

## 超快速可调谐有机非线性光子晶体\*

——饶毓泰基础光学二等奖介绍

胡小永<sup>†</sup> 江萍 杨宏 龚旗煌

(北京大学物理系 人工微结构和介观物理国家重点实验室 北京 100871)

**摘要** 光子晶体是一种新型的光子学材料,具有独特的光子带隙特性,能有效地控制光子的传输状态.可调谐光子晶体的光子带隙的位置和宽度能够随着外部参数的变化而改变,是实现集成光子器件的重要基础.文章介绍了基于有机共轭聚合物材料的非线性光子晶体的超快速可调谐特性.

**关键词** 光子晶体 非线性光学 聚苯乙烯 超快速时间响应

The Rao Yutai 2<sup>nd</sup> class award for fundamental optics ——Ultrafast tunable organic nonlinear photonic crystalsHU Xiao-Yong<sup>†</sup> JIANG Ping YANG Hong GONG Qi-Huang

(State Key Laboratory for Mesoscopic Physics, Department of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

**Abstract** As a novel photonic material, photonic crystals possess unique photonic bandgap properties and can manipulate the propagation of photons. Tunable photonic crystals, the position and width of whose bandgap vary with the external parameters, are important elements for integrated photonic devices. We report on the development of ultrafast tunable organic photonic crystals based on the excellent optical nonlinearity of organic conjugated polymers.

**Keywords** photonic crystal, nonlinear optics, Polystyrene, ultrafast response time

## 1 光子晶体

光子晶体是由两种或者两种以上的介电材料在空间周期性排列所形成的一种新型的光子学材料.光子晶体的概念是由 Yablonovitch<sup>[1]</sup>和 John<sup>[2]</sup>在1987年提出来的,他们指出,介电函数在空间周期性变化的材料能够调制电磁波的传输状态和模式.对于半导体材料,当电子在其中传播时,由于受到原子周期性排列所形成的周期性势场的调制作用而出现导带和禁带.类似地,对于介电函数在空间周期性变化的材料,当电磁波在其中传播时,周期性介电函数对电磁波的调制作用同样会产生导带和禁带.光子晶体的禁带又称为光子带隙(photonic bandgap, PBG).利用光子晶体的光子带隙特性,能够实现对

电磁波的传输状态进行人工操控.

如果入射电磁波的频率落入光子带隙内,由于光子晶体的强烈的布拉格散射效应,电磁波将被光子晶体全部反射回来而不能在光子晶体中传播.光子晶体的光子带隙出现在布里渊区的边界上,它不仅与光子的能量有关,还与光子的传播方向有关.如果光子晶体在空间的所有传播方向上都有带隙,并且每个方向上的带隙都能相互重叠,则称这种光子晶体是完全带隙光子晶体.如果光子晶体只在特定的传播方向上具有带隙,则称之为不完全带隙光子晶体.半导体材料的缺陷和掺杂特性会影响其能带

\* 国家重点基础研究发展计划(批准号 2007CB307001)、国家自然科学基金(批准号:10574007,10521002,10434020)资助项目  
2008-03-07 收到

<sup>†</sup> 通讯联系人. Email: xiaoyonghu@pku.edu.cn

结构. 向纯净的半导体材料中掺入少量杂质, 会在禁带中出现相应的缺陷能级. 类似地, 可以在光子晶体中引入缺陷, 缺陷的引入同样会在光子带隙中产生相应的缺陷态, 从而影响光子晶体的能带结构. 当缺陷是由引入额外的高介电材料所致时, 其特性就类似于半导体掺杂中的施主原子, 缺陷能级将起始于空气带(即高频带, 又称短波带)的底部, 并且随着缺陷尺寸的增大而移向介电带(即低频带, 又称长波带); 当缺陷是由移去部分的高介电材料所致时, 其特性就类似于半导体掺杂中的受主原子, 缺陷能级将起始于介电带的顶部, 并且随着缺陷尺寸的增大而移向空气带<sup>[3]</sup>.

光子晶体按照空间周期性可以分为一维光子晶体、二维光子晶体和三维光子晶体. 光子晶体的晶格尺寸必须与光波的波长相当. 广泛应用的布拉格多层介质膜结构就是一种一维光子晶体. 对于二维和三维光子晶体, 要获得光电子工业所需的可见光和近红外波段的光子带隙, 晶格常数必须在微米、亚微米的量级. 二维光子晶体的制备主要采用聚焦粒子束刻蚀、电子束刻蚀等微加工技术来实现<sup>[4]</sup>, 除此之外, 人们还发展了纳米压印和多光束干涉等技术来制备二维光子晶体<sup>[5,6]</sup>. 三维光子晶体的制备方法主要有: 胶体颗粒的自组织生长法<sup>[7]</sup>、激光全息法<sup>[8]</sup>和激光直写法<sup>[9]</sup>等等.

## 2 可调谐光子晶体

光子带隙是由空间周期性变化的介电函数对入射电磁波的调制作用而产生的. 基于光子带隙对空间周期性介电函数的依赖关系, Figotin 等人于 1998 年提出了可调谐光子晶体的概念<sup>[10]</sup>. 如果光子带隙的位置和宽度能够随着外部参数的变化而改变, 那么这种光子晶体就称为可调谐光子晶体. 普通光子晶体在制备完成后, 其光子带隙的位置和宽度是确定的. 而可调谐光子晶体的光子带隙是可控的. 因此, 可调谐光子晶体不仅扩展了光子晶体的应用领域, 而且还成为发展新型光子学器件的重要基础.

可调谐光子晶体的两个重要指标是光子带隙的可调范围和超快速的时间响应. 可调谐光子晶体的实现, 主要是以三阶非线性光学材料为基础来构造非线性光子晶体, 通过调节外部温度、磁场、电场或者强激光场的作用, 基于三阶非线性光学效应使材料折射率发生变化, 改变光子晶体的周期性介电分布, 使光子带隙的位置和宽度发生变化. 调谐方法可

以通过磁场来调节铁磁材料<sup>[11]</sup>, 通过电场(或者温度)来调节铁电材料<sup>[12]</sup>、液晶材料<sup>[13,14]</sup>或者半导体材料<sup>[15,16]</sup>, 使这些材料的折射率随外部磁场、电场(或者温度)的变化而改变, 从而实现可调谐光子晶体. 另外, Kim 等人提出, 利用应力场调节压电材料, 可以使二维光子晶体的晶格对称结构发生连续变化, 也可以实现光子带隙的连续调谐<sup>[17]</sup>. Lima 等人则利用表面声波调节一维光子晶体微腔, 使其谐振模式发生改变, 实现了对光子晶体散射光强的连续控制<sup>[18]</sup>.

不同的调节方式, 其时间响应特性也有很大的差别. 以温度调节方式来实现可调谐光子晶体时, 光子晶体的时间响应只有秒至毫秒的量级, 而电场调节的方式可以实现微秒量级的时间响应<sup>[19,20]</sup>. 利用短脉冲激光激发的方式来调节非线性材料, 可以获得更快的时间响应. Leonard 等人将自由载流子注入二维硅基光子晶体, 利用飞秒激光脉冲激发光子晶体, 使可调谐光子晶体的时间响应达到了飞秒量级<sup>[21]</sup>.

## 3 超快速可调谐有机非线性光子晶体

超快速可调谐光子晶体在快速信息处理和光通信等领域都具有非常重要的应用前景. 我们提出, 利用全光激发有机非线性光学材料可以实现超快速可调谐光子晶体. 依据三阶非线性光学 Kerr 效应, 三阶非线性光学材料的折射率与抽运光强成正比关系, 材料的折射率随抽运光强的变化而改变. 因此, 光子带隙的可调范围主要取决于材料的三阶非线性系数的大小, 而时间响应则取决于材料的非线性时间响应特性. 有机共轭聚合物的三阶非线性光学效应来源于共轭  $\pi$  电子的离域极化, 因此具有较大的三阶非线性系数和飞秒量级的非线性时间响应<sup>[22]</sup>. 聚苯乙烯是一种典型的有机共轭非线性材料, 我们以聚苯乙烯作为非线性材料来实现超快速可调谐光子晶体.

### 3.1 可调谐三维聚苯乙烯光子晶体<sup>[22]</sup>

我们采用直径为 220nm 的聚苯乙烯小球, 利用自组织生长法来制备三维聚苯乙烯胶体光子晶体, 光子带隙的中心波长位于 550nm. 利用皮秒抽运-探测方法来研究光子晶体的可调谐特性. 选择 YAG 激光器(型号为 571C-10, 美国 Continuum 公司研制)发出的 1064nm 的激光(脉冲宽度 35ps, 重复频

率  $10\text{Hz/s}$ )作为抽运激光. 光学参量放大器(OPA)(型号为OPA-740,中国科学院研制)发出的激光(脉冲宽度  $35\text{ps}$ ,重复频率  $10\text{Hz/s}$ )作为探测激光,调节探测光的波长分别位于光子带隙的短波带边缘( $540\text{nm}$ )和长波带边缘( $580\text{nm}$ ),用于测量光子带隙的变化情况.

光子晶体的时间响应特性的研究:测得的探测光透过率随时间延迟的变化曲线如图1所示.零时间延迟表示探测激光脉冲和抽运激光脉冲在时间上完全重合.两条信号曲线的半高宽大约都是  $30\text{ps}$ ,非常接近于抽运激光的脉冲宽度  $35\text{ps}$ ;而且,两条信号曲线都以零时间延迟为中心呈对称分布.由此说明,光子晶体的时间响应远远快于实验系统的时间分辨率.因此,受抽运激光脉冲宽度的限制,光子晶体的时间响应为  $35\text{ps}$ .

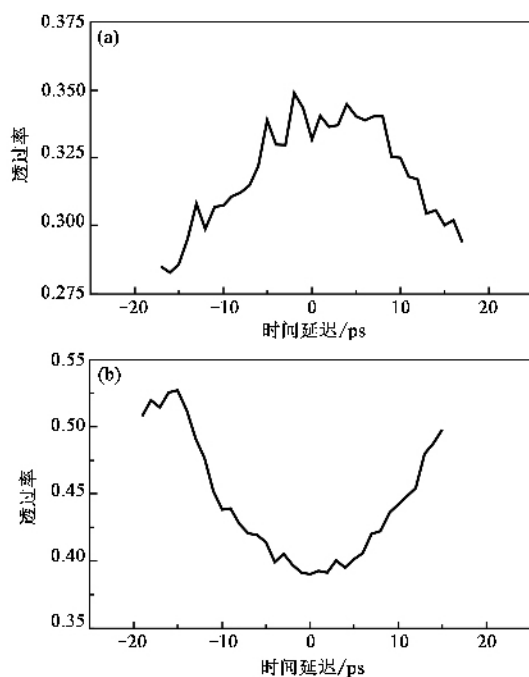


图1 探测光的透过率随时间延迟的变化曲线 (a)探测光波长  $540\text{nm}$ ,抽运光强  $14.4\text{GW}/\text{cm}^2$  (b)探测光波长  $580\text{nm}$ ,抽运光强  $40.4\text{GW}/\text{cm}^2$

图1也反映出在抽运光作用下光子带隙的迁移方向.波长为  $540\text{nm}$ 的探测光,位于光子带隙的短波带边缘,其透过率在零时间延迟的位置达到最大值,而波长为  $580\text{nm}$ 的探测光,位于光子带隙的长波带边缘,其透过率在零时间延迟的位置达到最小值.由此说明,光子带隙向长波方向移动.其原因在于聚苯乙烯具有正的三阶非线性极化率,在抽运光的作用下,聚苯乙烯的折射率增加,导致光子晶体的有效折射率变大,从而使光子带隙向长波方向移动.

光子带隙的可调谐特性的研究:通过测量波长为  $580\text{nm}$ 的探测光透过率随抽运光强的变化情况,获得了光子晶体长波带边的迁移量随抽运光强的变化曲线,如图2所示.光子晶体长波带边的迁移量随着抽运光强的增加而增大.依据三阶非线性光学Kerr效应,聚苯乙烯的折射率与抽运光强成正比.由于聚苯乙烯具有正的三阶非线性极化率,随着抽运光强的增加,聚苯乙烯的折射率也随之增加,导致光子带隙向长波方向移动.当抽运光强为  $40.4\text{GW}/\text{cm}^2$ 时,光子带隙向长波方向移动了  $13.7\text{nm}$ .

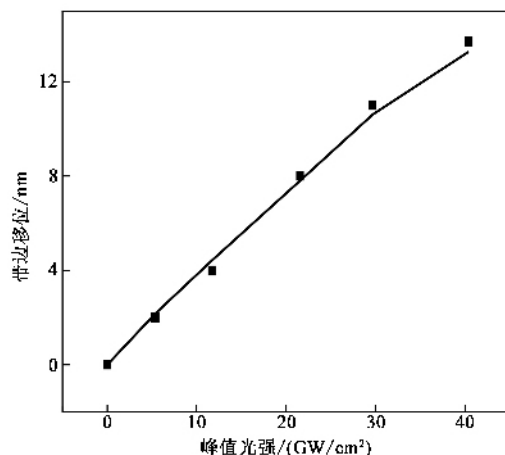


图2 光子晶体长波带边的迁移量随抽运光强的变化曲线(点是实验值,线是理论计算值)

为了从理论上验证实验结果,我们利用多重散射方法<sup>[23]</sup>计算了光子晶体的透过谱随抽运光强的变化曲线,发现当抽运光强为  $40.4\text{GW}/\text{cm}^2$ 时,光子带隙移动了  $13\text{nm}$ ,这与我们的实验结果相符合.理论模拟结果还表明,光子带隙的宽度也随着抽运光强的增加而增大.当抽运光强为  $40.4\text{GW}/\text{cm}^2$ 时,光子带隙的宽度比抽运光强为零时增加了  $2.1\text{nm}$ .Scalora指出,光子带隙的宽度与构成光子晶体的两种介质的折射率对比成线性关系,折射率对比越大,光子带隙的宽度就越宽<sup>[24]</sup>.随着抽运光强的增加,聚苯乙烯的折射率不断增大,导致聚苯乙烯与水的折射率的对比增加,从而使光子带隙加宽.理论模拟结果还表明,虽然长波带边和短波带边都向长波方向移动,但是,它们的迁移情况有所不同.当抽运光强低于  $11.7\text{GW}/\text{cm}^2$ 时,在同样的抽运光强作用下,长波带边和短波带边的迁移量基本相同.而当抽运光强高于  $11.7\text{GW}/\text{cm}^2$ 时,长波带边的迁移量要远远大于短波带边.这与长波带和短波带中的不同空间电磁场分布有关.按照电磁变分(electromagnetic variational)理论<sup>[22]</sup>,电磁波在光子晶体中传播时,高

频电磁场模式主要把能量集中在低介电函数区,而低频电磁场模式主要把能量集中在高介电函数区.这样,长波带中的电磁场主要在高折射率材料中传输,短波带中的电磁场主要在低折射率材料中传输.所以,长波带对于高介电材料的折射率变化更敏感.当抽运光强增大时,长波带边的迁移量更大.

### 3.2 可调谐二维聚苯乙烯光子晶体<sup>[26]</sup>

瑞士 Fluka Chemie 公司采用分子量为 8 000,000 的高聚合度聚苯乙烯作为非线性光学材料.将聚苯乙烯和甲苯按照 1:90 的重量比配置成溶液,利用旋涂法在石英基片上制备出厚度为 300nm 的聚苯乙烯薄膜.利用聚焦离子束刻蚀技术制备二维聚苯乙烯光子晶体.光子晶体由聚苯乙烯薄膜上刻蚀正方晶格周期性空气孔所构成,空气孔的直径为 180nm,晶格常数 220nm,整个刻蚀区域的尺寸为  $3\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ .光子晶体的两侧与聚苯乙烯薄膜波导相连.采用皮秒抽运-探测方法测量光子晶体的可调谐特性.YAG 激光器(型号为 PL2143B,以色列 Ekspla 公司研制)发出的 1064nm 的激光(脉冲宽度 25ps,重复频率 10Hz/s)作为抽运激光.光学参量放大器发出的激光(脉冲宽度 10ps,重复频率 10Hz/s)作为探测激光,利用棱镜耦合的方法将探测激光耦合到聚苯乙烯波导中,探测激光沿  $\Gamma-X$  方向通过光子晶体.测量发现光子带隙位于 512nm 到 630nm 之间,光子晶体导带的透过率大于 85%,光子带隙的透过率小于 20%,表明光子晶体具有较高的品质.

光子晶体时间响应特性的研究:图 3 是测得的波长为 519nm 的探测光的透过率随时间延迟的变化曲线.抽运光强为  $16.7\text{GW}/\text{cm}^2$ .信号曲线呈现出方波的形状.在“抽运打开”的区域,抽运光脉冲和探测光脉冲在时间上完全重合,抽运光的作用使聚苯乙烯的折射率发生改变,光子带隙发生迁移,探测光的透过率达到最大值,即 85%.在“抽运关闭”的区域,探测光脉冲在时间上远离抽运光脉冲,光子带隙不发生改变,探测光的透过率维持最小值,即 20%.探测光透过率从最大值到最小值的瞬态的变化过程接近 10ps,这个瞬态过程反映了光子晶体的时间响应特性.因此,可调谐光子晶体的时间响应为 10ps.

光子带隙的调谐特性的研究:我们测量了光子晶体的长波带隙边缘和短波带隙边缘随抽运光强的迁移特性,如图 4 所示.在同样的抽运光强作用下,

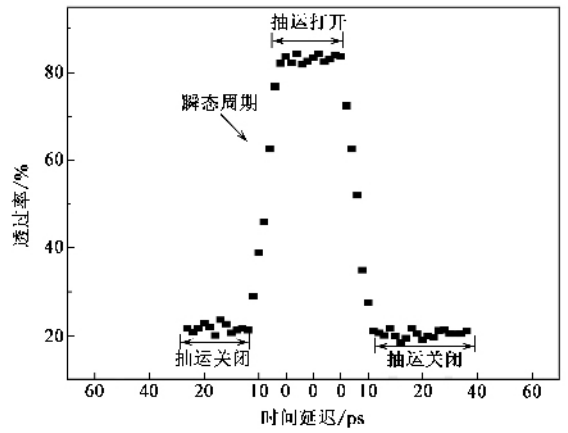


图 3 波长为 519nm 的探测光的透过率随时间延迟的变化曲线(抽运光的强度为  $16.7\text{GW}/\text{cm}^2$ )

长波带边的迁移量要远远大于短波带边,其原因在于低频电磁波模式主要把能量集中在高介电函数区所致.在  $16.7\text{GW}/\text{cm}^2$  的抽运光强作用下,光子带隙向长波方向迁移了 11nm.实验结果与理论模拟的结果相符.

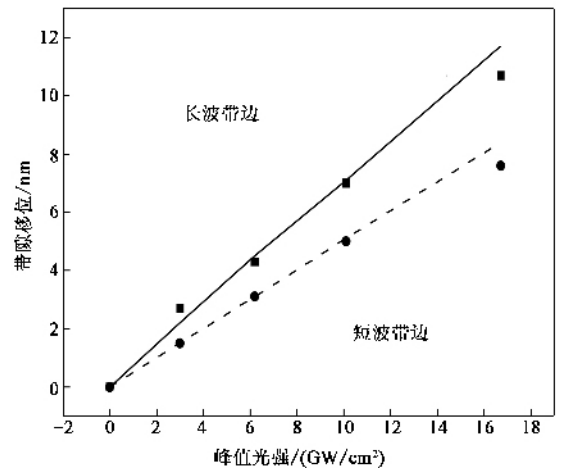


图 4 二维光子晶体长波带边和短波带边的迁移量随抽运光强的变化曲线(点是实验值,线是理论计算值)

### 3.3 可调谐二维光子带隙微腔<sup>[27]</sup>

在光子晶体中引入缺陷,就会在光子带隙中出现相应的缺陷模式.以掺杂香豆素染料的聚苯乙烯构成的复合材料作为非线性光学材料,利用聚焦离子束刻蚀技术来制备二维光子带隙微腔.光子带隙微腔是在二维正方晶格的掺杂的聚苯乙烯光子晶体中引入线缺陷所构成,光子晶体的晶格常数为 330nm,空气孔直径为 240nm,线缺陷的宽度为 440nm.利用飞秒抽运-探测的方法来测量光子带隙微腔共振模式的可调谐特性.将飞秒激光系统(型号为 Mira 900,美国相干公司产品)发出的激光

(脉冲宽度 120fs 重复频率 76MHz)分为两束,一束作为抽运光,另一束作为探测光.抽运光的频率通过一 BBO 晶体进行倍频.利用棱镜耦合方法将探测激光耦合到光子晶体中.探测光沿垂直于线缺陷的方向通过光子晶体.测量发现光子带隙微腔的共振波长位于 788nm,微腔的透过率达到 96%,微腔品质因数为 342 线宽为 2.3nm,这表明光子带隙微腔具有较高的质量.

光子带隙微腔可调谐特性的研究:图 5 是测得的光子带隙微腔共振模式的透过谱随抽运光强的变化曲线.抽运激光的波长为 400nm.可以看出,随着抽运光强的增加,微腔共振模式在光子带隙中的位置逐渐向长波方向移动.这是因为,在抽运光的作用下,有机复合材料的折射率增加,使得光子晶体的有效折射率增大,光子带隙向长波方向移动,相应地,位于光子带隙内的缺陷模式也向长波方向移动.在  $0.1\text{MW}/\text{cm}^2$  的抽运光作用下,微腔共振模式向长波方向移动了 3.7nm,这与理论模拟的结果相符.

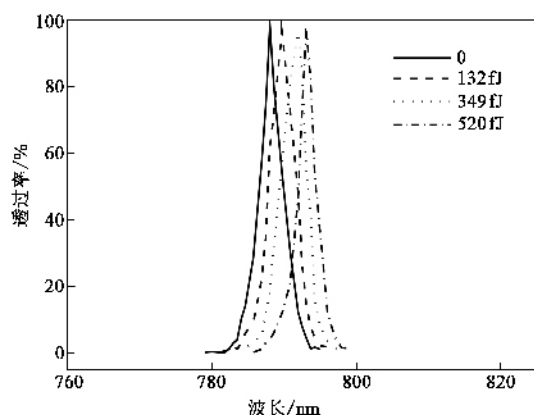


图 5 二维光子带隙微腔共振模式的可调谐特性

可调谐光子带隙微腔可以用来实现光开关效应.选择探测光的波长位于光子带隙微腔模式的中心波长,开始时探测光能够通过光子晶体,光开关处于“开”的状态.在抽运光的作用下,光子带隙微腔模式发生移动,探测光的波长落入光子带隙内,探测光就不能通过光子晶体,光开关处于“关”的状态.光开关效应的测量结果如图 6 所示.在近共振抽运的条件下,有机复合材料的三阶非线性光学系数被大大增强,在  $0.1\text{MW}/\text{cm}^2$  的低抽运光强作用下,探测光的透过率对比达到了 80% 获得了较高的开关效率.将光子晶体光开关的抽运功率降低了 4 个数量级,同时,利用染料分子和聚苯乙烯分子之间的快速电荷转移过程,使得光开关的时间响应达到了 1.2ps.

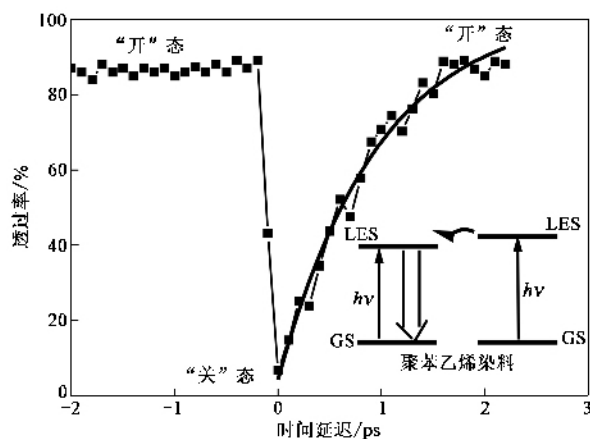


图 6 利用二维光子带隙微腔模式迁移实现光开关效应(GS 是基态能级,LES 是最低激发态能级)

## 4 结束语

我们介绍了有机非线性光子晶体光子带隙的可调谐特性和时间响应特性,这些结果不仅扩展了可调谐光子晶体的研究领域,而且对基于可调谐光子晶体的超快速集成光子器件的研究也将具有重要的意义.

## 参考文献

- [ 1 ] Yablonovith E. Phys. Rev. Lett. ,1987 ,58 :2059
- [ 2 ] John S. Phys. Rev. Lett. ,1987 ,58 :2486
- [ 3 ] Joannopoulos J D , Villeneuve P R , Fan S. Nature ,1997 ,386 :143
- [ 4 ] Krauss T F , Rue R M De La , Brand S. Nature ,1996 ,383 :699
- [ 5 ] Byeon K J , Hwang S Y , Lee H. Appl. Phys. Lett. ,2007 ,91 :091106
- [ 6 ] Lu C , Hu X K , Mitchell I V *et al.* Appl. Phys. Lett. ,2005 ,86 :193110
- [ 7 ] Dimitrov A S , Nagayama K. Langmuir ,1996 ,12 :1303
- [ 8 ] Zhou G , Chau F S. Appl. Phys. Lett. ,2007 ,90 :181106
- [ 9 ] Seet K K , Mizeikis V , Juodkazis S *et al.* Appl. Phys. Lett. ,2006 ,88 :221101
- [ 10 ] Figotin A , Godin Y A , Vitebsky I. Phys. Rev. B ,1998 ,57 :2841
- [ 11 ] Kee C S , Kim J E , Park H Y *et al.* Phys. Rev. B ,2000 ,61 :15523
- [ 12 ] Figotin A , Godin Y A , Vitebsky I. Phys. Rev. B ,1998 ,57 :2841
- [ 13 ] Busch K , John S. Phys. Rev. Lett. ,1999 ,83 :967
- [ 14 ] Ha Y K , Yang Y C , Kim J E *et al.* Appl. Phys. Lett. ,2001 ,79 :15
- [ 15 ] Lan S , Nishikawa S , Wada O. Appl. Phys. Lett. ,2001 ,78 :2101

[ 16 ] Ha Y K , Kim J E , Park H Y *et al.* Phys. Rev. B , 2002 , 66 : 075109

[ 17 ] Kim S , Gopalan V. Appl. Phys. Lett. , 2001 , 78 : 3015

[ 18 ] Lima M M , Hey J R , Santos P V. Appl. Phys. Lett. , 2003 , 83 : 2997

[ 19 ] Yoshino K , Satoh S , Shimoda Y *et al.* Jan. J. Appl. Phys. , 1999 , 38 : L961

[ 20 ] Shimoda Y , Ozaki M , Yoshino K. Appl. Phys. Lett. , 2001 , 79 : 3627

[ 21 ] Leonard S W , van Drel H M , Schilling J *et al.* Phys. Rev. B , 2002 , 66 : 161102

[ 22 ] Hu X Y , Zhang Q , Liu Y H *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2003 , 83 : 2518

[ 24 ] Stefanou N , Yannopoulos V , Modinos A. Comput. Phys. Commun. , 2000 , 132 : 189

[ 25 ] Scalora M , Dowling J P , Bowden C M *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1994 , 73 : 1368

[ 26 ] Hu X Y , Liu Y H , Tian J *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2005 , 86 : 121102

[ 27 ] Hu X Y , Jiang P , Ding C Y *et al.* Nature Photon. 2008 , 2 : 185

· 书评和书讯 ·

### 科学出版社物理类新书推荐

书名	作(译)者	定价	出版日期
微纳米 MOS 器件失效机理与可靠性理论	郝跃 刘红侠	78.00	2008 年 3 月
磁性量子理论——材料的磁学性能(第三版)	R. M. White	68.00	2008 年 2 月
半导体物理电子学(第二版)	Sheng S. Li	98.00	2008 年 2 月
碳纳米管——从基础到应用	A. Loiseau	90.00	2008 年 2 月
统计力学(第二版)	F. Schwabl	96.00	2008 年 2 月
量子统计力学(第二版)	张先蔚	52.00	2008 年 2 月
物理学学科发展研究报告	国家自然科学基金委员会数学物理科学部	48.00	2008 年 1 月
输运理论(第二版)	黄祖洽	68.00	2008 年 1 月
高磁场超导磁体科学	王秋良	68.00	2008 年 1 月
聚变能及其应用	邱励俭	96.00	2007 年 12 月
拉曼 布里渊散射(第二版)	程光煦	98.00	2007 年 12 月
现代物理学前沿选讲	黄祖洽	36.00	2007 年 9 月
半导体的检测与分析(第二版)	许振嘉	98.00	2007 年 8 月
薄膜结构 X 射线表征	麦振洪等	40.00	2007 年 7 月
d 波超导体	向涛	48.00	2007 年 5 月
场论中的路径积分导引(影印)	U. Mosel	45.00	2007 年 4 月
表面物理原理(影印)	F. Bechstedt	58.00	2007 年 4 月
半导体光学(第三版)(影印)	C. F. Klingshirn	118.00	2007 年 4 月
自组织纳米材料(影印)	Motonari Adachi , D. J. Lockwood	56.00	2007 年 4 月
远程通信中的非线性光学(影印)	T. Schneider	68.00	2007 年 4 月
物理学中的拓扑和几何(影印)	E. Bick , F. D. Steffen	65.00	2007 年 4 月
量子光学——降噪 囚禁离子 量子路径和退相干(影印)	M. Orszag	58.00	2007 年 4 月
光学与激光——光纤与光波导(第五版)(影印)	M. Young	79.00	2007 年 4 月
飞秒激光脉冲——原理及实验(第二版)(影印)	C. Rulliere	68.00	2007 年 4 月
薄膜材料 - 应力、缺陷的形成和表面演化	卢磊	86.00	2007 年 1 月
亚稳金属材料	胡壮麒	160.00	2006 年 12 月

凡购书者免邮费,请按以下方式联系我们:

电 话 010-64017957 64033515 电子信箱: mlhukai@yahoo.com.cn yandeping@cspg.net

通讯地址 北京东黄城根北街 16 号 科学出版社 100717 联系人: 胡凯 鄢德平

主页 <http://www.sciencep.com>