

# 光诱导光子晶格结构中新型的离散空间光孤子\*

陈志刚<sup>1, 2</sup> 许京军<sup>2, †</sup> 楼慈波<sup>2</sup>

(1 美国旧金山州立大学物理和天文系)

(2 南开大学泰达应用物理学院 天津 300457)

**摘要** 离散孤子标志着从线性到非线性, 从连续到非连续, 从相干到非相干, 人们对孤子认识的一个飞越. 文章简要回顾了近期在二维光致光子晶格结构中有关空间离散光孤子的研究, 包括基模离散孤子、类矢量离散孤子、离散偶极孤子、离散涡旋孤子和离散孤子串等. 在非线性光折变晶体里用部分相干光诱导的波导阵列中, 对每一种离散孤子, 都清楚地观测到光从二维的离散衍射状态到自囚禁形成离散孤子的转变过程, 获得的结果将对其他离散非线性系统中类似现象的研究有所启发.

**关键词** 非相干, 孤子, 光子晶格, 离散, 衍射

## Novel discrete solitons in light-induced photonic lattices

CHEN Zhi-Gang<sup>1, 2</sup> XU Jing-Jun<sup>2, †</sup> LOU Ci-Bo<sup>2</sup>

(1 Department of Physics and Astronomy, San Francisco State University, USA)

(2 TEDA Applied Physics School, Nankai University, Tianjin 300457, China)

**Abstract** We present a brief review of our recent work on discrete solitons in two-dimensional optically-induced photonic lattices in a variety of settings, including fundamental discrete solitons, vector-like discrete solitons, discrete dipole and vortex solitons, and discrete soliton trains. In each case, a clear transition from two-dimensional discrete diffraction to discrete trapping is demonstrated with a waveguide lattice induced by partially coherent light in a bulk photorefractive crystal. Our experimental results are in good agreement with the theoretical analysis of these effects.

**Key words** incoherence, soliton, photonic lattice, discrete, diffraction

## 1 引言

空间光孤子非线性连续介质中的形成与传播已被广泛研究<sup>[1]</sup>. 然而自然界中却存在着许多周期性非连续(离散)系统, 比如像生物分子链、固体物理中电子波所遇的晶格结构, 以及玻色-爱因斯坦凝聚中的周期光学势阱. 在光学领域里, 离散系统的一个典型例子就是紧间隔的非线性波导阵列: 一个与光子晶体(photonic crystals)有着很多同异的光学系统. 光波在其间的协作传播行为表现出很多有趣的物理现象<sup>[2, 3]</sup>. 即便是在线性波导阵列中[如图 1

(a)] 光束的衍射导致其向邻近波导的耗散耦合, 形成光的离散衍射(discrete diffraction)[如图 1(b)]. 离散衍射的显著标志是光能量在入射方向渐渐减弱而不断向两边扩散. 当非线性介质引入这种波导阵列时, 光的这种离散衍射和非线性自聚焦之间可以巧妙地达到平衡, 形成一种光的局域态称之为离散孤子(discrete solitons)<sup>[4]</sup>: 光的强度分布宛如一个非线性粒子的波包, 在传播中保持不变.

\* 国家自然科学基金重点基金(批准号: 10334010)、中国海外杰出青年基金(批准号: 60328406)和美国 AFOSR, ARO 资助项目  
2004-08-10 收到初稿, 2004-09-14 修回

† 通讯联系人. E-mail: jjxu@nankai.edu.cn

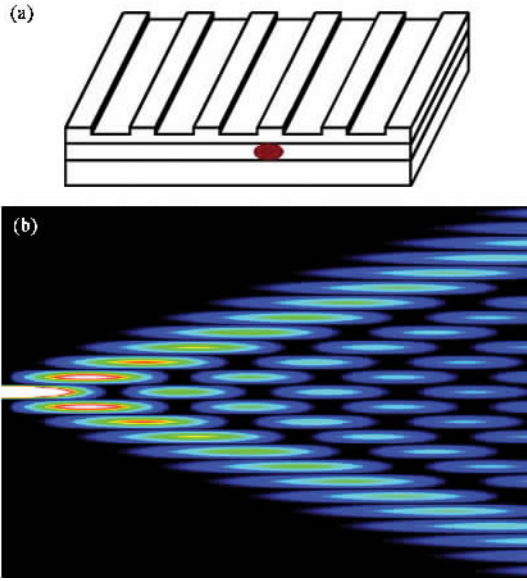


图1 一维波导阵列(a)中光的离散衍射现象(b)

离散孤子同样可以存在于其他的非线性系统中,比如在生物学、凝聚态物理和玻色-爱因斯坦凝聚中.然而在非线性光学介质中,利用人工制备或光学诱导波导阵列或光子晶格(photonic lattices)的方法来演示这种孤子态已成为一个便捷的方法.事实上第一个演示离散孤子的实验就是在人工制备的一维 AlGaAs 半导体波导阵列中实现的<sup>[5,6]</sup>.随后,人们发现更方便的方法就是在光致波导阵列中形成离散孤子<sup>[7]</sup>.很快相关的实验就开展起来,包括利用相干光束干涉构建光诱导阵列<sup>[8,9]</sup>,或是利用部分相干光振幅型调制来形成这样的光子学波导结构中的光自囚禁<sup>[10,11]</sup>.激动人心的实验结果不仅展示了最基本的离散孤子的形成,还推动涡旋离散孤子理论和实验跨越式发展<sup>[12-15]</sup>.

在这篇论文中,我们将对近期在光致二维光子晶格中实现离散孤子的工作做一个简要的回顾,包括二维离散型基模孤子、矢量孤子、偶极孤子、涡旋孤子和孤子串.与以往利用多束相干光干涉来构建阵列结构不同<sup>[8,9]</sup>,我们是在部分相干光诱导光子点阵中形成离散孤子的.由于部分相干光能抑制调制不稳定性(modulation instability)<sup>[16]</sup>,这样形成的点阵结构更加稳定.事实上正是在这种稳定的点阵结构中清楚地观测到光束从离散衍射到离散孤子转变的详尽过程<sup>[10,11]</sup>.

## 2 二维基本离散孤子

我们的实验选用铌酸钡光折变晶体(SBN:

$60.5 \times 5 \times 8 \text{mm}^3$ ) 加偏压后表现出非瞬态的自聚焦非线性特性.光源选用氩离子( $\lambda = 488 \text{nm}$ )激光器.图2是实验装置示意图.强度调制板(mask)对经过旋转散射板(diffuser)后将本来均匀的部分相干光进行空间调制<sup>[17]</sup>,通过透镜成像在晶体的入射面上形成二维周期性光强分布.另外,从同一激光器分束出来的相干光束作为探测光,与点阵光并行传播.探测光可以是聚焦后的二维高斯光束,或是准一维的线光束.而在偶极和矢量离散孤子的实验中,探测光被 Mach-Zehnder 干涉仪(如图2所示)分裂成两个相邻光束.当压电镜工作在高频段时,对非瞬时响应的非线性晶体来讲,从干涉仪出来的两束光互不相干,它们在同一晶格上重叠实现了矢量孤子的条件<sup>[18]</sup>.而当从干涉仪出来的两束光互相相干,就可以形成类偶极离散孤子,其中两束具有同相位或反相位关系的光束导入两个相邻的晶格位置<sup>[19]</sup>.需要强调的是在我们所有实验中,探测光是 e 光偏振(寻常光)并“完全”相干,而形成波导阵列的光则是 o 光偏振(寻常光),并且部分相干.这样做是利用光折变非线性特性,使得与探测光相比,阵列光束自身引起的非线性折射率变化很弱,从而在传播的过程中,可以认为是线性的.而探测光引起的非线性折射率变化却相当大.在图2中,插图显示一个典型的二维光子点阵,其两主轴呈 45 度方向,周期为  $20 \mu\text{m}$ .在偏置外场高达  $3 \text{kV/cm}$  时,阵列结构仍保持不变.

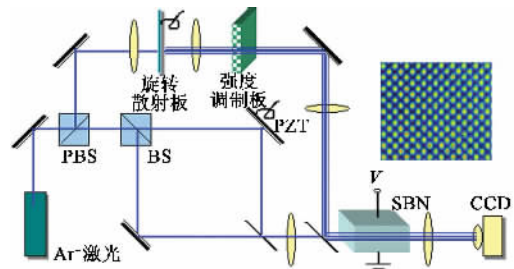


图2 实验装置(PBS为偏振光分束器,PZT为压电传感器,SBN为铌酸钡晶体;右上角给出了用光感应制作的二维光子点阵)

首先,我们给出二维基本离散孤子的结果.一束寻常偏振的部分相干光用来制成一个稳定的波导阵列.然后将一束能量约是阵列光 1/4 光强的相干光射入波导阵列的一波导位置中,并与整个阵列光共线传播.当非线性很弱时,由于临近波导的弱耦合效应,探测光束表现出离散衍射.然而,在适当高非线性区域,离散衍射与非线性自聚焦相抗衡,形成了一

个二维的离散孤子. 图 3 给出其实验结果, 其中图 3 (a) 为输入面上的高斯型探测光束, 图 3 (b) 为探测光束在晶体(作为连续介质)中经过 8mm 线性传播后的衍射情况. 图 3 (c) 为低偏置外场(900V/cm)下, 探测光在光子晶格中的离散衍射. 可以明显看出, 大部分的探测光能量向对角线方向扩散, 而中心光强减弱, 与图 3 (b) 形成鲜明的对比. 当偏置外场达到 3kV/cm 时, 观察到了离散孤子的形成[图 3 (d)]. 能量集中在中心以及沿阵列两主轴方向的四个近邻格点上(该实验的动态过程可以在网上观察, 网址为 [www.physics.sfsu.edu/~laser](http://www.physics.sfsu.edu/~laser)).

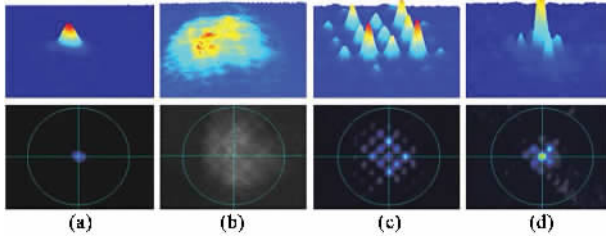


图 3 实验展示在非相干光诱导的二维光子晶格中离散孤子的形成(从左到右, 分别是探测光在输入面、连续介质(无光子阵列)线性输出面、非连续介质(有光子阵列)线性和非线性输出面的光强分布]

实验结果与离散系统的理论计算所预期的现象相吻合. 利用快速傅里叶变换和非相干波理论模型对探测光和阵列光进行数值模拟, 取得了与实验观察相同的模拟结果(如图 4 所示). 图 4 左边给出了低偏置外场下观察到的离散衍射, 而右边则是在高偏置外场时形成的二维离散孤子.

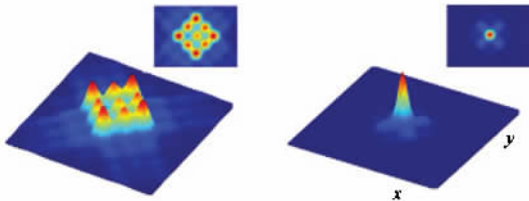


图 4 对应图 3 (c)和图 3 (d)的数值模拟计算结果(右上插图分别是二维的横截面图)

实验和理论都表明, 离散孤子只有在特定的情况下才能形成, 比如说探测光与阵列光的相对强度要适当, 偏置外场的大小要适当, 阵列光的空间相干度要适当, 否则光在波导的非线性衍射不能与其非线性自聚焦效应达到平衡. 离散孤子对于探测光束能量的敏感性, 不仅说明离散孤子的形成是其在波导结构中的非线性自作用行为的输出, 而且可以把

它作为形成两个分量的类矢量孤子的测试平台. 在各类孤子结构中, 矢量离散孤子扮演了重要角色. 虽然矢量孤子早已在连续非线性系统中得到实现<sup>[20]</sup>, 但是在像波导阵列这样的非连续系统中, 只有一维的离散矢量孤子最近才被观察到<sup>[21]</sup>. 在这里我们介绍一下两个互不相干的光束沿着阵列中同一个位置传播时, 可同步形成一个二维的矢量孤子, 然而在相同条件下, 每一束光自身却呈现为离散衍射. 这种相互俘获的双分量矢量孤子可认为是能量依赖型非线性自然结果. 二维离散矢量孤子典型的实验结果如图 5 的前两排所示. 先看图 5 (a) 的前两排, 这两束互不相干的光束被导入阵列中的同一个位置, 它们合成的峰值能量大约是阵列光束能量的 1/6. 当偏置压为 1kV/cm 时, 每一束光都发生了离散衍射[如图 5 (b)], 但是当偏置压增加为 2.9kV/cm 时, 这两束光耦合形成一个离散孤子对[如图 5 (c)]. 相反地, 一旦其中一束光被移除, 剩下的另一束光本身不能形成离散孤子, 只能达到如图 5 (d) 所示的另一个稳定的状态. 利用在周期阵列调制特性介质的二维耦合非线性波动方程做数值模拟<sup>[18]</sup>, 得出与实验相同的结果. 矢量成分由两个互不相干的高斯光束组成, 被置于同一晶格中心位置上. 使用与实验中相接近的参数, 获得如图 5 最下一行所示的数值模拟计算结果, 其中 (a) 为输入光 (b) 为在低偏置外场下离散衍射 (c) 和 (d) 分别对应在高偏置外场下阵列矢量孤子在耦合和非耦合情况下的解. 图 5 下排只显示矢量孤子中的一个分量光束, 这是因为孤子对的另一分量与其完全相同. 文献 [18] 给出了这种矢量孤子的精确解及其稳态范围.

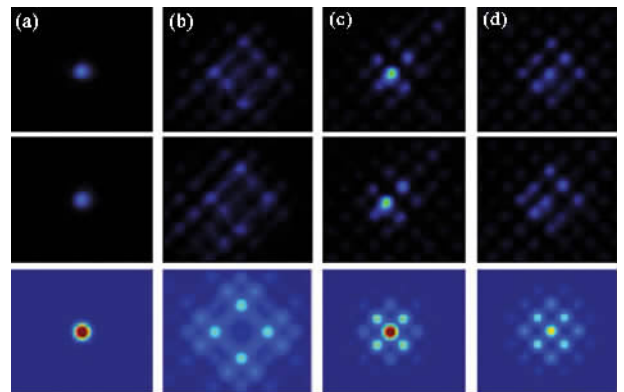


图 5 二维矢量离散孤子的实验和计算模拟结果[(a)输入光强 (b)低偏置外场下的离散衍射 (c)和 (d)分别是高偏置外场下两光束互囚禁和单光束自传播的输出强度分布. 从上到下, 上面两排是实验结果, 最下面一排是数值模拟结果]



### 3 二维光子阵列中的偶极孤子

偶极孤子的形成要求将两束具有相干性的光束分别导入阵列对角线方向上两个相邻的格点位置,而不是同一格点.我们从理论上分析得出这两束光无论是反相位还是同相位都可形成类偶极孤子,但反相位的偶极孤子在相当大的参数范围内表现出线性稳定,而同相位类偶极孤子总是表现为线性不稳定<sup>[19]</sup>.在实验上,这两种离散型偶极孤子都已经观察到,但也是反相位的偶极孤子稳定,而同相位的则存在不稳定性.要说明的是,在没有光子阵列情况下,因为两束相干光孤子之间存在排斥或吸引,使得它们分离或聚合,所以无法形成偶极孤子束缚态.

图6给出了离散偶极孤子的典型实验结果,其中上图是反相位偶极孤子,而下图为同相位偶极孤子.在低偏置外场下,两种类型的偶极光束都呈现线性离散衍射[如图6(b)].不过在离散衍射后,这两种类型的偶极光束在能量分布上有一个明显的区别:反相位偶极光束在偶极子原来的方向上扩散,而同相位偶极光束则沿着原来的正交方向扩散.另外,由于干涉效应,反相位两偶极光束间光场几乎为零,而同相位两偶极光束间存在一定量光场.在高偏置外场作用下,两种类型的偶极光束都被阵列势阱所俘获,从而形成了类偶极离散孤子[如图6(c)].和预想的一样,没有了波导阵列,反相位的两束光将互相排斥,而具同相位的则聚合成单一孤子[如图6(d)].虽然在我们的理论模型中,已得出了偶极离散孤子的精确解<sup>[19]</sup>,我们还用与实验条件相近的参数直接去模拟一对高斯光束的非线性的演化过程.所得到的数值模拟的结果如图7所示.其中第一列是输入光强分布,第二列是在低偏置外场下的离散衍射,第三列是在高偏置外场下形成类偶极离散孤子时的两束光的自囚禁.而最后一列是在同样的高偏置外场下,撤去阵列光时,两束高斯光的异相排斥(上图)和同相吸引(下图).可见数值模拟和实验结果符合得相当好.仅有的偏差只是实验观测到的孤子沿着晶体c轴方向有明显的自偏离现象[见图6(d)],而在简化理论模型中,忽略了这个效应.除了以上提到的偶极孤子以外,在二维光子阵列中还观察了其他结构的类偶极孤子和四偶极孤子<sup>[22]</sup>.

### 4 具有复杂相位分布的非线性孤子态

以上仅是对光子阵列中一些简单的离散孤子结

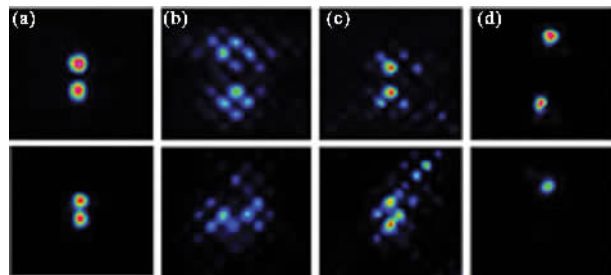


图6 离散偶极孤子实验结果(上图是反相位型偶极孤子,下图为同相位型偶极孤子,从左到右分别为输入,离散衍射输出,有和没有光子阵列时的非线性输出的光强分布)

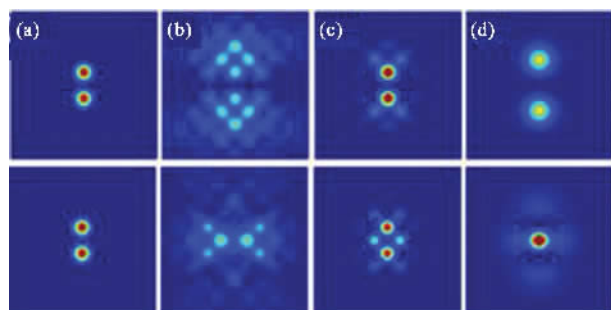


图7 与图6相对应的离散偶极孤子的数值模拟结果

构作了介绍.更重要的下一步是对具有复杂相位分布的非线性孤子态进行研究,比如说,在很多领域里都存在的涡旋场(vortices),而涡旋孤子在超流和相干物质波中都是热点研究课题.涡旋光学孤子在连续非线性介质中早已被观测到<sup>[23,24]</sup>.倘若涡旋光束打入二维的光子阵列中,情况会怎样呢?利用一个产生涡旋光的相位板,我们首次在二维非相干光诱导的光子阵列中实现了离散涡旋孤子.图8显示了典型的实验结果.涡旋环入射到4个格点之间,在低偏置外场下,涡旋光束分裂成多块光斑,并往外作离散衍射[图8(b)(c)的前两排].一旦偏置外场高到一定程度,涡旋光束能量向中间集中,出现自囚禁.最后形成四块主要光斑.干涉实验证实了涡旋孤子仍保持涡旋相位结构.而在没有光子阵列时,涡旋光束裂成两块主要光斑,伴随由涡旋光束角动量引起的旋转<sup>[14,24]</sup>(见图8下排).

倘若探测光不是一个二维的圆形光束,而是一个准一维的条形光束,会出现怎样的情况呢?我们发现将一束条形光输入一个二维波导阵列中,会形成一连串的离散孤子.当阵列工作在线性区时,条纹光束被波导阵列调制,形成许多光斑点.当非线性度不断增加到一定情况下,就形成了一系列二维的离散孤子串.图9的前两个图显示输入的条形光束.图9

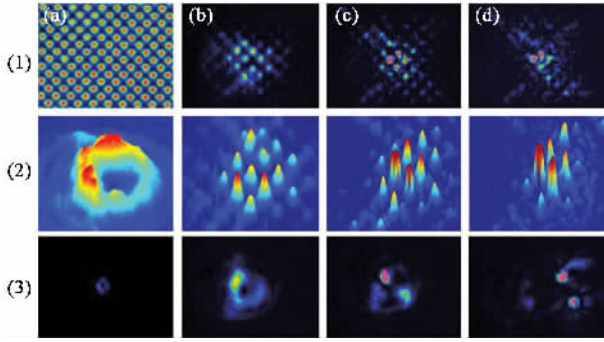


图8 涡旋光场在周期波导(上两排)和连续非线性介质(下排)中的传播[图8(a-1)是输入面的波导阵列光强分布(a-2)和(a-3)分别是涡旋光在输出和输入面的光强分布;从(b)到(d)是偏置外场逐渐加强时涡旋光非线性输出的光强分布]

(a)]和在没有阵列时经过晶体内部8mm的传播后的线性衍射[图9(b)].图9(c)和(d)分别表示二维的离散衍射和在强偏置外场下形成的离散孤子串.图9(e)和9(f)分别是图9(c)和9(d)相应光强的三维分布图.从图9(c)和(e)可以清楚地观察到条形光束的离散衍射.由于波导的耦合,条纹光束的大部分能量偏离了原光束中心(图中箭头所指位置),而向两边转移,与连续媒质中的衍射迥然不同.然后,当探测光的自聚焦效应加强并达到一个新的稳态时,大部分能量又集中到中心区域而形成离散孤子串.我们用超计算机模拟了该实验的动态过程,结果不久会在网上发表<sup>[25]</sup>.

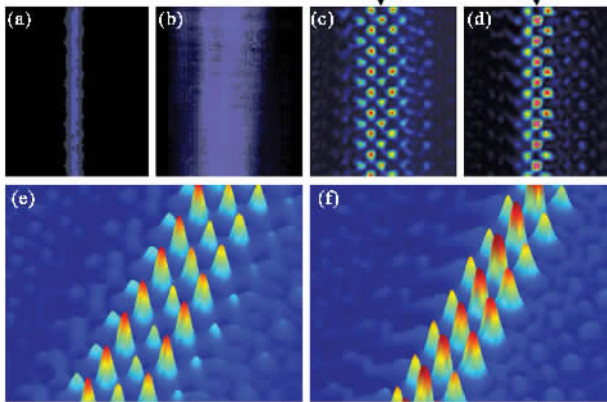


图9 二维离散孤子串的实验结果(a)条形光的输入光强的分布(b-d)是输出光光强分布,其中(b)为正常衍射(c)为离散衍射(d)为离散孤子串,箭头表示最初的条形光束的中心位置;(e)和(f)分别是(c)和(d)相应光强的三维分布图]

上述离散孤子态可以看成是一系列的单个二维基本离散孤子组成的孤子串,作为它的二次光源可以认为是由条形光在阵列中的分裂所提供的,而每一离散孤子之间沿着晶格主轴方向共享4个邻近格

点.一般认为,为了形成离散孤子串,邻近的两个孤子一定要是反相位的才会稳定.然而,当给孤子串引入一束平面波与之干涉时,我们发现阵列中邻近的孤子具有相同相位.这些离散孤子串的稳定性的稳定性显然值得进一步分析研究,比如是否可以形成一个项链型的环形离散孤子串呢?是否可以形成任意形状的孤子网络呢?要知道这样的孤子网络已被预言可以用来运载信息,甚至可以用来做光开关和光计算功能器件等<sup>[2]</sup>.

## 5 结束语

在该文中,我们讨论了在光诱导部分相干光子阵列中实现的一系列离散孤子,这些发现不仅展示了最基本的离散孤子的形成,而且标志着从线性到非线性,从连续到非连续,从相干到非相干,人们对孤子认识的一个飞跃.我们期待这些结果将对其他离散非线性系统中类似现象的研究有所启发,并且在量子光学、信息等相关领域有所应用.

致谢 感谢 H. Martin, J. Yang, E. D. Eugenieva, D. N. Christodoulides 和唐丽勤的帮助.进一步工作在教育部弱光非线性光子学材料先进技术及制备重点实验室继续开展.

## 参 考 文 献

- [ 1 ] 陈志刚.物理,2001,30:752[Chen Z. Wul(Physics)2001,30:752(in Chinese)]
- [ 2 ] Christodoulides D N, Lederer F, Silberberg Y. Nature,2003,424:817
- [ 3 ] Campbell D, Flach S, Kivshar Y S. Phys. Today,2004,57:43
- [ 4 ] Christodoulides D N, Joseph R I. Opt. Lett.,1988,13:794
- [ 5 ] Eisenberg H S et al. Phys. Rev. Lett.,1998,81:3383
- [ 6 ] Morandotti R et al. Phys. Rev. Lett.,2001,86:3296
- [ 7 ] Efremidis N K et al. Phys. Rev. E,2002,66:046602
- [ 8 ] Fleischer J W et al. Nature,2003,422:147
- [ 9 ] Neshev D et al. Opt. Lett.,2003,28:710
- [ 10 ] Martin H, Eugenieva E D, Chen Z, Christodoulides D N. Phys. Rev. Lett.,2004,92:123902
- [ 11 ] Chen Z, Martin H, Eugenieva E D et al. Phys. Rev. Lett.,2004,92:143902
- [ 12 ] Malomed B A, Kevrekidis P G. Phys. Rev. E,2001,64:026601
- [ 13 ] Yang J, Musslimani Z H. Opt. Lett.,2003,28:2094
- [ 14 ] Neshev D N, Alexander T J, Ostrovskaya E A et al. Phys. Rev. Lett.,2004,92:123903

- [ 15 ] Fleischer J W , Bartal G , Cohen O *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2004 , 92 : 123904
- [ 16 ] Soljacic M *et al.* Phys. Rev. Lett. 2000 84 467
- [ 17 ] Chen Z , McCarthy K. Opt. Lett. , 2002 27 2019
- [ 18 ] Chen Z , Makasyuk I , Bezryadina A *et al.* Opt. Lett. , 2004 , 29 : 1656
- [ 19 ] Yang J , Makasyuk I , Bezryadina A , Chen Z. Opt. Lett. , 2004 , 29 : 1662
- [ 20 ] Chen Z *et al.* Opt. Lett. , 1996 21 : 1436
- [ 21 ] Meier J *et al.* Phys. Rev. Lett. 2003 , 91 : 143907
- [ 22 ] Yang J , Makasyuk I , Bezryadina A , Chen Z. Stud. Appl. Math. , 2004 , 113 : 389
- [ 23 ] Chen Z *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1997 78 : 2948
- [ 24 ] Chen Z *et al.* Opt. Lett. , 1997 , 22 : 1751
- [ 25 ] Chen Z , Martin H , Eugenieva E D *et al.* Christodoulides , Opt. Express

## · 中国物理学会通讯 ·

### 中国物理学会 2004 年秋季学术会议简讯

由中国物理学会主办 ,山西大学和量子光学与光量子器件国家重点实验室共同承办的中国物理学会 2004 年秋季学术会于 9 月 18—20 日在山西大学胜利召开。这是自 1999 年开始以来的又一次物理学盛会 ,中国物理学会理事长杨国桢院士、原国家自然科学基金委员会主任、中国物理学会前任理事长陈佳洱院士、中国科学院基础研究所所长张杰院士、中国物理学会秘书长、中国科学院物理研究所所长王恩哥研究员、国家自然科学基金委数理学部副主任汲培文、山西省教育厅厅长李东福、山西大学校长郭贵春、山西大学光电研究所所长彭堃焯院士、复旦大学的陶瑞宝院士以及来自海内外的近 600 名专家、学者、教师及学生参加了会议。

中国物理学会秋季会议的前身为“ 跨世纪物理学前沿问题高级讨论会 ”,由中国科学院理论物理研究所发起并于 1999 年召开了第一次会议 ,目的是为了促进国内物理学各领域的交叉和融合。2000 年在中国科学院物理研究所召开了第二次会议。2001 年经中国物理学会批准 ,该会议正式更名为“ 中国物理学会秋季会议 ”。这是一个由中国物理学会主办的年度学术会议。

本届中国物理学会秋季会议的大会开幕式由大会组委会地方召集人、山西大学副校长贾锁堂教授主持 ,大会邀请报告由中国物理学会理事长杨国桢院士主持 ,会议邀请加州大学伯克利分校乔瑞宇教授、中国科学院沈阳金属研究所卢柯院士、日本大阪大学孙洪波教授 ,以及美国俄克拉荷马大学王云教授做大会邀请报告。大会邀请报告之后举行了第四届周培源物理奖颁奖仪式 ,周培源物理奖评审委员会主任陈佳洱为获奖者北京大学物理学院马伯强教授颁发了奖牌及获奖证书。马伯强教授做了题为“ 质子自旋危机——挑战与机会 ”的学术报告。

本届秋季会议分“ 粒子物理、场论与宇宙学 ”、“ 核物理与加速器物理 ”、“ 原子、分子与光物理 ”、“ 等离子体物理 ”、“ 纳米结构与功能材料 ”、“ 低维物理与介观物理 ”、“ 表面物理 ”、“ 强关联与超导物理 ”、“ 磁学 ”、“ 软凝聚态物理 ”、“ 液晶物理及其应用 ”、“ 量子信息 ”、“ 计算物理 ”、“ 物理教学、物理学与社会 ”、“ 交叉学科与其他 ”等 15 个专题进行了分组交流。国内外的著名学者分别在分组讨论会上作了精彩的报告 ,会议报告集中反映了我国物理学工作者在物理学各个领域取得最新研究成果 ,本次会议得到山西省教育厅、山西省财政厅、山西省科技厅和国家自然科学基金委的大力支持。

( 山西大学 汪丽蓉 )

## · 物理新闻和动态 ·

### 20MA( 兆安培 )的电流

在 100ns 时间里 ,由电容器中释放出 20MA 的电流输送到 Sandia 的 Z 装置的金属导线笼内 ,从而产生出能量为 1.8 兆焦耳的软 X 射线 ,其峰值功率可达到 200TW(  $2 \times 10^{14}$  W )。这个 Z 装置是世界上能量具有最高峰值脉冲功率的装置之一 ,也是最有效率的软 X 射线源( 其辐射功率在 100—10000eV 的范围内 )。它的 X 射线能量转换系数可达到 10%—15% ,要比其他 X 射线源的效率高很多。

Sandia 的 Z 装置在两个重要的方面具有潜在的应用价值 ,一是核聚变反应 ,利用它将来可能产生出能实用的商用功率 ;二是可以作为实验室核武器模拟。由于国际上的核禁试条约限制 ,有关核武器的物理性能测试不能直接利用爆炸来研究 ,只能间接地在实验室内利用如 Sandia 的 Z 装置等设备来进行试验。

在 Sandia 的 Z 装置上 ,最新的研究成果是将巨大的电流通过由强磁场约束的金属导线阵列时的变化 ,以及由爆炸形成 X 射线辐射等离子体的系列过程都拍摄下来。利用特殊的晶体可以把整个事件的动力学过程记录并展示出来 ,其中包括金属导线能忍耐多长时间考验的数据。利用分离的 X 射线源所产生出的一系列光子从背后照射相互作用区的方法 ,研究者们能为获得更大功率的 X 射线源而对金属导线的排列阵式作出最优化的设计。

( 云中客 摘自 Physical Review Letters , 1 October 2004 )