

相干位移操作辅助下的量子放大器研究

王 琨¹, 郭建胜^{1,2}, 张胜利¹

(1. 解放军信息工程大学, 河南郑州 450004; 2. 信息保障技术重点实验室, 北京 100000)

摘 要: 本文针对位移操作辅助下的量子线性放大器进行了研究. 量子线性放大器可以提高量子态传输的保真度, 提高量子通信抗干扰、抗损耗能力. 本文针对目前量子线性放大器放大增益和放大成功概率低的问题, 提出了相干位移增强型量子线性放大器, 给出了位移操作提升量子线性放大器的机制, 推导出放大增益得以进一步提高所需的位移操作的阈值, 并结合态空间向光子数空间转化定理, 在 0-1 光子数空间和多光子空间中同时验证了放大增益对位移量之间的依赖关系.

关键词: 量子光场; 量子位移操作; 量子线性放大器

中图分类号: TN918.1

文献标识码: A

文章编号: 0372-2112 (2016)07-1587-05

电子学报 URL: <http://www.ejournal.org.cn>

DOI: 10.3969/j.issn.0372-2112.2016.07.010

Research on Displacement-Assisted Quantum Linear Amplifiers

WANG Kun¹, GUO Jian-sheng^{1,2}, ZHANG Sheng-li¹

(1. The PLA Information Engineering University, Zhengzhou, Henan 450004, China;

2. Science and Technology on Information Assurance Laboratory, Beijing 100000, China)

Abstract: Quantum linear amplifier is an important tool to enhance already-known quantum communications. It can be used to protect the quantum state against photon loss. However, the gain and the probability of success in amplification is quite low. To this point, we propose to use coherent displacement operations to enhance quantum linear amplifiers. We derive the exact threshold beyond which local displacement helps to enhance distillation. We apply our state transfer theorem and numerically evaluate the dependence of quantum linear amplifiers gain on the amounts of displacement.

Key words: quantum optics; quantum displacement operations; quantum linear amplifier

1 引言

随着量子理论研究的不断深入, 基于量子技术的信息处理研究成为当前的一个研究热点^[1-3]. 环境噪声的影响是制约量子技术应用的重要因素之一, 而量子放大是一种概率性克服环境噪声的方法, 它对损耗后的量子态进行概率性地放大, 以几乎没有附加噪声的方式实现对较弱的量子信号进行放大. 而且这种放大是可标记性的放大, 通过对标记探测器的观察, 可以准确地知道每一次放大是否成功. 2009年, T C Ralph 和 A P Lund 基于光学提出了对光子量子比特的放大方案^[4] (以下简称 Ralph 方案). 该方案结构简单巧妙, 只需要两个单光子探测器以及一个辅助的单光子态, 即可以实现对于弱相干态的放大. 其放大器的放大增益可以通过分束器的透过系数加以灵活调节. 而且, Ralph 等

还证明了该放大器可以应用到连续变量两模纠缠态的分发过程中. 在一般的纠缠分发过程中, 发送方将纠缠着的两个模式的其中一个通过有损耗的信道发送给接收方. 这个有损信道又称为振幅衰减信道 (Amplitude Damping Channel), 其中的振幅衰减噪声可以通过量子放大器概率性地得到消除, 从而在发送方和接收方之间形成没有噪声的纯态纠缠.

量子放大方案的提出得到了国内外学者的广泛重视. 在 Ralph 方案的基础上, 大量的后续研究工作得以开展. 大体上, 这些研究主要分为以下两类:

(1) 优化量子放大方案, 提高放大方案的放大增益和成功概率. 如: J Jeffers 拓展了量子放大方案的研究对象, 将以单光子放大为主的量子放大方案拓展到了双光子成分的放大^[5]. J Fiuráček 等人利用光子湮灭算符和光子产生算符的组合, 提高了量子放大方案的放大

增益和成功概率^[6]. Zhang Shengli 等人考察了基于开关型光子探测器和标记单光子态的更加实际的放大器, 通过建立量子放大的相空间理论^[7], 研究了当薛定谔猫态作为输入时的量子放大方案^[8]. 同时, 也分析了当输入纠缠为单光子路径纠缠时, Ralph 方案的放大增益以及相关的成功概率.

(2) 研究量子放大方案在量子信息处理中的应用. Jonatan Brask 等人利用放大器降低了无陷门贝尔不等式, 验证了实验对于光子探测器效率以及光路损耗的要求^[9]. Rémi Blandino 等人在连续变量量子密码 GG02 协议^[10]中应用了 Ralph 方案, 他们从理论上证明了 Ralph 方案可以将现有的 GG02 协议对光子损耗的承受能力提高 12dB^[11]. 在 1550nm 的通讯波段, 这相当于将实际的密钥分配距离延长了 48 公里. J Fiuráček 和 Nicolas J Cerf 证明了量子放大对于连续变量量子密码的增强作用, 将其等效为一种对测量结果的高斯型后选择^[12]. 通过这种后选择, 等价地在量子密码通讯的光学线路上实现了一种虚拟的量子放大器, 这为实现更加有效的连续变量量子密码方案提供了借鉴.

在实验研究方面, 量子放大方案在光学系统中得到了大量的实验验证. 国际上第一个量子放大的实验由项国勇和 Ralph 等人实现^[13]. 他们完整实现了 Ralph 的方案, 并验证了量子放大方案在弱相干态的放大和两模纠缠态的放大中的成功应用. 随后, 德国马普光科学研究所 G Leuchs 小组结合了非相干噪声和光子擦除技术实现了对位相相干信息的放大^[14]. 最近, 项国勇等又借助于光学参量下转换和两个放大过程实现了对单个偏振光子的放大^[15]. 数据分析表明, 这一放大可以把偏振光子在有损信道中的传输速率提高 5 倍, 这对于实际可行的量子信息和量子精密测量具有实际意义.

放大增益和成功概率是衡量量子放大器的性能和影响量子放大器在量子信息领域应用的两个重要参量. 采用局域算符提高来量子放大器的放大增益和成功概率的方案有很多, 比如压缩算符被证实能够提高量子放大器的放大增益和成功概率, 但是压缩度的提升要求采用光学参量放大这一非线性过程, 这在实验上是一个挑战. 本文在这里采用局域位移算符, 结果显示, 对于输入的相干态 $|\alpha\rangle$, 在位移算符 $D(\beta)$ 的作用下, 可以把量子放大器原先的放大增益 g 调制成 $(1 - \beta/\alpha)g/(1 + \alpha\beta)$ 倍. 这说明当满足 $-1/\alpha < \beta < 0$ 时, 量子放大器的放大增益提高. 最后, 研究了如何物理实现在线的相干位移算符.

2 相干位移操作辅助下的量子放大器方案

位移算符辅助下的量子放大器方案的具体设计如图 1 所示, 以 Ralph 提出的模型为基础. 模式 A 是待放

大的输入光学模式, 模式 B 代表真空态, 模式 C 代表单光子态. BS_1 和 BS_2 是两个分束器, 透射率分别是 $1/2$ 和 t . $D(\beta) = \exp(\beta\hat{a}^\dagger - \beta^*\hat{a})$ 是光学位移算符, 当 $\beta = 0$ 时, 位移算符退化为单位算符, 含位移算符的量子放大器模型退化成 Ralph 提出的模型. 探测器 D_1 和 D_2 均是单光子探测器. 在实际情况下, 单光子探测器可以用开关 (on-off) 探测器替代. 这里, 先按照理想的单光子探测器来处理, 即当且仅当一个光子到达探测器时, 探测器响应.

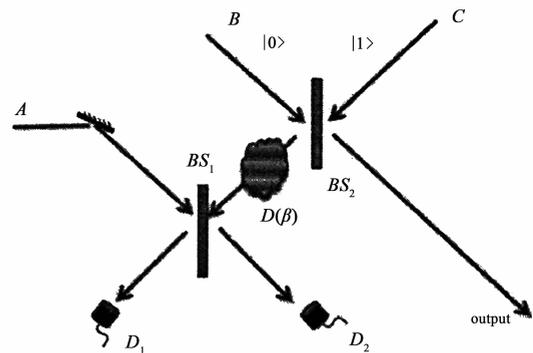


图1 量子放大器方案示意图

如图 1 所示, 模式 B 的输出 (output) 是输出光学模式. 一般来说, 如果探测器 D_1 探测到“0”光子, 探测器 D_2 探测到“1”光子, 则模式 B 输出的就是把模式 A 的输入态成功放大后的量子态. 设模式 A 的输入态是一个弱相干态, 可以近似看成真空态和单光子态的叠加态, 即 $|\psi_\alpha\rangle = |0\rangle + \alpha|1\rangle$, 其中 $\alpha > 0$.

么正算符 $U_{BC}(t)$ 描述的是分束器的演化, t 代表分束器 BS_2 的透过率, 它作用在模式 B 和 C 的输入态 $|0\rangle_B |1\rangle_C$ 上, 得到

$$|\psi_{BC}\rangle = U_{BC}(t) |0\rangle_B |1\rangle_C = \sqrt{t} |0\rangle_B |1\rangle_C - \sqrt{1-t} |1\rangle_B |0\rangle_C \quad (1)$$

单模位移算符 $D(\beta)$ 作用在 C 模式上, 得到

$$|\psi'_{BC}\rangle = I \otimes D(\beta) |\psi_{BC}\rangle = \sqrt{t} |0\rangle_B D(\beta) |1\rangle_C - \sqrt{1-t} |1\rangle_B |\beta\rangle_C \quad (2)$$

然后, 模式 C 和模式 A 经过 BS_2 这个 50:50 分束器耦合, 耦合后的态经过两个单光子探测器探测, 如果探测器的输出结果是: D_1 测到“0”光子, D_2 测到“1”光子, 那么模式 B 输出的态就是成功放大的态. 事实上, 这个光子探测的过程可以等效成一个隐形传态和同时放大的过程. 模式 B 输出态的数学表述形式如下

$$\begin{aligned} |\bar{\psi}_B\rangle &= {}_A \langle 1|_C \langle 0| U_{AC}(1/2) \otimes I_B |\psi_\alpha\rangle |\psi'_{BC}\rangle \\ &\approx -\sqrt{t/2}(1 + \alpha\beta) (|0\rangle_B + \Delta_1 \sqrt{(1-t)/t\alpha} |1\rangle_B) \\ &= -\sqrt{t/2}(1 + \alpha\beta) (|0\rangle_B + \Delta_1 g\alpha |1\rangle_B) \\ &\approx -\sqrt{t/2}(1 + \alpha\beta) |\Delta_1 g\alpha\rangle_B \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $\Delta_1 = \frac{1-\beta/\alpha}{1+\alpha\beta}$, $g = \sqrt{\frac{1-t}{t}}$. 从式(3)可以看出, 当 $-1/\alpha < \beta < 0$ 时, 输入态 $|\psi_\alpha\rangle = |\alpha\rangle$ 可以成功放大成一个更强的相干态 $|\Delta_1 g \alpha\rangle$. 相比 Ralph 方案, 放大增益提高了 $\Delta_1 = \frac{1-\beta/\alpha}{1+\alpha\beta}$ 倍.

3 物理实现量子放大器方案中的位移算符

下面进一步分析位移算符, 并且将它替换成一个相干态 $|\tilde{\beta}\rangle$ 和一个透过率为 T_0 的分束器的组合, 具体方案如图 2 所示. 探测器 D_1 和 D_2 为开关型光探测器, $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 为真空态和单光子态, $\Delta=1$ 标识了放大增益保持不变的情况.

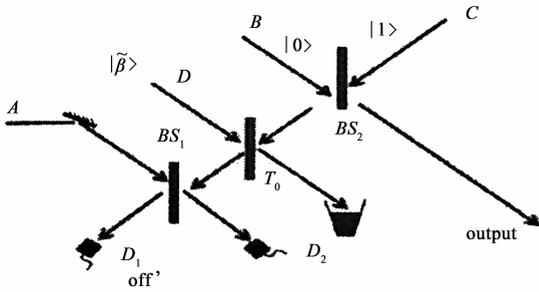


图2 基于相干态 $|\tilde{\beta}\rangle$ 和分束器 T_0 的放大器

事实上, 这种替代方式已经在实验上实现, 并且是实验中一种比较成熟的技术. 下面的分析中将原先的理想单光子探测器 D_1 和 D_2 替换成开关型光子探测器.

首先, 模式 B 和模式 C 经过 BS_2 分束器后, 和模式 D 在透过率为 T_0 的分束器耦合, 此时输入的量子态可以表示为

$$|\psi_{BC}\rangle \otimes |\tilde{\beta}\rangle_D = \sqrt{t}|01\rangle_{BC} \otimes |\tilde{\beta}\rangle_D - \sqrt{1-t}|10\rangle_{BC} \otimes |\tilde{\beta}\rangle_D \quad (4)$$

经过透过率为 T_0 的分束器耦合后, 得到

$$\begin{aligned} |\psi'_{BCD}\rangle \otimes |\tilde{\beta}\rangle_D &= U_{CD}(T_0) |\psi_{BC}\rangle \otimes |\tilde{\beta}\rangle_D \\ &= \sqrt{t}|0\rangle_B \otimes U_{CD}(T_0) \hat{a}_C^\dagger |0\rangle_C |\tilde{\beta}\rangle_D \\ &\quad - \sqrt{1-t}|10\rangle_B \otimes U_{CD}(T_0) |0\rangle_C |\tilde{\beta}\rangle_D \end{aligned} \quad (5)$$

由 $U_{CD}(T_0) \hat{a}_C^\dagger U_{CD}^\dagger(T_0) = \sqrt{T_0} \hat{a}_C^\dagger + \sqrt{1-T_0} \hat{a}_D^\dagger$, 式(5)可以改写为

$$\begin{aligned} |\psi'_{BCD}\rangle &= \sqrt{tT_0}|0\rangle_B \otimes \hat{a}_C^\dagger |0\rangle_C |-\sqrt{1-T_0}\tilde{\beta}\rangle_C \otimes |\sqrt{T_0}\tilde{\beta}\rangle_D \\ &\quad + \sqrt{t(1-T_0)}|0\rangle_B \otimes |-\sqrt{1-T_0}\tilde{\beta}\rangle_C \otimes \hat{a}_D^\dagger |\sqrt{T_0}\tilde{\beta}\rangle_D \\ &\quad - \sqrt{1-t}|1\rangle_B \otimes |-\sqrt{1-T_0}\tilde{\beta}\rangle_C \otimes |\sqrt{T_0}\tilde{\beta}\rangle_D \end{aligned} \quad (6)$$

通过对模式 D 求迹, 光学模式 B 和 C 成为一个混态, 数学表达式如下:

$$\begin{aligned} \rho_{BC} &= \text{Tr}_D [|\psi'_{BCD}\rangle \langle \psi'_{BCD}|] \\ &= |\psi''_{BC}\rangle \langle \psi''_{BC}| + t(1-T_0)|0\rangle_B \langle 0| \otimes |\beta\rangle_C \langle \beta| \end{aligned} \quad (7)$$

这里, 设 $\beta = -\sqrt{1-T_0}\tilde{\beta}$, 则

$$\begin{aligned} |\psi''_{BC}\rangle &= \sqrt{tT_0}|0\rangle_B \otimes (\hat{a}_C^\dagger - \beta) |\beta\rangle_C \\ &\quad - \sqrt{1-t}|1\rangle_B \otimes |\beta\rangle_C \\ &= \sqrt{tT_0}|0\rangle_B \otimes D(\beta) \hat{a}_C^\dagger D^\dagger(\beta) |\beta\rangle_C \\ &\quad - \sqrt{1-t}|1\rangle_B \otimes |\beta\rangle_C \\ &= \sqrt{tT_0}|0\rangle_B \otimes D(\beta) |1\rangle_C - \sqrt{1-t}|1\rangle_B \otimes |\beta\rangle_C \end{aligned} \quad (8)$$

当 $T_0 \rightarrow 1$ 时,

$$\lim_{T_0 \rightarrow 1} \rho_{BC} = \lim_{T_0 \rightarrow 1} |\psi''_{BC}\rangle \langle \psi''_{BC}| = |\psi'_{BC}\rangle \langle \psi'_{BC}| \quad (9)$$

实现了单模位移算符 $D(\beta)$ 的作用.

考虑弱相干态 $|\psi_\alpha\rangle = |0\rangle + \alpha|1\rangle$ 为输入态, 模式 A 和模式 C 通过分束器 BS_1 耦合之后, 利用开关型光子探测器, 相当于将量子态 $\rho_{ABC} = U_{AC}(1/2) (|\psi_\alpha\rangle \langle \psi_\alpha| \otimes \rho_{BC}) U_{AC}^\dagger(1/2)$ 投影到真空态和非真空态组成的子空间. 最后, 可以得到模式 B 的输出态

$$\begin{aligned} \rho_B &= \text{Tr}_{AC} [\rho_{ABC} \prod_A^{\text{om}} \otimes \prod_C^{\text{off}}] \\ &= \text{Tr}_{AC} [\rho_{ABC} \sum_{k=1}^{\infty} |k\rangle_A \langle k| \otimes |0\rangle_C \langle 0|] \\ &= c_0 (|0\rangle + \Delta_2 \alpha g |1\rangle) (\langle 0| + \Delta_2 \alpha g \langle 1|) \\ &\quad + \left[c_1 - \frac{(\alpha-\beta)^2 T_0}{4c_0} \right] (1-t) |1\rangle \langle 1| \end{aligned} \quad (10)$$

其中

$$c_0 = \frac{(\alpha-\beta)^2}{2} + \frac{(\alpha\beta+1)^2 T_0}{2} + \frac{\alpha^2 \beta^2 (T_0+2)}{4},$$

$$c_1 = \frac{1}{2} ((\alpha-\beta)^2 + \alpha^2 \beta^2),$$

$$\Delta_2 = \frac{(1-\beta/\alpha)\sqrt{T_0}}{(\alpha-\beta)^2 + (\alpha\beta+1)^2 T_0 + \alpha^2 \beta^2 \left(\frac{T_0}{2} + 1\right)}.$$

图 3(a) 中, 给出了位移算符的引入带给放大器的增益带来的变化. 取输入相干态为一个弱相干态 $\alpha =$

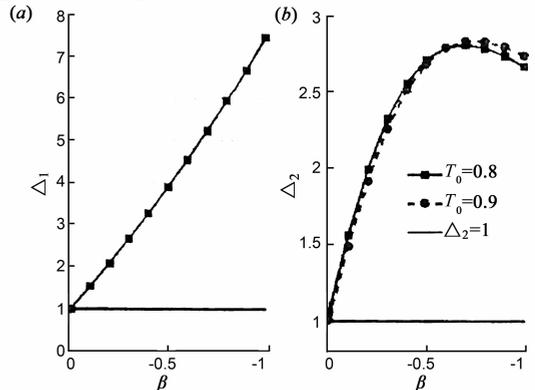


图3 位移算符对放大器的影响

0.2. 当 $-1 < \beta < 0$ 时, $\Delta_1 > 1$, 增益得到了进一步放大. 图 3(b) 中, 研究了 $T_0 = 0.8$ 和 $T_0 = 0.9$ 时的 Δ_2 对于 β 的依赖关系. $\Delta = 1$ 是一个分界线, 它意味着增益保持不变, 只有 $\Delta > 1$ 表示了增益得到了放大.

4 基于现实单光子源的放大方案

图 1 和图 2 中的单光子态是放大方案中尚没有解决的问题. 然而, 单光子本身的制备问题是一个无法解决的问题. 现在最好的办法是基于光学参量下转化技术的标记单光子源^[15-18].

$$|\psi\rangle = \sum_{k=0}^{\infty} \sqrt{1-\lambda^2} \lambda^k |k\rangle |k\rangle, \quad (11)$$

$$\lambda = \tanh(r)$$

如果单独考察光学模式 C 的量子态, 它是一个混态

$$\rho_C = \sum_{k=1}^{\infty} (1-\lambda^2) \lambda^{2k-2} |k\rangle \langle k| \quad (12)$$

需要说明的是, 模式 C 这里的两模压缩与基于局域压缩的放大中的压缩是不同的. 这是因为模式 C 中压缩的功能是提供单光子, 而压缩越弱越好. 当压缩趋近于 0 时, ρ_C 趋向于单光子 $|1\rangle \langle 1|$.

如图 4 所示, 在基于相干态 $|\tilde{\beta}\rangle$ 和标记单光子态的放大方案中, 模式 C 和 E 是两模压缩态, 压缩参数为 λ . 模式 C 中的单光子是通过探测模式 E 中的光子而得到的. 当探测器 D_1, D_2, D_3 分别探测到“off”, “on”, “on”时, 放大取得成功. 因为 $ABCDE$ 五个模式均为高斯态, 模式 B 输出的光子态可以表示为式(13).

$$\rho_B^{(out)} = \frac{1}{P_{succ}} \sum_{j=1}^4 P_j \rho(V_j, R_j) \quad (13)$$

其中, $\rho(V_j, R_j)$ 是协方差矩阵为 V_j 一阶量为 R_j 的高斯态. 相关的计算技术已经十分成熟并被广泛应用于贝尔不等式的验证上, 对于每一个高斯态 $\rho(V_j, R_j)$, 可以很容易地推导出其密度矩阵, 在图 5 和表 1 中给出了相应的计算结果.

如图 5 所示, 相干态 $|\tilde{\beta}\rangle$ 的参数选取为 $\tilde{\beta} = -\beta/\sqrt{1-T_0}$, 这里取相干态 $|\psi_\alpha\rangle = |\alpha\rangle, \alpha = 0.16, r = 0.12, T_0 = 0.8, t = 0.1$. 输出态的密度矩阵采用 $|0\rangle, |1\rangle, \dots, |17\rangle$ 组成的 8 维空间加以表示. 定义增益为式(14).

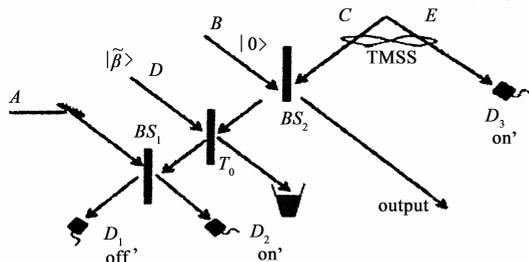


图4 基于相干态 $|\tilde{\beta}\rangle$ 和标记单光子态的放大方案

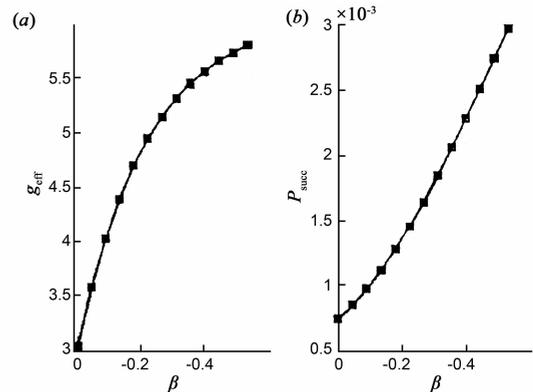


图5 放大增益和成功概率与位移算符的关系

$$g_{eff} = \sqrt{\frac{\langle 1|\rho_B^{(out)}|1\rangle / \langle 0|\rho_B^{(out)}|0\rangle}{\langle 1|\rho_B^{(in)}|1\rangle / \langle 0|\rho_B^{(in)}|0\rangle}} \quad (14)$$

特别地, 对于输入态 $\rho_B^{(in)} = |\alpha\rangle \langle \alpha|$, 则 $g_{eff} = \sqrt{\langle 1|\rho_B^{(out)}|1\rangle / \langle 0|\rho_B^{(out)}|0\rangle} / \alpha$.

为了计算方便, 在 $|0\rangle, |1\rangle, \dots, |17\rangle$ 组成的 8 维空间中计算密度矩阵. 当 $\tilde{\beta} = 0$ 时, 有 $g = \sqrt{(1-t)/t} = 3$. 在引入相干态 $|\tilde{\beta}\rangle$ 以后, 相应的增益可以从 3 提高到 5.8. 图 5 中另一个特点是成功概率 P_{succ} 是 $|\tilde{\beta}|$ 的单调增函数.

基于上述分析, 取与图 5 中相同的基本参数, 即 $\alpha = 0.16, r = 0.12, T_0 = 0.8, t = 0.1$. 利用 MATLAB 软件进行了数据模拟, 根据数值模拟的结果, 给出了基于位移算符和基于压缩算符的放大器成功概率对比情况, 详见表 1.

表 1 达到固定增益 g_{eff} 时的 ξ 和 $\tilde{\beta}$

g_{eff}	ξ	$P(\xi)$	$\tilde{\beta}$	$P(\tilde{\beta})$
3	0	8.82×10^{-4}	0	7.42×10^{-4}
3.5	0.140	9.09×10^{-4}	0.089	8.33×10^{-4}
4.0	0.235	9.41×10^{-4}	0.195	9.62×10^{-4}
4.5	0.308	9.71×10^{-4}	0.335	1.16×10^{-3}
5.0	0.377	1.00×10^{-3}	0.53	1.50×10^{-3}
5.5	0.435	1.02×10^{-3}	0.847	2.10×10^{-3}
6.0	0.493	1.04×10^{-3}	1.73	4.03×10^{-3}

在给定参数下, 表 1 中的每行数据表示固定放大增益, 并调节压缩算符 $S(\xi)$ 和相应的相干态 $|\tilde{\beta}\rangle$, 比较成功概率 $P(\xi)$ 和 $P(\tilde{\beta})$. 例如, 当选择固定放大增益 $g_{eff} = 4.5$ 时, 取 $\xi = 0.308$, 能达到相应的成功概率 $P(\xi) = 9.71 \times 10^{-4}$; 取位移算符 $\tilde{\beta} = 0.335$ 时, 能达到相应的成功概率 $P(\tilde{\beta}) = 1.16 \times 10^{-3}$.

5 结束语

本文讨论了局域位移算符在放大器中的应用. 进

一步讨论了基于相干态以及光学分束器的位移算符的实现方法,在 $0-1$ 子空间中验证了放大的增益. 最后,解决了放大器对于单光子态的苛刻要求,研究了采用标记单光子态时的量子放大的效果. 数值模拟表明,采用移位算符的放大器比采用压缩的放大器具有更大的成功概率.

参考文献

- [1] CAO Dong, SONG Yaoliang, ZHU Cheng. A novel least-entanglement-assisted asymmetric quantum codes based on sliding grill [J]. Chinese Journal of Electronics, 2014, 23 (3): 569 – 573.
- [2] LI Jian, YE Xinxin, LI Ruifan, ZOU Yongzhong, LU Xiaofeng. Improved eavesdropping detection strategy based on extended three-particle Greenberger-Horne-Zeilinger state in two-step quantum direct communication protocol [J]. Chinese Journal of Electronics, 2012, 21 (4): 736 – 739.
- [3] ZHAO Wei, SAN Ye. Quantum-behaved particle swarm optimization algorithm with adaptive mutation based on q-Gaussian distribution [J]. Chinese Journal of Electronics, 2012, 21 (3): 449 – 452.
- [4] Ralph T C, Lund A P. Nondeterministic noiseless linear amplification of quantum systems [A]. Proceedings of 9th International Conference on Quantum Communication Measurement and Computing [C]. New York: AIP, 2009. 155 – 160.
- [5] John Jeffers. Nondeterministic amplifier for two-photon superpositions [J]. Physical Review A, 2010, 82 (6): 063828.
- [6] Zavatta A, Fiurúžek J, Bellini M. A high-fidelity noiseless amplifier for quantum light states [J]. Nature Photonics, 2011, (5): 52 – 60.
- [7] Guangsi Meng, Song Yang, et al. Noiseless suppression of losses in optical quantum communication with conventional on-off photon detectors [J]. Physical Review A, 2012, 86 (4): 042305.
- [8] Shengli Zhang, Song Yang, et al. Protecting single-photon entangled state from photon loss with noiseless linear amplification [J]. Physical Review A, 2012, 86 (3): 034302.
- [9] Jonatan Bohr Brask, Nicolas Brunner, et al. Bell tests for continuous-variable systems using hybrid measurements and heralded amplifiers [J]. Physical Review A, 2012, 85 (4): 042116.
- [10] Grosshans F, Grangier P. Continuous variable quantum cryptography using coherent states [J]. Physical Review Letters, 2002, 88 (5): 057902.
- [11] Rémi Blandino, Anthony Leverrier, et al. Improving the maximum transmission distance of continuous-variable quantum key distribution using a noiseless amplifier [J]. Physical Review A, 2012, 86 (1): 012327.
- [12] Jaromír Fiurúžek, Nicolas J Cerf. Gaussian postselection and virtual noiseless amplification in continuous-variable quantum key distribution [J]. Physical Review A, 2012, 86 (6): 060302 (R).
- [13] Xiang G Y, Ralph T C, et al. Heralded noiseless linear amplification and distillation of entanglement [J]. Nature Photonics, 2010, 4 (5): 316 – 319.
- [14] Mario A Usuga, Christian R Müller, et al. Noise-powered probabilistic concentration of phase information [J]. Nature Physics, 2010, 6 (10): 767 – 771.
- [15] Kocsis S, Xiang G Y, et al. Heralded noiseless amplification of a photon polarization qubit [J]. Nature Physics, 2013, 9 (1): 23 – 28.
- [16] Hong C K, Mandel L. Experimental realization of a localized one-photon state [J]. Physical Review Letters, 1986, 56 (2): 58 – 60.
- [17] Rarity J G, Tapster P R, Jakeman E. Observation of sub-poissonian light in parametric downconversion [J]. Optics Communications, 1987, 63 (3): 201 – 206.
- [18] Lvovsky A I, Hansen H, et al. Quantum state reconstruction of the single-photon fock state [J]. Physical Review Letters, 2001, 87 (5): 050402.

作者简介



王 琨 男, 1990 年 3 月出生, 河南博爱人. 解放军信息工程大学硕士研究生, 主要研究方向为量子密码.

E-mail: jzwk351@163. com



郭建胜 (通讯作者) 男, 1972 年 4 月出生, 河南沁阳人, 教授、博士生导师. 2004 年获解放军信息工程大学博士学位, 主要研究方向为信息安全.

E-mail: tsg_31@126. com