

远距离量子通信实验中的高维纠缠源

印娟 钱勇 李晓强 包小辉 彭承志 杨涛 潘阁生[†]

(中国科学技术大学近代物理系,合肥微尺度物质科学国家实验室,合肥 230026)

(2011年5月4日收到;2011年5月6日收到修改稿)

设计了适用于远距离量子通信实验的高维纠缠源. 利用连续激光器抽运产生了极化-时间两体四维纠缠光子对,在抽运功率 20 mW 下测到每秒 700 对符合,保真度为 $89\% \pm 3\%$. 相比已有的高维纠缠源,在本文中发展的源具有传输便利、相位稳定性好等优点,适用于未来远距离高维量子通信实验和量子力学基本问题实验检验,如远距离高维量子密码实验、两粒子 Greenberger-Horne-Zeilinger 定理检验、两粒子量子赝“心灵感应”(quantum pseudo telepathy)实验演示等.

关键词: 高维纠缠, 极化纠缠, 时间箱纠缠, 量子通信

PACS: 03.67.HK, 03.67.Dd, 03.65.Ud

1. 引言

量子通信通过量子力学的基本原理和技术手段,特别是量子纠缠这一核心资源,来实现一些经典通信不能实现的任务^[1],包括绝对安全的保密通信^[2]、量子态隐形传输^[3]、量子密集编码^[4]等,具有重要的现实意义. 当前,国际上关于量子通信的研究也开始走出实验室,分别使用自由空间^[5]或者通信光纤^[6]两种信道,进行了远距离量子通信的尝试,取得了一系列成就. 然而所有的实验,无论是使用光极化纠缠^[7]还是时间箱(time-bin)纠缠^[8],光子都处于二维 Hilbert 空间,每个光子都只能携带一个量子比特.

为了提高信息的传输效率,研究者们引入了高维量子纠缠,比如,利用光子轨道角动量的两光子三维纠缠源^[9],和路径-极化两光子四维纠缠^[10]等. 这些高维纠缠源不但提高了每个光子携带的信息量,而且可以用来实现一些复杂量子通信任务,比如两粒子量子赝“心灵感应”(quantum pseudo telepathy,简记为 QPT)实验^[11],量子硬币翻转(coin-flipping)实验^[12]等,也可以进行一些量子力学的基本问题检验,比如两粒子 Greenberger-Horne-Zeilinger(GHZ)定理实验检验^[13]等.

但在这类实验中制备的两光子高维纠缠态都

还仅局限于平台演示和原理性检验,根本无法挪出实验室,用于远距离量子通信或者量子力学基本问题检验. 究其原因,上述的两种高维纠缠源均不适合远距离传输,其中,轨道角动量纠缠无法在长距离单模光纤中传播,而路径-极化纠缠源需要多条信道进行传输,并且需要信道之间的相位稳定,在长距离量子通信实验中难以实现.

针对以上研究现状,本文结合光极化纠缠和时间箱纠缠,提出了可用于远距离量子通信的极化-时间两光子四维纠缠源的概念,并实验上制备了这样的两光子极化-时间四维纠缠光子对. 这种纠缠源所需的信道条件与二维纠缠源一致,也正因为包含不同时间比特信息的光子可以经相同的光纤或者自由空间信道传输,其相位更为稳定也更利于控制. 我们实验中制备的极化-时间纠缠源中,每个光子携带的信息量是二维纠缠的两倍,并且可以直接用于远距离高维量子密码实验^[14]、两粒子 GHZ 定理检验^[13]、两粒子 QPT 实验^[11]等复杂量子通信任务.

2. 极化-时间纠缠产生机理

2.1. 极化-时间纠缠制备

极化纠缠源的制备是量子信息学中一门比较经典的实验技术,具体的方法是用紫外激光抽运非

[†] 通讯联系人. E-mail: gspan@ustc.edu.cn

线性光学晶体 β 相偏硼酸钡 ($\beta\text{-Ba}_2\text{B}_2\text{O}_4$, BBO), 通过二型自发参量下转换产生极化纠缠光子对^[7].

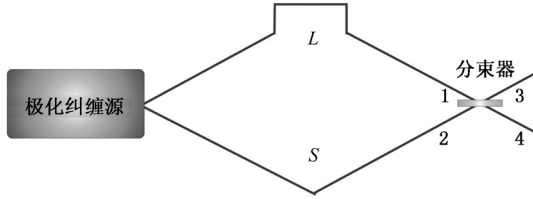


图1 极化-时间纠缠制备示意图

在制备了极化纠缠源后, 我们通过图 1 所示的方案, 产生极化-时间纠缠. 不失一般性的假设, 极化纠缠光子对处于 Bell 态, $|\psi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|V\rangle - |V\rangle|H\rangle)$, 将其中一个光子经过延时后与另一个光子分别从 50:50 分束器 (BS) 的两端入射, 按到达时间早晚将两个光子分别记作 $|S\rangle$ 和 $|L\rangle$, 此时两个光子的输入态为

$$|\psi_i\rangle_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_1|V\rangle_2 - |V\rangle_1|H\rangle_2) \otimes |L\rangle_1|S\rangle_2. \quad (1)$$

经过分束器后, 每个光子有 50% 的概率透射和反射, 反射附加 $\pi/2$ 相位跃变而透射则无相位跃变^[15], 因此两个光子在出射时将演化为

$$|\psi_f\rangle_{34} = \frac{1}{2\sqrt{2}}(|H\rangle_3|V\rangle_4 - |V\rangle_3|H\rangle_4) \otimes (|L\rangle_4|S\rangle_3 - |L\rangle_3|S\rangle_4) + \frac{i}{2\sqrt{2}}[(|H\rangle|V\rangle - |V\rangle|H\rangle)_{33}|L\rangle_3|S\rangle_3 + (|H\rangle|V\rangle - |V\rangle|H\rangle)_{44}|L\rangle_4|S\rangle_4]. \quad (2)$$

在出射端口后选择两路分别探测到光子符合的情况, 则(2)式简化为

$$|\psi\rangle_{34} = \frac{1}{2}(|H\rangle_3|V\rangle_4 - |V\rangle_4|H\rangle_3) \otimes (|S\rangle_3|L\rangle_4 - |L\rangle_3|S\rangle_4). \quad (3)$$

我们做如下定义

$$\begin{aligned} |HS\rangle_3 &\equiv |0\rangle, |HL\rangle_3 \equiv |1\rangle, \\ |VS\rangle_3 &\equiv |2\rangle, |VL\rangle_3 \equiv |3\rangle, \\ |VL\rangle_4 &\equiv |0\rangle, |VS\rangle_4 \equiv |1\rangle, \\ |HL\rangle_4 &\equiv |2\rangle, |HS\rangle_4 \equiv |3\rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

以上极化-时间双纠缠态可表示为一个两光子四维纠缠态

$$|\psi\rangle_{34} = \frac{1}{2}(|00\rangle - |11\rangle - |22\rangle + |33\rangle). \quad (5)$$

2.2. 极化-时间纠缠态检测

如(3)式所示, 高维纠缠态是极化和时间箱纠缠的直积, 所以可以分别对极化纠缠和时间箱纠缠进行检测, 然后对极化-时间四维纠缠源进行评估. 极化纠缠的量子态可以通过简单的半波片, 1/4 波片, 极化片和极化分束器的组合进行分析. 而时间箱纠缠的量子态测量可以用如图 2 所示的不等臂 Mach-Zahnder (MZ) 干涉仪来实现^[16].

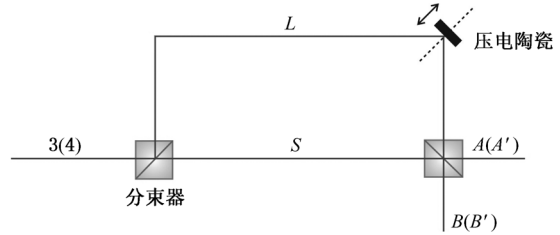


图2 不等臂 Mach-Zehnder 干涉仪示意图

时间箱纠缠光子对分别进入如图 2 所示的不等臂 MZ 干涉仪, 在 3 路的光子经过 MZ 干涉仪将在 A 路或 B 路输出, 而 4 路的光子将在 A' 路或者 B' 路输出.

我们设定 MZ 干涉仪的长短臂差与制备纠缠态时的臂长差一致, 并且臂长差要大于纠缠光子的相干长度从而避免单光子的干涉. 经过不等臂干涉仪, 两个纠缠光子在时间上分别有先后 3 种分布, 如图 3 所示, 因此在 Alice 和 Bob 之间有 9 种时序组合方式, 但本文中制备的纠缠源在后选择符合测量时 (符合门宽 3 ns 小于臂长差), 双方有贡献的部分只有 L-S, S-L 两部分. 在添加上述测量手段后, 我们的纠缠态被筛选为

$$|\psi\rangle = \frac{1}{2}(|H\rangle|V\rangle - |V\rangle|H\rangle) \otimes (|A\rangle|B'\rangle - |B\rangle|A'\rangle).$$

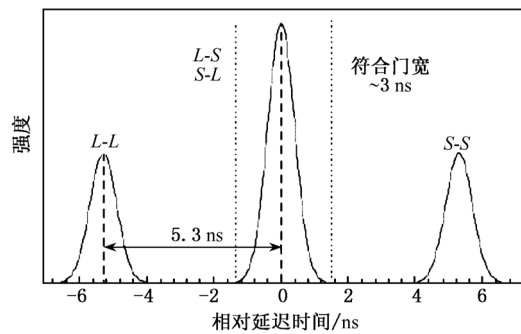


图3 探测光子时序示意图

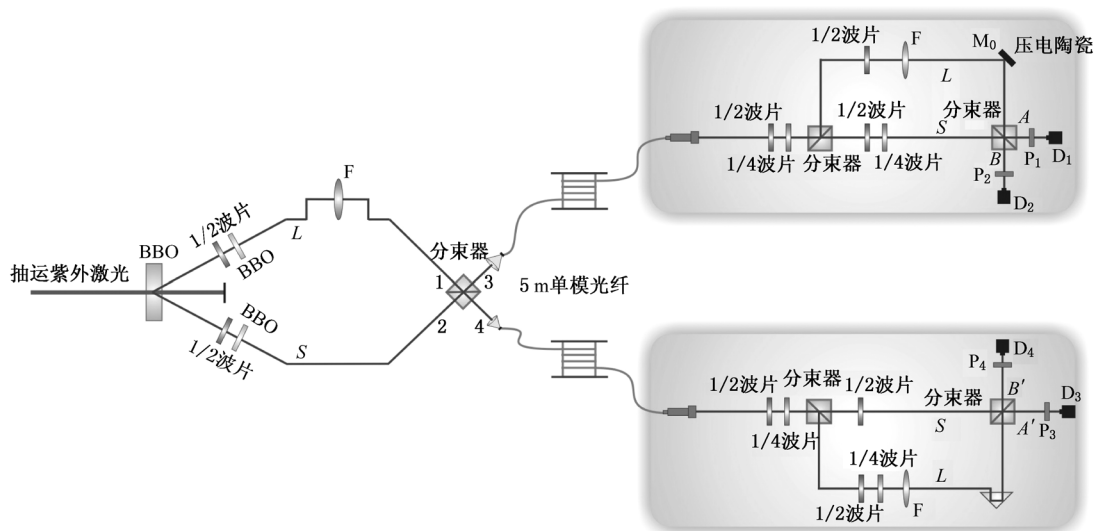


图4 制备和检验两体四维纠缠态光路图

3. 实验装置

图4是我们制备两体四维纠缠态的装置. 实验中采用II型相位匹配的非线BBO来产生极化纠缠的光子. 氙离子激光器产生的波长为351.1 nm, 功率20 mW的抽运紫外光, 经过色散棱镜和聚焦透镜F后穿过BBO晶体时, 紫外光子有一定的概率分裂成两个波长为702.2 nm的红外光子, 通过选择特定角度收集和加入适当的相位补偿, 我们可以获得极化方向处于纠缠态

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_1 |V\rangle_2 - |V\rangle_1 |H\rangle_2)$$

的两个红外光子. 将光子1在光程上延长1.6 m后与光子2在分束器上空间交叠, 分束器入口这一对光子在时间上处于 $|L\rangle_1 |S\rangle_2$ 模式. 我们通过选择聚焦透镜F的焦距和位置, 使得这一对光子在分束器上空间模重叠, 则在分束器出口的光子将无法区分其时间是早或是晚. 这时对于观测者而言, 两个光子的时间模式变得不可区分, 也处于纠缠态, 于是我们得到了极化-时间两光子四维纠缠态, $|\psi\rangle_{34} =$

$$\frac{1}{2}(|H\rangle_3 |V\rangle_4 - |V\rangle_3 |H\rangle_4) \otimes (|S\rangle_3 |L\rangle_4 - |L\rangle_3 |S\rangle_4).$$

以上制备的纠缠光子对经两根5 m单模光纤分别引到Alice和Bob观测区域, 光纤通过11 mm非球面透镜重新准直到自由空间, 光路中的极化控制装置^[17]用于补偿光纤引入的极化扭转, 在光路中分别加入不等臂的MZ干涉仪. 检测装置中的反射镜

M_0 安装在一个有压电陶瓷驱动的移动台上, 它能以1.6 nm的步长精密移动, 可以对纠缠光子的相位进行扫描. 从MZ干涉仪出射的光子分别通过极化片P1, P2, P3和P4, 进行极化检验, 然后分别被硅雪崩二极管单光子探测器D1, D2, D3和D4探测, 探测信号进入电子学信号处理系统进行整形、甄别和符合.

4. 实验结果

图5(a)所示的是极化纠缠的关联曲线, 具体的测量方法首先是将P1设置为 0° , 即探测竖直接化, 然后旋转P3的角度来观测探测器D1和D3的符合计数的变化, 得到极化关联曲线. 然后将P1设置为 45° , 旋转P3的角度来获得互补基的关联曲线. 从图5(a)可以得知, 两种情况下的对比度分别为 $95.6\% \pm 2.0\%$, $90.6\% \pm 3.1\%$. 由此, 可以得到极化纠缠的保真度为 $96.9\% \pm 1.85\%$.

D1和D3的最大符合计数为170 Hz, 同样的, 当P1为 90° 或者 135° 之时, 最大符合计数也约为170 Hz. 同样的情况发生在探测器D2和D4的符合计数中, 于是实验中整体纠缠的产量为700 Hz左右.

同样道理, 我们设定3路的MZ干涉仪相位为0, 扫描4路的MZ干涉仪的相位, 观测探测器D1和D3的符合计数随着4路相位变化的曲线, 得到相位关联曲线. 同理, 我们变化3路的相位为 $\pi/2$, 得到互补的相位关联曲线, 如图5(b)所示. 两条曲线的

对比度分别为 $83.6\% \pm 3.8\%$ 和 $83.4\% \pm 3.9\%$. 可以得到时间箱纠缠的保真度为 $92\% \pm 2.5\%$.

根据极化纠缠和时间箱纠缠的保真度, 我们可以得到极化-时间四维纠缠态的保真度为 $89\% \pm 3\%$, 对比度为 $78.4\% \pm 6\%$, 可以破坏四维 Bell 不

等式^[18].

我们也分别测量了极化在水平竖直基矢下, 相位在 0 位相之时的关联柱状图, 如图 6(a) 所示, 其中纵坐标为归一化数值. 图 6(b) 为极化在 $45^\circ/135^\circ$ 基矢下, 相位在 $\pi/2$ 位相之时的关联柱状图.

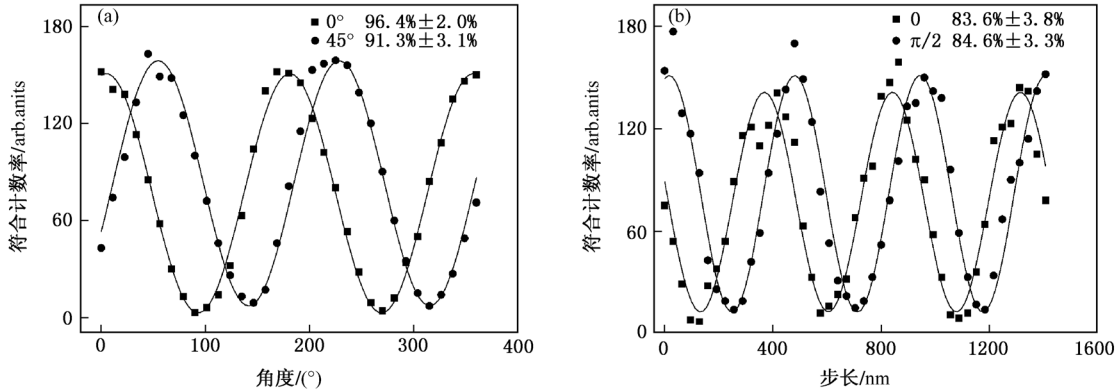


图 5 探测器 D1 和 D3 的极化关联曲线(a)和相位关联曲线(b)

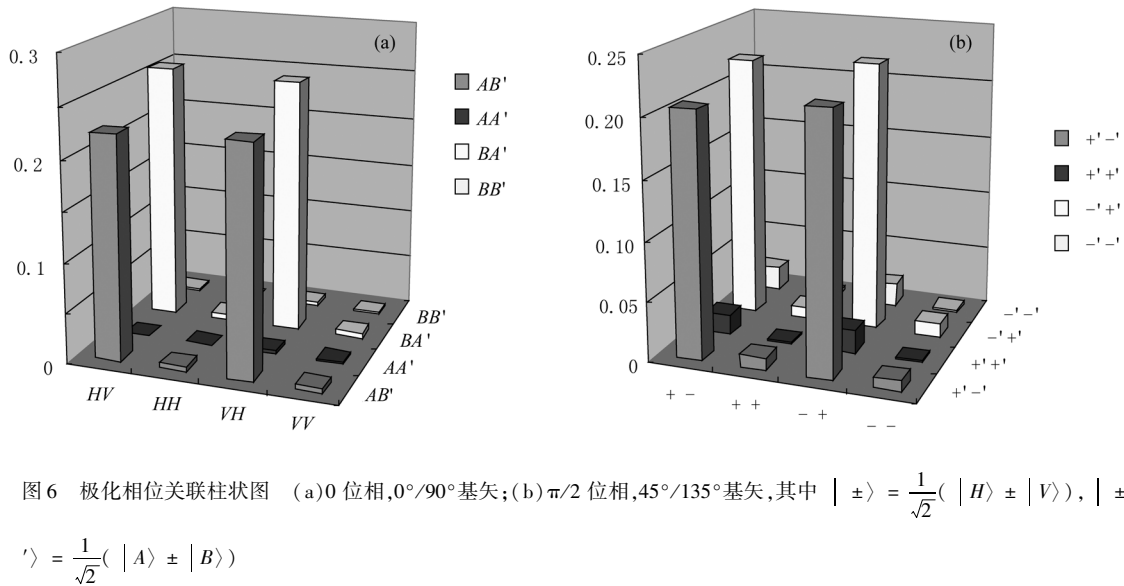


图 6 极化相位关联柱状图 (a)0 位相, $0^\circ/90^\circ$ 基矢; (b) $\pi/2$ 位相, $45^\circ/135^\circ$ 基矢, 其中 $|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle \pm |V\rangle)$, $|\pm'\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|A\rangle \pm |B\rangle)$

如上所述, 我们的四维纠缠光子对的产量为 700 Hz, 我们可以将 BBO 晶体换成周期化 KTiOPO_4 晶体, 从而提高纠缠光子对的产量至少一个量级以上^[19].

纠缠源保真度的不完美主要来源于以下两方面: 1) 实验中制备纠缠的分束器 BS 分光的比例并非完美的 50:50; 2) 抽运光的不稳定、空气流动对路径相位稳定性有影响, 实验中采用了有机玻璃罩隔离了大范围空气对流影响. 通过提高光学器件的质量和缩小干涉仪不等臂长度, 纠缠源保真度可以得到显著提升.

5. 总 结

利用连续激光器抽运产生了极化纠缠光子源, 借助线性光学器件和手段设计并制备了极化-时间两光子四维纠缠源, 符合计数率为 700 Hz, 保真度为 $89\% \pm 3\%$, 对比度为 $78.4\% \pm 6\%$, 足以破坏四维 Bell 不等式. 本实验制备的极化-时间四维纠缠源提高了信道传输效率, 特别适合远距离自由空间和光纤传输, 为未来远距离高维量子密码, 两粒子 GHZ 定理实验检验等复杂量子通信提供了技术保障.

感谢中国科学技术大学张强教授对本工作的探讨和 协助.

- [1] Nielsen M A, Chuang I L 2000 *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [2] Bennett C H, Brassard G 1984 *Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems, and Signal Processing* Bangalore, India, 12—15 December 1984 p175
- [3] Bennett C H, Brassard G, Crepeau C, Jozsa R, Peres A, Wootters W K 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1895
- [4] Bennett C H, Wiesner S J 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 2881
- [5] Peng C Z, Yang T, Bao X H, Zhang J, Jin X M, Feng F Y, Yang B, Yang J, Yin J, Zhang Q, Li N, Tian B L, Pan J W 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 150501
- [6] Salart D, Baas A, Branciard C, Gisin N, Zbinden H 2008 *Nature* **454** 861
- [7] Kwiat P G, Mattle K, Weinfurter H, Zeilinger A 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4337
- [8] Tittel W, Brendel J, Zbinden H, Gisin N 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4737
- [9] Mair A, Vaziri A, Weihs G, Zeilinger A 2001 *Nature* **412** 313
- [10] Chen Z B, Pan J W, Zhang Y D, Brukner Č, Zeilinger A 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 160408
- [11] Brassard G, Broadbent A, Tapp A 2005 *Found. Phys.* **35** 1877
- [12] Ambainis A, Buhrman H, Dodis Y, Röhrig H 2004 *J. Comput. Syst. Sci.* **68** 398
- [13] Yang T, Zhang Q, Zhang J, Yin J, Zhao Z, Żukowski M, Chen Z B, Pan J W 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 240406
- [14] Bechmann-Pasquinucci H, Peres A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3313
- [15] Zeilinger A 1981 *Am. J. Phys.* **49** 882
- [16] Zehnder L 1891 *Z. Instrumentenkunde* **11** 275
- [17] Wang S K, Ren J G, Peng C Z, Jiang S, Wang X B 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 2471
- [18] Kaszlikowski D, Gnaniński P, Żukowski M, Miklaszewski W, Zeilinger A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 4418
- [19] Ren J G, Zhang H, Cai X D, Yin J, Zhou F, Peng C Z 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5169 (in Chinese) [任继刚、张 涵、蔡昕东、印 娟、周 飞、彭承志 2009 物理学报 **58** 5169]

High-dimensional entanglement for long distance quantum communication

Yin Juan Qian Yong Li Xiao-Qiang Bao Xiao-Hui Peng Cheng-Zhi Yang Tao Pan Ge-Sheng[†]

(Hefei National Laboratory for Physical Sciences at the Microscale, Department of Modern Physics,

University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

(Received 4 May 2011; revised manuscript received 6 May 2011)

Abstract

In this paper, we provide a scheme to generate a high-dimensional entanglement source for long distance quantum communication. We utilize a continuous wave pump laser to produce polarization-time two-body four-dimensional entangled photon pairs. Under 20 mW of pump power, we achieve 700 entangled photon pairs per second with a fidelity of $89\% \pm 3\%$. Compared with other known high dimension entangled sources, the developed source in the paper is easy to transmit over a long distance and its phase stability is easy to achieve. Therefore, the source is more suited for the future long distance high-dimensional quantum communication tasks and testing the quantum nonlocality, for example, long distance high dimensional quantum key distribution, experimental testing two-particle Greenberger-Horne-Zeilinger theorem, implementation of two-particle quantum pseudo telepathy, etc.

Keywords: high-dimensional entanglement, polarization entanglement, time-bin entanglement, quantum communication

PACS: 03.67.HK, 03.67.Dd, 03.65.Ud

[†] Corresponding author. E-mail: gspan@ustc.edu.cn