很有意义的, 我们相信平板波导中的空间孤子与光学格子孤子间存

在内在的联系^[29,30], 它们提供了实现全光控制以及全光开关的美好前景.

- [1] Lotsch H K V 1968 *J. Opt. Soc. Am.* **58** 551
- [2] Horowitz B R , Tamir T 1971 *J. Opt. Soc. Am.* **61** 586
- [3] Kozaki S , Sakurai H 1978 *J. Opt. Soc. Am.* **68** 508
- [4] Goos F , Hanchen H 1947 *Ann. Phys.* **1** 333
- [5] Kaplan A E 1977 *Sov. Phys. JETP* **45** 896
- [6] Kolokolov A A , Sukov A I 1978 *Radiophys. Quantum Electron.* **21** 1013
- [7] Marcuse D 1980 *Appl. Opt.* **19** 3130
- [8] Kaplan A E 1981 *J. Opt. Soc. Am.* **71** 1640
- [9] Tomlinson W J , Gordon J P , Smith P W , Kaplan A E 1982 *Appl. Opt.* **21** 2041
- [10] Seaton C T , Valera J D , Shoemaker R L , Stegeman G I , Chilwell J T , Smith S D 1985 *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-21** 774
- [11] Stegeman G I , Ariyasu J , Seaton C T , Shen T P , Moloney J V 1985 *Appl. Phys. Lett.* **47** 1254
- [12] Moloney J V , Ariyasu J , Seaton C T , Stegeman G I 1986 *Appl. Phys. Lett.* **48** 826
- [13] Lederer F , Langbein U , Ponath H E 1983 *Appl. Phys.* **B 31** 69
- [14] Lederer F , Langbein U , Ponath H E 1983 *Appl. Phys.* **B 31** 187
- [15] Boardman A D , Egan P 1986 *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-22** 319
- [16] Stegeman G I , Wright E M , Seaton C T , Moloney J V , Shen T P , Maradudin A A , Wallis R F 1986 *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-22** 977
- [17] Wright E M , Stegeman G I , Seaton C T , Moloney J V 1986 *Appl. Phys. Lett.* **49** 435
- [18] Wright E M , Stegeman G I , Seaton C T , Moloney J V , Boardman A D 1986 *Phys. Rev. A* **34** 4442
- [19] Aceves A B , Moloney J V , Newell A C 1989 *Phys. Rev. A* **39** 1809
- [20] Aceves A B , Moloney J V , Newell A C 1989 *Phys. Rev. A* **39** 1828
- [21] Aceves A B , Varatharajah P , Newell A C , Wright E M , Stegeman G I , Heatley D R , Moloney J V , Adachihara H 1990 *J. Opt. Soc. Am.* **B 7** 963
- [22] Kivshar Y S , Quiroga-Teixeiro M L 1993 *Phys. Rev. A* **48** 4750
- [23] Garzia F , Sibilia C , Bertolotti M 1997 *Opt. Commun.* **139** 193
- [24] Wu Y D 2004 *Opt. Express* **12** 4172
- [25] Chung Y , Dagli N 1990 *IEEE J. Quantum Electron.* **26** 1335
- [26] Xiao Y , Guo Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5201 (in Chinese) [肖 毅、郭 旗 2005 物理学报 **54** 5201]
- [27] Wang Q M , Wei G H , Gao Y Z 2002 *Photonics Technology* (Beijing : Tsinghua University Press ; Guangzhou : Jinan University Press) p129 (in Chinese) [王启明、魏光辉、高以智 2002 光子学技术 (北京 : 清华大学出版社 ; 广州 : 暨南大学出版社) 第 129 页]
- [28] Liu S L 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2825 (in Chinese) [刘山亮 2003 物理学报 **52** 2825]
- [29] Wu J H , Fu X Q , Wen S C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1840 (in Chinese) [吴锦花、傅喜泉、文双春 2006 物理学报 **55** 1840]
- [30] Zhuo H , Fu X Q , Wu J H , Wen S C 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 252 (in Chinese) [卓 辉、傅喜泉、吴锦花、文双春 2007 物理学报 **56** 252]

Kerr-type spatial optical solitons in planar waveguides with finite width and the design of all optical devices^{*}

Xiao Yi^{1,2)} Guo Qi^{1)†}

1) *Laboratory of Photonic Information Technology, South China Normal University, Guangzhou 510631, China*

2) *Department of Optoelectronic Engineering, Jinan University, Guangzhou 510632, China*

(Received 16 March 2007; revised manuscript received 30 May 2007)

Abstract

The propagation of paraxial light beams injected at an inclined angle in a planar waveguide with finite width is studied by numerical method. The soliton beams with different wavelength and same width, if their incident point and incident slanting angle are the same, will propagate along the same periodic Z-type route in the planar waveguide. With the power of the beam increasing, the distance between two adjacent reflecting points will become longer and longer with the propagation distance and the Z-type route will lose its periodicity. When the power of a beam become fairly strong, the beam will propagate along z direction of the waveguide and will no longer be reflected back and forth between the two boundaries of the planar waveguide. Using the characteristic that a beam injected at an inclined angle in the waveguide will propagate along different route with different power, a power switch and an optical time division demultiplexer are designed.

Keywords : spatial optical soliton, nonlinear planar waveguide with finite width, all optical device

PACC : 4265S, 4265J

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10474023, 10674050), Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education, China (Grant No. 20060574006) and the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 05005918).

[†] Corresponding author. E-mail: guoqi@scnu.edu.cn