

局域共振的光子、声子功能材料^{* 1)}

温维佳[†] 沈平

(香港科技大学物理学系,香港九龙清水湾)

摘要 介绍一种利用局域共振的原理制造人工光、声子结构材料的方法. 此种方法不同于通常建立在布拉格散射基础上的光、声子晶体能带材料,但又表现出与之相同的物理特征. 局域共振光、声子模型的优点是样品制作相对简单,不依赖于结构的周期性,可制备出亚波长的能隙结构,为微波及长波声波能带结构的制造提供了一种十分简便而有效的方法.

关键词 局域共振,光子功能材料,声子功能材料

Local resonance induced wave functional materials

WEN Wei-Jia[†] SHEN Ping

(Department of Physics, The Hong Kong University of Science and Technology, Clear Water Bay, Kowloon, Hong Kong, China)

Abstract We introduce the methodology for fabricating photonic and phononic band gap materials based on the local resonance mechanism, which is totally different from the Bragg scattering mechanism but leads to wave functional materials with the same physical characteristics. The merits of this approach are (1) the relatively simple fabrication, not requiring periodicity as in the case of conventional photonic and phononic crystals, and (2) the realization of subwavelength band gap materials. The latter is especially important for microwave and acoustic applications.

Key words local resonance, photonic functional materials, phononic functional materials

1 前言

通常所说的光子、声子能隙指的是一个频率范围,在此范围内,电磁波或弹性波不能穿过物质. 能隙的另一种定义是,在某一频谱范围内不存在光子和声子能态. 在过去的一二十年中,由于光子、声子材料基础科学研究的重要性以及其潜在的巨大应用前景,光子、声子能隙功能材料的制作越来越受到人们的关注^[1-4]. 到目前为止,绝大多数光子、声子材料都建立在周期性特征(例如,折射系数、音速、或者材料密度周期性变化)所导致的布拉格散射原理的基础上. 然而,我们发现布拉格散射并不是研究及制作光子、声子能隙材料的惟一方法. 香港科技大学采用的是另一种称为局域化共振的光子、声子能隙.

下面我们简要介绍这种方法的原理和制作以及它的优缺点.

2 研究背景

我们将采用与电子系统类比的方法加以介绍. 众所周知,现在有两种理论方法研究电子能带和能隙. 一种研究方法是布拉格散射. 我们知道,材料的晶格矢量 k 与晶格常数 a 的关系是 $k \sim 1/a$. 材料的周期性结构产生 k 与 $-k$ 的散射简并. 但是,这种散射简并可以被布拉格散射强度消除,从而在 k 的方

* 2003-10-30 收到

1) 本文内容涉及多人合作的结果. 合作人有:刘正猷、张西祥、毛一葳、朱永元、杨志宇、陈子亭、周磊、李赞臣、徐谷、陈涌海、葛惟昆.

† 通讯联系人. E-mail: phwen@ust.hk

向上,中心位于 $-vk \sim (v/a)(k/|k|)$ 的频率处产生一个凹陷的能隙. 式中 v 是电磁波或弹性波速, f 是一个与晶格矢量方向有关的函数. 如果在此频率范围所有的方向上都产生同样的频谱凹陷,我们就说此材料生成了一个能隙. 有时我们也称此能隙为吸收谱隙. 值得注意的是能隙频率与晶格常数是成反比关系.

不同于布拉格散射,另一种研究光子、声子能隙的物理模型称为紧束缚模型^[5]. 此模型是从个别原子或分子着手. 每个原子或分子都包含了很好定义的离散电子态. 这里,我们强调离散两个字,是因为它表示每个电子态与其相邻的其他电子态存在有限能级差. 在紧束缚模型中,当原子或分子间相互接近时,电子能量就从这个分离能态展开. 电子能带宽度的变化正比于相互作用强度. 因此,当相互作用增强时(通常是原子或分子间相互距离减少时),电子能带随之增宽. 由于我们已设想最初的电子态是通过有限能级差加以分隔,只要电子能态宽度的增加没有淹没最初两个电子态之间的能级差,能隙就产生在与这些能量相对应的频谱内. 事实上,原子或分子的相互作用有时也可能非常强,从而使两个电子能带重叠或者淹没成一个带. 在初始电子态能级差演变成能带及能隙的情况下,原子或分子就生成晶体. 从紧束缚近似的观点来看,能隙存在是离散电子态之间的能量差在晶体情况下的遗留.

从上面紧束缚近似的定性描述可知,周期性对称不再是能隙存在的必要条件. 事实上,这也是一个长期困惑人们的问题:即周期性要求是不是能隙存在的必要条件? 我们知道,从布拉格散射原理来讲,答案是肯定的. 然而,对紧束缚近似而言,回答是不是肯定的? 这个问题早在三十多年前就已经提了出来. 因为当时非晶硅材料是许多研究关注的焦点. 根据定义,非晶硅并不具备完美的周期性结构. 这样自然就提出了一个问题:非晶硅存在能隙吗? 换言之,在某些频谱范围内电子的态密度等于零吗? 这个问题最后由 Weaire 在一篇著名的论文中给予了回答^[6]. 基于紧束缚近似原理,他证明在以四面体键耦合的系统中,周期性要求不是能隙存在的必要条件.

香港科技大学物理系的研究小组在制备光子和声子能隙结构时,采用了类似于紧束缚近似的研究方法. 以单位结构作为基本考虑因素,设计了具有局域模或局域共振效应的微结构,并以此产生光、声子能隙效应. 下面我们介绍两个实例来说明其原理.

3 局域共振诱导的声子能隙

一个实例是局域共振诱导的声子能隙. 我们称此种复合材料为局域化共振声子材料. 这种复合材料的主要元素是一个共振组元. 它由高密度材料(通常采用金属)封密于柔软材料(例如硅胶,泡沫等)之内而形成(见图1)^[7].

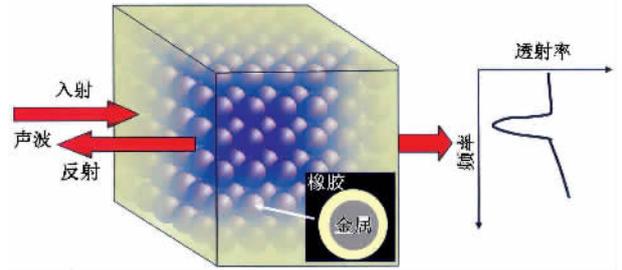


图1 局域共振声子晶体示意图

显而易见,这个组元可以看成是一个谐振子,因为它由振子(金属的质量)和弹簧(松软的外层材料)组成. 如果外层材料的弹性模量很小,而振子的质量很大,其共振频率 $\omega_0 = \sqrt{k/M}$ 可以相当低. 式中 k 是弹簧系数. 实际上,我们也注意到这个谐振组元的尺寸与共振频率无关. 当我们将这个组元植入硬衬底材料(例如石膏或者环氧树脂)之中,一个低频的声频能隙就这样产生了(见图2). 此现象可以这样来理解. 由基本物理可知,一个振子对频率为 ω 的外场响应是由 $1/(\omega^2 - \omega_0^2)$ 所决定. 这个表示有下面几个显著的特点:首先,在无损耗的条件下,共振响应将无限制地发散. 事实确实如此. 例如,与电子运输相关联的光学频率响应(通常由介电常数 ϵ 表示)在无耗散的条件下,是可以趋向无穷值. 其结果使得波的移动十分缓慢(因为有效波速是 c/n , $n = \sqrt{\epsilon}$ 为折射系数). 其次,当 ω 增加至超过 ω_0 时,将出现 180° 的相位转变,亦即频率响应由正变为负. 在介电常数随频率变化的关系中即可以看到这一变化过程. 但是,我们需要知道,负频率响应的物理意义是什么? 它是如何对波产生影响的? 首先,负频率响应简单地讲是受力系统的位移与所施加的策动力相反. 例如,当材料受到推压作用而产生形变时,负响应表示形变的位移与外加力的方向相反,即受压时,材料会轻微弹起,而非压缩. 问题在于,这个过程是怎样发生的? 追溯其源,所有共振总是伴随有惯性,一旦惯性出现,振子就不能立即产生响应. 所以,当外加的频率超过共振频率时,振子开始延滞外

力.一旦这种情况发生时,即系统出现负响应时,波便停止了传播.这一点是很容易理解的.例如,当两个人一起跳舞时,如果一个人向前,另一个人就不得不向后退,即所谓的和谐舞步.但如果其中一人向前时,另一人也向前,其结果必然是相互碰撞,无法起舞.同理,如果介电常数是负的,折射系数变为纯虚数.对在材料中传播的平面波而言,其传播相位因子变为 $\exp(in\omega x/v)$, 此处 x 是空间坐标. 折射系数为纯虚数表示波在传播方向上是呈指数衰减. 由此可见,具有负响应功能的复合材料,在其响应的频谱范围内,可以阻止波在其中传播,或者说波不存在于此种材料之中. 因此,在某一频谱范围内具有负响应功能材料,表示在相应的频谱打开了一个波的能隙. 正是这种物理机制使我们能够以环氧树脂为衬底材料,在晶格常数比弹性波波长大 300 倍的声子晶体中,在频率为 400Hz 这样一个相对低的音频上打开一个能隙.

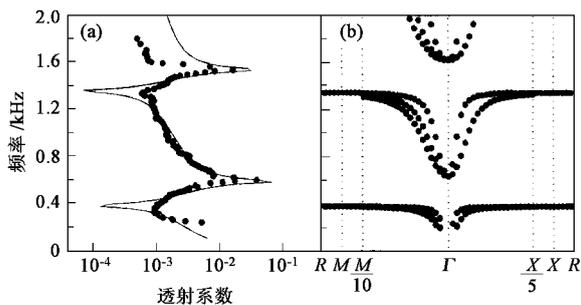


图2 局域共振声子晶体的能带谱图

然而事情还远没有就此结束.对那些熟谙波的人而言,尤其是熟知瑞利散射的人,立即会提出这样的问题.瑞利散射是普适的物理现象.瑞利散射表明:波散射强度正比于 $(L/\lambda)^4$, 这里 L 是散射元的尺寸, λ 是波长. 如果 $L \ll \lambda$, 波是“看”不见散射物体的,在这种情况下,波将在材料中传播而不受共振元的影响. 然而,共振响应在这里再一次发挥了作用. 我们前面曾经提到,当非常接近共振时,在无耗散的条件下共振响应将非常大. 一旦此情形发生,波的传播将变慢,波长变小. 如果波长变小到可以与散射元的尺寸相比较,这时散射就变得很强,波被耦合到共振元之中. 在光散射的情形中,我们也观察到此种现象. 通常原子气体中的光波波长比原子的尺寸大三个数量级,但是,当光的波长与共振频率(电子跃迁频率)相匹配时,散射在瞬间就变为极大.

由此可知,采用局域化共振模型,样品的尺寸不再与波长有关. 这一点对声波和微波特别有用,因为

在这些波段由布拉格散射原理制作的光子或声子结构非常庞大而笨重. 实际上,在西班牙有一个户外雕塑就是两维的声频晶体,儿童和成人均可以在其中行走和娱乐. 借助于局域化共振结构,样品的尺寸可以减少几个数量级,并使结构更紧凑且效率更高.

4 局域共振光子能隙——平面光子结构材料

传统光子晶体能带材料(PBG)是具有周期结构的、并在频谱上产生能隙的合成物质. 例如,多层膜结构的一维光子晶体,二维对称有序介电柱状排列,以及三维球体组成的 FCC 或 BCT 晶体结构(见图 3),电磁波不能在其中任何方向上传播^[8,9]. 由于光子能隙材料是建立在布拉格散射的原理上,而布拉格散射原理限制了光子能隙材料的制作和应用. 这是因为 PBG 要求具有周期性以及在较大范围内的结构有序性;另外,PBG 晶体的总体尺度与波长的长度相当. 这个条件使得 PBG 在较高频谱区域制作样品特别困难,尤其是由微球组成的三维光子晶体. 而在低频区域(例如:微波和无线电波范围),PBG 又变成了臃肿庞大的块材料. 虽然人们多年来采用微加工的方法,对制备实用的可见光频段的光子晶体进行了大量尝试,并且在新颖材料制作工艺方面成功地改善了三维光子晶体质量. 但是,周期性和规则性的要求仍然是人们必须面对的挑战,尤其是在亚微米量级上折射系数的三维周期性调制. 一般三维光子晶体制备在短波段具有的挑战性,其难度不是一般实验条件所能克服的. 我们小组近几年来从事于人工可设计的局域共振结构研究,制作出电磁波能隙功能材料. 利用局域共振产生能隙的优点是不再要求周期性和较大范围的有序性结构,因此这种人工合成材料的结构调制长度与系统的维数和大小无关,这个优点在微波和红外频段尤其突出. 这种材料不是通常意义下的光子晶体,但又具有一般光子晶体所具有的各种物理特征. 例如,频率选择性共振通带和禁带的功能;产生有效负介电常数的电场和磁场响应,从而调制电磁波的传播等等.

利用局域共振的方法,我们制备了人工电磁波能隙功能材料,即平面共振结构. 通常用于过滤器的平面共振结构是刻蚀在一些绝缘面上的二维周期排列的金属组元,工程界称为频率选择表面,如图 4 所示^[10]. 无限长的金属线平行排列时的等效电路如

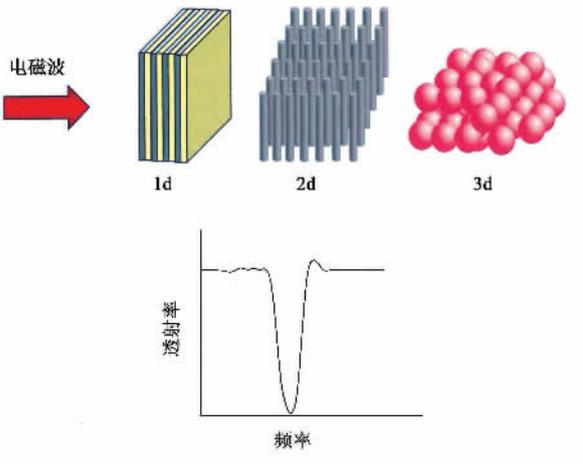


图3 一、二、三维光子晶体结构示意图

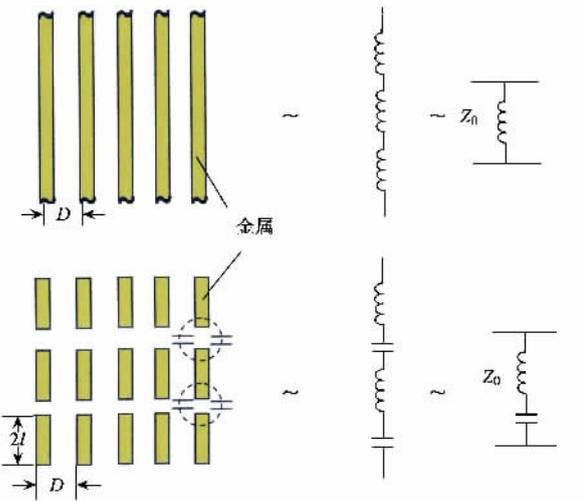


图4 频率选择表面的结构示意图

图4 右边所示,这一等效电路可以看成是一个电感串联电路.在交变外电磁场的作用下不呈现谐振效应,但是,当我们把无限长金属线分成长度相等的两段时,其等效电路变为LC电路,而电容 C 由线段之间的间隙产生,如图4右下边所示.因此,在外加电磁波作用下,这一LC电路的固有谐振频率与电磁波相应的频率发生局域共振.

图5 是一个具有分形几何结构的频率选择表面^[11].分形结构的设计如图所示.从第一级(主级,即图中最长线段)开始,这一级决定了分形结构的低频响应特性.一般来讲,线度增长,其禁带频率将向低频方向移动.反之亦然.当确定了主级之后,第二级的线段长度与主级相等,且垂直于主级并连接至两顶端,形成一个“工”字形.第三级的长度为第二级的二分之一,连接在“工”字形的四端点.以此类推,反复重复以上步骤即可获得一个多级分形平

面共振结构.图(6)是一个15级的分形结构平面,在入射微波频率为1—18GHz情况下的透射和反射特性.由于分形线在 xy 平面(即如图5所示的平面)取向的非对称结构,故此分形板具有不同的极化取向.图6(a)和(b)是入射电磁波垂直于入射面时的透射和反射特性.由图可知,电磁波在频率为1.06, 2.63和7.27GHz时,完全无法透过分形板.与之相应,其反射同时也达到最大值.图6(c)和(d)是将分形板旋转 90° 时的透射和反射特性.同样可以看到有三个明显的禁带,但其频率位置发生了变化.这是由于前面所提到的非对称结构所致.

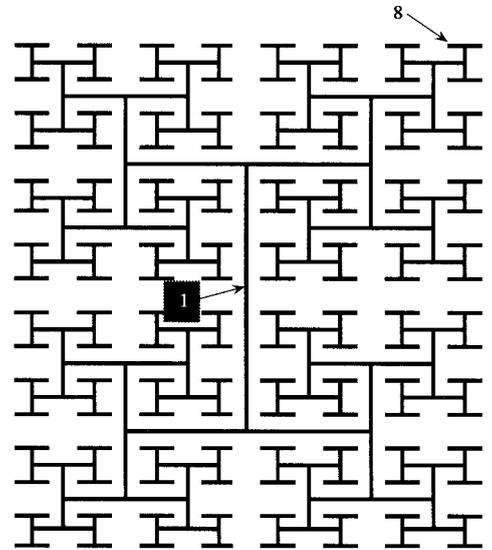


图5 具有电磁波能带结构的平面分形图

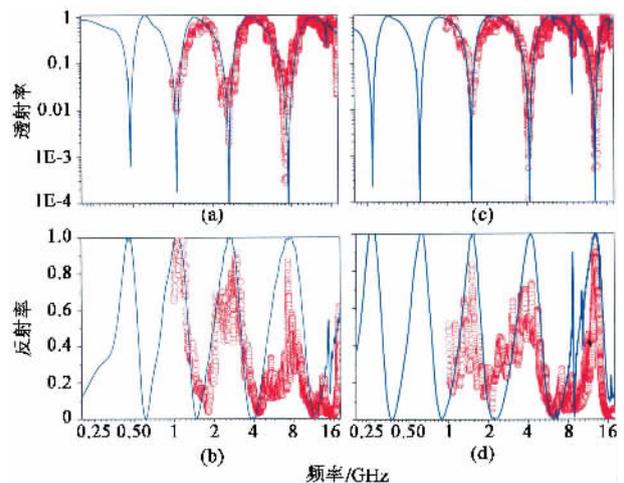


图6 平面分形结构对电磁波的透射及反射谱

这种分形结构的逆图形我们称为分形槽结构^[12],即原来的分形线由狭槽取代.利用这种结构,我们可以制备出红外区域光子能隙结构材料.分形

槽采用光刻蚀的方法,在 $400\mu\text{m}$ 的硅片上复制分形图案,然后分别蒸镀上 5nm 和 100nm 厚的 Ti 和 Au 金属薄膜上形成“反分形”结构,从而诱发波长在 $2\text{--}200\mu\text{m}$ 的红外禁带和通带.图 7(a)显示这种反分形的电子扫描显微镜图片.图中缝隙的宽度为 $0.5\mu\text{m}$,分形平面尺寸为 $1.5 \times 1.5\text{cm}^2$,其中单元分型的尺寸是 $55.6 \times 55.6\mu\text{m}^2$,主级线槽最大长度为 $27.8\mu\text{m}$.

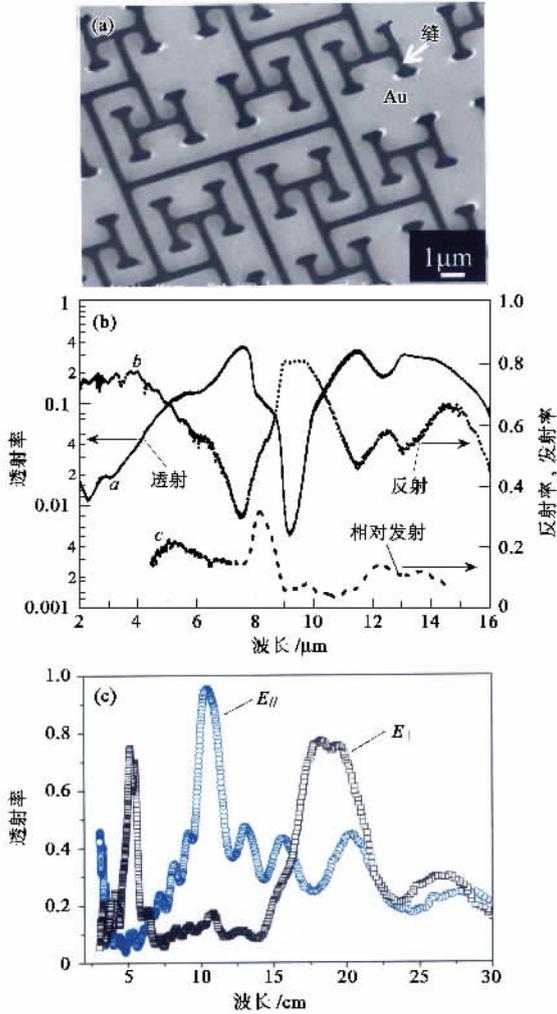


图 7 (a)分形槽结构 (b)红外透射、反射及发射谱 (c)分形槽的微波透射谱

亚波长分形槽结构具有红外禁带和通带特性.即使狭缝的尺度比波长小很多,在通带范围内,其透射程度仍然相当高.图 7(b)中的曲线 a b c 分别对应分形槽结构的红外透射、反射和发射光谱.由图可知,透射谱在 $9.2\mu\text{m}$ 处存在一个明显的凹形,该处的最小透射仅有 0.5% .与此同时,此禁带表现出 80% 的反射;在 7.5 和 $11.5\mu\text{m}$ 的通带处,透射分别高达 36% ,比参考样品高出 $3\text{--}4$ 个数量级.通带的

透射率比禁带高 70 倍.在远红外区域,此样品在 34 62 和 $111\mu\text{m}$ 处分别产生 25% 29% 和 14% 的透射.而在 $21.7\mu\text{m}$ 的禁带区域只有 0.5% 的透过.

值得一提的是,波长为 $111\mu\text{m}$ 时仍然有很强的透射,此时透射波长是样品缝隙最大长度 $27.8\mu\text{m}$ 的 4 倍.这说明电磁波不再是通常意义下的透射,这种透射与分形结构诱导的电磁波局域共振有关.我们发现,当继续缩短主级线段的长度,使电磁波长度比狭缝最大长度高出一个数量级时,也有非常强的透射出现.如图 7(c)所示,样品是在一块 $30 \times 30\text{cm}^2$ 的金属板上用光刻蚀制备出的 5 级分形结构.其中主级线段长为 1cm ,狭缝宽 0.1mm .由图可知,微波波长为 20cm 处仍然有高达 80% 的透射(此时波长比狭缝长 20 倍).实际上,亚波长狭缝产生的高透射起因于反分型图案诱导的几何共振,并且完全不同于在周期性结构中所观察到的瞬逝波表面等离子耦合隧道效应.目前这一现象是无法用经典电动力学的理论给予解释的.

5 结束语

局域共振近似的另一个优势是在制作过程中不再需要很高的样品制作精度.这是因为局域共振存在于材料之中,而不依赖于结构的周期性.正如非晶硅的情形一样.这样,甚至一个随机的结构,或者人工结构,其效果都可以是明显的.局域共振近似同时也存在一些缺陷.例如对材料的依赖性.我们必须寻找出低耗散材料,这在可见光范围内是有困难的.尽管如此,局域化共振近似仍不失为一种具有新科学和新应用的光子、声子功能材料制作的补充方法.

参考文献

- [1] Joannopoulos J D, Meade R D, Winn J. Photonic Crystals. Princeton N J: Princeton University, 1995
- [2] Kushwaha M *et al.* Phys. Rev. Lett., 1993, 71: 2022
- [3] Kafesaki M, Sigalas M, Economou E N. Solid State Commun., 1995, 96: 285
- [4] Martinez-Sala R *et al.* Nature, 1995, 378: 241
- [5] Ashcroft N W, Mermin N D. Solid State Physics. New York: Holt, Rinehart and Winston, 1976. 176
- [6] Weaire D. Phys. Rev. Lett., 1971, 26: 1541
- [7] Liu Z, Zhang X, Mao Y *et al.* Science, 2000, 289: 1734
- [8] Yablonvitch E. Phys. Rev. Lett., 1987, 58: 2059
- [9] Jin C, Chen B, Man B *et al.* Appl. Phys. Lett., 1999, 75: 1201
- [10] Munk B A. Frequency Selective Surfaces, Theory and Design. New York: Wiley, 2000
- [11] Wen W, Zhou L, Li Jensen *et al.* Phys. Rev. Lett., 2002, 89: 223901
- [12] Wen W, Yang Z, Xu G *et al.* Appl. Phys. Lett., 2003, 83: 2106