

基于电光效应的光子频移研究*

周飞¹⁾ 曹原²⁾ 雍海林²⁾ 彭承志^{2)†} 王向斌¹⁾

1) (清华大学物理系, 低维量子物理国家重点实验室, 北京 100084)

2) (中国科学技术大学, 微尺度物质科学国家实验室, 合肥 230026)

(2014年5月23日收到; 2014年6月11日收到修改稿)

系统分析了如何通过电光调制的方式来消除量子点纠缠光源中不同偏振模式光子之间的频率差异, 并实际设计了一套泡克耳斯盒电光调制方案, 通过给其加载约 8 V/ns 的上升沿或下降沿电压, 实现了 18 MHz 带宽的光子频率的移动. 表明只需增大调制电压斜率, 便可以有效实现 GHz 以上的频率移动, 为未来实现确定性完美的量子点纠缠光源提供了切实可行的依据.

关键词: 电光调制, 频率移动, 量子点光源, 偏振纠缠

PACS: 42.79.Nv, 03.67.Bg

DOI: 10.7498/aps.63.204202

1 引言

量子纠缠作为量子信息的核心资源, 最早由薛定谔在 1935 年提出^[1], 并称其为“量子力学的精髓”. 量子纠缠是一种比较复杂的量子现象, 它具有非常丰富的特性并集中体现了量子理论的本质, 如相干性、或然性和空间非定域性等. 量子纠缠源的研究也一直是国内外量子信息科学中最重要的研究方向之一^[2,3], 它在量子力学的发展中也具有不可取代的作用. 如量子纠缠可用作信息分发的媒介, 保证信息传递的安全性^[4], 或者利用量子纠缠实现量子隐形传态^[5-8]等. 由于光子具有传播速度快、偏振空间稳定且易于操纵等天然优势, 所以目前最流行也最实用的是制备光子偏振编码的纠缠光子源. 目前比较成熟的有利用非线性晶体参量下转换产生的纠缠光子^[9,10], 也有利用双光子干涉^[11]、亦或半导体芯片产生纠缠光子^[12]等. 但遗憾的是, 这些方法基本是概率性的产生纠缠光子, 而在实际量子信息处理过程中希望纠缠源能够是确定性的产生且每次只产生一对纠缠光子. 科学家们已成功证实量子点系统是能够实现确定性纠缠光

子的一个绝佳选择^[13].

但量子点系统有其特殊性, 量子点系统产生的光子在不同的偏振模式上存在着频率的差异^[14], 从而导致频率可区分, 影响纠缠品质甚至破坏纠缠性, 使得光子处于偏振经典关联的混合态. 然而科学家们也提出了许多解决这一问题的方案: 如通过控制量子点中单激子态能隙^[15-21]的方法, 减小激发光子之间的频率差别; 通过外加的操控手段改变光子的量子态; 通过滤波选取光子不同偏振模式频谱重叠的部分^[22]; 将量子点放置于光学腔中, 改变量子点辐射的频谱^[23]; 亦或通过声光调制器移动光子的频率^[24]等. 所有这些方法其过程大都比较难控制, 而且很难产生可实用的纠缠度, 更影响了产生纠缠光子对的效率, 甚至会重新引入随机性, 削弱纠缠特性. 通过对不同频率光子偏振纠缠原理的研究, 加快时间上的测量分辨也能消除能隙的影响^[25]. 最近在消除频率差异, 实现纠缠的研究中也取得了一些进展. 利用时间分辨测量与主动相位反馈相结合的方法来实现不同频率光子间的量子纠缠^[26], 可以大大提高独立光子源间的量子纠缠特性, 但同样需要消耗掉一部分光子对.

最近有人通过理论分析和计算提出了一种通

* 国家自然科学基金 (批准号: 61078012, 61073174, 61033001) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: pcz@ustc.edu.cn

过泡克耳斯电光效应产生频率移动的方案^[27], 相比于操控量子点本身, 这种方案简化了量子点光源的复杂度, 而且电光调制的效率要远大于光腔的效率和声光调制的效率, 也不存在声光调制那样需要稳定光程的问题, 所以该方案是消除量子点纠缠光源中产生的光子在两个不同偏振模式之间的频率差异的一个绝佳选择. 本文设计了一个独特的测试方案, 从测试结果可以看出这种方法是完全可行的, 且可以有效提升量子点纠缠光源的效率.

2 电光调制移频工作机理

量子点产生的纠缠光源^[13,18]的量子态一般可写成

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \left(|H_1 H_2; \nu_{H_1} \nu_{H_2}\rangle + |V_1 V_2; \nu_{V_1} \nu_{V_2}\rangle \right), \quad (1)$$

H, V 分别表示光子的水平偏振和垂直偏振, ν_{Z_i} 表示第 i 个光子的偏振为 Z 时的光子频率. 当 $\nu_{H_i} \neq \nu_{V_i}$ 时, (1) 式表示的态为经典关联的混合态. 在声光调制移频的方案中^[24], 需要极高的精度稳定不同偏振模式之间的光程差, 在实际操作中会有一些困难. 而根据经典电磁理论, 考虑介电常数随时间变化对电磁场频率的影响, 折射率会随着介电常数的线性变化而变化^[28], 而光程正比于折射率, 当光子通过介电常数变化的晶体时, 等效于光子在一端匀速运动. 根据多普勒效应, 光子的频率会发生相应改变, 从而可以利用这种电光调制的非线性效应, 使得不同偏振模式介质的介电常数发生不同的变化, 进而依据偏振改变光子不同偏振模式的频率, 解决量子点纠缠光源中的频率差异问题.

电光调制器 (EOM) 的主要工作原理^[29] 是当光场通过 EOM 时, 偏振方向沿着某一光轴光场的折射率会随着 EOM 的外加电压 $U(t)$ 的变化而变化:

$$n(t) = n_0(1 + \eta U(t)), \quad (2)$$

n_0 指当外加电压 $U(t)$ 为 0 时晶体的折射率, η 表示一个和晶体有关的很小的参数. 而如果偏振方向与此光轴垂直, 那么折射率将不发生变化. 假设 EOM 晶体的光轴方向为竖直方向, 如图 1 所示.

当处于 (1) 式的光子态通过双色镜, 由于频率不一样, 光子 1 和光子 2 沿两个不同路径运行, 分别穿过调制电压为 $U_1(t), U_2(t)$ 的 EOM 晶体, 根据前

面的介绍, 只有竖直偏振的光的折射率会随电压的线性变化而变化, 如果有

$$U_i(t) = b_i t, \quad (3)$$

$i = 1, 2$, EOM 晶体的厚度为 l , 竖直偏振光通过调制晶体后光的新频率为 ν'_{V_i} , 根据相关研究^[27], 有

$$\nu'_{V_i} = e^{-\eta b_i n_0 l / c} \nu_{V_i}. \quad (4)$$

水平偏振光经过晶体, 光场频率不发生改变, 控制晶体调制电压, 当

$$b_i = \frac{c}{\eta n_0 l} \ln \frac{\nu_{V_i}}{\nu_{H_i}}, \quad (5)$$

联合 (4), (5) 式, 有 $\nu'_{V_i} = \nu_{H_i}$ ($i = 1, 2$), 即 (1) 式光子态经过电光调制晶体后, 光场的量子态变为

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \left(|H_1 H_2\rangle + |V_1 V_2\rangle \right) \otimes \nu_{H_1} \nu_{H_2}, \quad (6)$$

此时两光子态在偏振空间上为最大纠缠态.

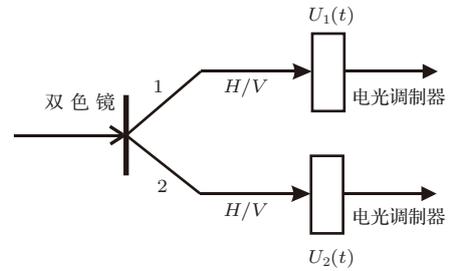


图1 电光调制移频方案

3 实验装置与结果

3.1 实验装置

通过上面的分析和计算, 发现对 EOM 晶体进行线性电压调制可以实现光场频率的移动. 我们模拟量子点光源, 使用了 780 nm 的偏振光, 经过极化分束器进行偏振选择, 在竖直偏振路径上放置泡克耳斯盒, 施加快速线性调制电压, 如图 2 所示.

偏振为 V 的光经过光轴方向也为竖直的泡克耳斯盒调制电压作用后, 光频率变为 ω' , 因频率移动在 MHz 量级, 为消除误差的背景影响, 我们采用光拍频技术来测量频率移动大小, 将调制后的光通过两波片将其变换为 H 光, 在分束器 (BS) 上合束形成光拍信号. 光拍频率为: $\Delta\omega = |\omega' - \omega|$, 用高速光电探测器将该光拍信号转化为电信号, 再输入频谱分析仪进行频域分析, 即可得到 $\Delta\omega$ 的大小. 通过改变调制信号的上升沿斜率, 可以实现不同频率大小的移动.

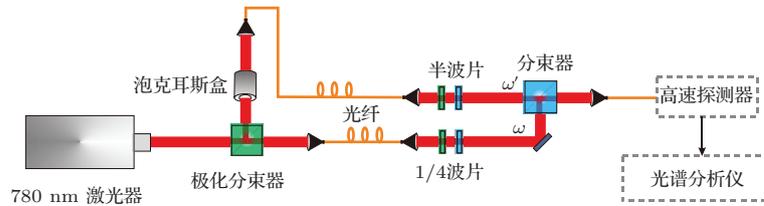


图2 调制移频实验装置图

如图2所示, 我们用光纤BS将两路光进行合束, 然后用12 G高速光电探测器对该信号进行光电转换, 将转换后的电信号输入到频谱仪进行频谱分析. 由于我们在两路光路中的一路加入了EOM晶体, 所以可以通过比较开启调制和未开启调制两种情况下在频谱仪上的不同表现来确定是否完成频移, 并可通过频谱分析直接测量得到频移的大小.

3.2 实验结果

未开启调制(或给泡克耳斯盒加恒定高压)时, 频谱仪显示如图3所示.

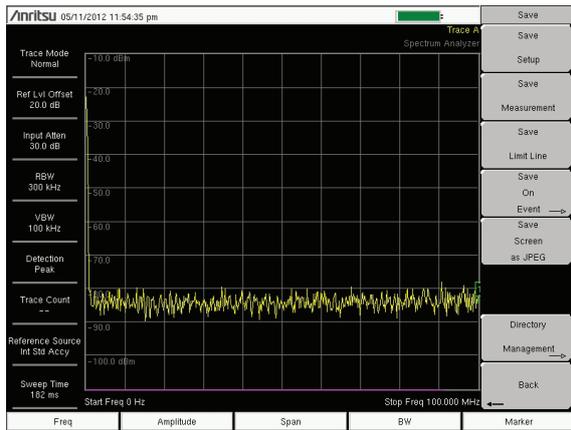


图3 未调制(或加恒定高压)时的频谱

从图3中可以很明显的看到, 未加任何调制或只加恒定高压时, 没有任何频率点出现明显的峰, 这说明两束光没有发生拍频现象, 即调制路没有发生移频.

当给泡克耳斯盒加上调制信号时(方波, 频率约100 kHz; 上升沿/下降沿约90 ns; 幅度约700 V), 频谱仪显示如图4所示.

从图4中可以看出, 在将近18 MHz处有一明显的峰, 这说明被调制路的光发生了约18 MHz的频移. 并且, 当改变调制信号的频率时, 发现峰的位置是不变的, 可以断定该峰是调制信号的上升沿和下降沿引起的. 同时我们还验证了当把泡克耳斯

盒的光轴方向改为水平方向时, 使用同样的调制方式, 出现了图3所示的结果.

为了进一步验证, 我们将探测器输出的信号进入示波器进行观察, 通过频移产生的光拍时域图, 可以看出该光强抖动的频率约为18 MHz, 与从频谱仪观察到的结果相符合. 根据泡克耳斯盒中KDP晶体的性质, 我们使用的晶体来自Conoptics公司, 在波长 $\lambda = 500 \text{ nm}$ 时, 有 $2\pi\eta n_0 l/\lambda = 24 \text{ mrad/V}$. 对于一般晶体有 $\eta n_0 l/c \ll 1$, 所以由(4)式可近似写成

$$v'_V \approx (1 - \eta n_0 l/c)v_V, \quad (7)$$

$$\Delta v = |v'_V - v_V| \approx \eta n_0 l v_V/c = (\eta n_0 l/\lambda_V)b, \quad (8)$$

$\lambda_V = 780 \text{ nm}$. 由(8)式可理论模拟得到频移量 Δv 与 b 的关系如图5所示.

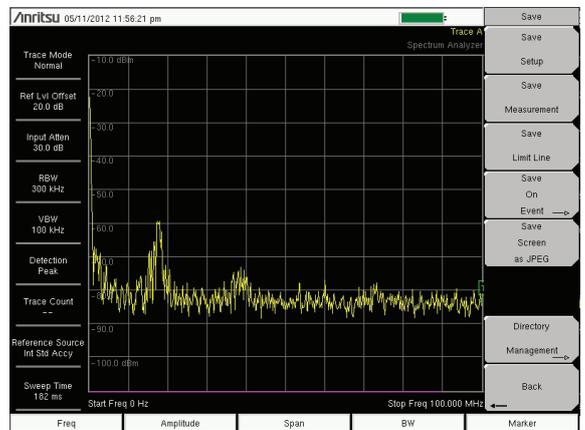


图4 单路调制的频谱

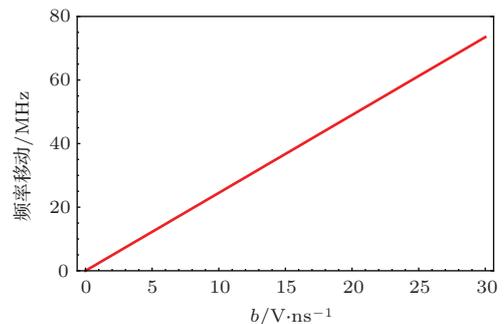


图5 Δv 与 b 的关系

由图 5 可以看出, 当频移量为 18 MHz 时, 需要的电压与测试结果 8 V/ns 基本符合.

4 结 论

本文通过线性上升沿和下降沿调制电光晶体, 实现了光场频率的有效移动, 进一步证实了 EOM 频率移动的纠缠补偿方法的实际可行性. 如要实现能隙大小约 μeV 的频率移动时, 对应的 EOM 电压的线性变化速率应该在 100 V/ns. 我们可以通过合适的电子学设计, 注意调制信号中带来的过冲和振铃的不良效应, 使用同样的方法, 采用更低半波电压的 EOM 晶体^[27], 当线性变化速率在 110 V/ns 以上时, 可实现 GHz 以上的频率移动. 而目前立陶宛 EKSPLA 公司的 PCD-UHR 系列的泡克耳斯盒驱动电路采用全桥式电路结构, 脉冲的最高输出电压为 3 kV, 上升下降沿的时间小于 8 ns, 脉冲的转换速率达到 375 V/ns, 利用此驱动电路能够实现十几 μeV 以上的频移. 在未来随着技术的进一步提升, 完全可以真正解决量子点确定性纠缠光源的致命缺陷, 大幅提高纠缠光子对的产生效率和品质.

参考文献

- [1] Schrödinger E 1935 *Naturwissenschaften* **23** 807
- [2] Nielsen M A, Chuang I L 2000 *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [3] Sakurai J J 1994 *Modern Quantum Mechanics* (Boston: Addison-Wesley Publishing Company)
- [4] Ekert A K 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 661
- [5] Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K, Eibl M, Weinfurter H, Zeilinger A 1997 *Nature* **390** 575
- [6] Jin X M, Ren J G, Yang B, Yi Z H, Zhou F, Xu X F, Wang S K, Yang D, Hu Y F, Jiang S, Yang T, Yin H, Chen K, Peng C Z, Pan J W 2010 *Nat. Photon.* **4** 376
- [7] Yin J, Ren J G, Lu H, Cao Y, Yong H L, Wu Y P, Liu C, Liao S K, Zhou F, Jiang Y, Cai X D, Xu P, Pan G S, Jia J J, Huang Y M, Yin H, Wang J Y, Chen Y A, Peng C Z, Pan J W 2012 *Nature* **488** 185
- [8] Ren J G, Yang B, Yi Z H, Zhou F, Chen K, Peng C Z, Pan J W 2009 *Chin. Phys. B* **18** 3605
- [9] Kiess T E, Shih Y H, Sergienko A V, Alley C O 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 3893
- [10] Kwiat P G, Mattle K, Weinfurter H, Zeilinger A, Sergienko A V, Shih Y 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4337
- [11] Fattal D, Inoue K, Vučković J, Santori C, Solomon G S, Yamamoto Y 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 037903
- [12] Edamatsu K, Oohata G, Shimizu R, Itoh T 2004 *Nature* **431** 167
- [13] Benson O, Santori C, Pelton M, Yamamoto Y 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2513
- [14] Akopian N, Lindner N H, Poem E, Berlatzky Y, Avron J, Gershoni D, Gerardot B D, Petroff P M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 130501
- [15] Langbein W, Borri P, Woggon U, Stavarache V, Reuter D, Wieck A D 2004 *Phys. Rev. B* **69** 161301
- [16] Seguin R, Schliwa A, Rodt S, Pötschke K, Pohl U W, Bimberg D 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 257402
- [17] Hafenbrak R, Ulrich S M, Michler P, Wang L, Rastelli A, Schmidt O G 2007 *New J. Phys.* **9** 315
- [18] Stevenson R M, Young R J, See P, Gevaux D G, Cooper K, Atkinson P, Farrer I, Ritchie D A, Shields A J 2006 *Phys. Rev. B* **73** 033306
- [19] Stevenson R M, Young R J, Atkinson P, Cooper K, Ritchie D A, Shields A J 2006 *Nature* **439** 179
- [20] Gerardot B D, Seidl S, Dalgarno P A, Warburton R J, Granados D, Garcia J M, Kowalik K, Krebs O, Karrai K, Badolato A, Petroff P M 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 041101
- [21] Muller A, Fang W, Lawall J, Solomon G S 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 217402
- [22] Akopian N, Lindner N H, Poem E, Berlatzky Y, Avron J, Gershoni D, Gerardot B D, Petroff P M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 130501
- [23] Stace T M, Milburn G J, Barnes C H W 2003 *Phys. Rev. B* **67** 085317
- [24] Jones N S, Stace T M 2006 *Phys. Rev. A* **73** 033813
- [25] Stevenson R M, Hudson A J, Bennett A J, Young R J, Nicoll C A, Ritchie D A, Shields A J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 170501
- [26] Zhao T M, Zhang H, Yang J, Sang Z R, Jiang X, Bao X H, Pan J W 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 103602
- [27] Wang X B, Yang C X, Liu Y B 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 201103
- [28] Yang C X 2010 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Tsinghua University) (in Chinese) [杨程稀 2010 博士学位论文 (北京: 清华大学)]
- [29] Boyd R W 2003 *Nonlinear Optics* (Amsterdam: Academic Press)

Photon frequency shift based on electro-optic effect*

Zhou Fei¹⁾ Cao Yuan²⁾ Yong Hai-Lin²⁾ Peng Cheng-Zhi²⁾† Wang Xiang-Bin¹⁾

1) (State Key Laboratory of Low Dimensional Quantum Physics, Department of Physics Tsinghua University,
Beijing 100084, China)

2) (National Laboratory for Physical Sciences at Microscale, Department of Modern Physics, University of Science, Technology of
China, Hefei 230026, China)

(Received 23 May 2014; revised manuscript received 11 June 2014)

Abstract

Through the electro-optic modulation on photons with different polarization modes from quantum dot entanglement sources, the way to eliminate the photon frequency difference is analyzed systematically. We design an electro-optic modulation scheme with Pockels cell, to which a rising or falling voltage of $8 \text{ V}\cdot\text{ns}^{-1}$ is applied, thereby realizing a photon frequency shift with a bandwidth of 18 MHz. Simply increasing the modulation voltage slope would realize over 1 GHz frequency shift effectively, which provides a practical basis for realizing the future quantum dot entanglement sources with a perfect certainty.

Keywords: electro-optic modulation, frequency shift, quantum dot source, polarization entanglement

PACS: 42.79.Nv, 03.67.Bg

DOI: [10.7498/aps.63.204202](https://doi.org/10.7498/aps.63.204202)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61078012, 61073174, 61033001).

† Corresponding author. E-mail: pcz@ustc.edu.cn