

TELETRANSPORTE DE ESTADOS EMARANHADOS SEM MEDIDA DOS ESTADOS DE BELL

CARDOSO, Wesley Bueno¹; AVELAR, Ardiley Torres²; BASEIA, Basílio³; de ALMEIDA, Norton Gomes³

Palavras chave: Teletransporte quântico, Estados de Bell, Cavidades QED

1 INTRODUÇÃO

O primeiro teletransporte quântico surgido por Bennett *et al* [1] é uma das bases da computação quântica [2] e da comunicação quântica [3, 4]. O ingrediente crucial que caracteriza este fenômeno é a transferência de informação entre sistemas não interagentes, às custas de um canal quântico. A primeira proposta recebeu grande atenção, principalmente depois de suas realizações experimentais, como por exemplo através de Bouwmeester *et al.* [5], Boschi *et al.* [6], Lombardi *et al.* [7], em que todos eles usaram pares de fótons emaranhados pelo processo de conversão paramétrica descendente; Furusawa *et al.* [8], usando estados comprimidos emaranhados; D. Fattal *et al.* [9], usando uma fonte de único-fóton. Desde então, foram sugeridos vários esquemas para implementar o processo de teletransporte em diferentes contextos, como íons armadilhados [10], ondas viajantes [11, 12, 13, 14, 15], e campos de onda armadilhados dentro de cavidades com alto fator de qualidade (high-Q) [16, 17, 18].

Para implementar o teletransporte entre dois pontos distintos, normalmente nomeado como Alice e Bob, a pessoa deve: i) preparar o estado que se deseja teletransportar; ii) preparar o canal não-local quântico; iii) fazer uma medida do estado de Bell (a Alice); iv) comunicar (para Bob), através de um canal clássico, o resultado da medida. O desafio experimental principal consiste na denominada medida do estado de Bell [1], executada na base de Bell para a partícula (ou campo) que detém o estado que desejamos teletransportar. O mesmo procedimento é empregado quando nós nos preocupamos com teletransporte de estados emaranhados com principal interesse para o processo de informação quântica [17, 19, 20]. Vários esquemas para teletransporte que diferem do protocolo original - no sentido de que a medida do estado de Bell não é empregada - foram propostos: na Ref. [21], Vaidman considerou um estado de spin e um sistema de variáveis contínuas, e apresentou um método de medida para obter um teletransporte chamado de "duas-vias". Na Ref. [22], de Almeida *et al.* propuseram um esquema de teletransporte de uma superposição de estados coerentes de uma cavidade (high-Q) para outra com 100% fidelidade. O método inclui efeitos de amortecimento desde a preparação do estado a ser teletransportado até a etapa final do teletransporte. Na Ref. [23], Zheng se refere a um teletransporte (aproximado) de superposições de zero e um fóton de uma cavidade (high-Q) para outra, com fidelidade de aproximadamente 99%. Ambos os procedimentos nas Refs. [22, 23] consideram um único modo do campo armadilhado que interage com um único átomo de dois-níveis pelo Hamiltoniano de Jaynes-Cummings. Em seguida Ye e Guo [24] tratou o teletransporte de um estado atômico desconhecido em cavidade QED. A vantagem deste esquema é que acontecem somente excitações de campos virtuais com a passagem de átomos pela cavidade, conseqüentemente nenhuma transferência de informação quântica acontece entre os átomos e a cavidade, quando a cavidade está inicialmente no vácuo.

2 METODOLOGIA E DESENVOLVIMENTO

Nossa pesquisa consiste na proposta de um esquema de teletransporte condicional aproximado de um estado emaranhado desconhecido de zero e um fóton de uma cavidade bimodal para outra,

¹Bolsista de mestrado (CAPES). Instituto de Física - Óptica Quântica, wesleybcardoso@gmail.com

²Professor - Coorientador / Instituto de Física/UFG, Instituto de Física/UNB, ardiley@unb.br

³Professor - Coorientador / Instituto de Física/UFG, basilio@if.ufg.br

³Orientador / Núcleo de Pesquisas em Física/UCG, Instituto de Física/UFG, nortongomes@ucg.br

de maneira análoga à proposta de Zheng [23]. Nosso esquema emprega dois átomos de Rydberg de dois-níveis, ressonantes com o campo na cavidade, zonas de Ramsey e um detector seletivo de estados atômicos. A probabilidade de sucesso deste esquema coincide com o protocolo original (25%) se nos restringimos a medir apenas um dos quatro estados de Bell. Como nas Refs. [18, 23], as perdas devido a emissão espontânea atômica e a dissipação nas cavidades são negligenciadas.

Na nossa proposta, o estado a teletransportar é

$$|\psi\rangle_{C_2} = \alpha |1\rangle_C |0\rangle_D + \beta |0\rangle_C |1\rangle_D.$$

onde α e β são coeficientes desconhecidos. Primeiramente, um átomo de dois níveis, em um estado excitado $|e\rangle_1$, é enviado através da cavidade C_1 , inicialmente no vácuo. O átomo 1 interage ressonantemente com o modo A de acordo com o Hamiltoniano de Jaynes-Cummings. Como mostrado na Ref.[18], quando acontece a interação entre o átomo e um dos modos do campo, o outro modo permanece inalterado. Temos, para a interação ressonante átomo-campo [26],

$$H_{on} = \hbar g (\sigma^- a^\dagger + \sigma^+ a), \quad (1)$$

em que a^\dagger e a são os operadores de criação e aniquilação dos modos A, B, C, D da cavidade; os σ 's representam os operadores de Pauli; e g é o parâmetro de acoplamento do átomo com o campo. Esse átomo irá interagir com o modo C da cavidade C_2 e logo em seguida deve ser detectado no estado excitado $|e\rangle_1$. Repetindo o mesmo procedimento com o átomo 2 (interação com os modos B e D , e detecção em $|e\rangle_2$), teremos o estado teletransportado da cavidade C_2 para a cavidade C_1 : $|\psi\rangle_{C_1} = \alpha |1\rangle_A |0\rangle_B + \beta |0\rangle_A |1\rangle_B$.

3 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Em resumo, propusemos o teletransporte de um estado emaranhado arbitrário de zero e um fóton entre duas cavidades bimodais, usando dois átomos de dois-níveis (Rydberg). Em vez de obter o teletransporte exato, como encontrado nos métodos que usam o protocolo original, aqui o teletransporte é atingido aproximadamente, com 25% de probabilidade de sucesso e 97% de fidelidade, menos do que os 100% de probabilidade e fidelidade encontrados em [18]. Entretanto, em [18] a precisão de 100% veio do uso de dois átomos adicionais para executar operações unitárias por Bob, como requer o protocolo original. Limitando o protocolo original para apenas um dos quatro estados de Bell (e ignorando o átomo que prepara o estado a ser teletransportado), a probabilidade de sucesso é reduzida para 25%, isto é, a mesma obtida com a nossa proposta, embora a fidelidade seja 100%. Por outro lado, o procedimento que propusemos requer um menor número de átomos e, por conseguinte, de detectores atômicos seletivos, sendo portanto mais simples do ponto de vista experimental do que o da Ref. [18].

4 Conclusão

Em um recente artigo [18] foi apresentado um esquema para teletransportar um estado emaranhado de zero e um fóton de uma cavidade de bimodal para outra, com 100% de probabilidade de sucesso. Aqui, inspirado em recentes resultados na literatura, nós modificamos essa proposta para teletransportar o mesmo estado emaranhado sem usar medida dos estados de Bell, o que simplifica consideravelmente o processo de teletransporte.

Referências

- [1] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1895 (1993).

- [2] D. Gottesman and I. L. Chuang, *Nature (London)* **402**, 390 (1999); E. Knill, R. Laamme and G. J. Milburn, *Nature* **409**, 46 (2001).
- [3] J. I. Cirac, P. Zoller, H. J. Kimble, and H. Mabuchi, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3221 (1997), and refs. therein.
- [4] G. Brassard, S. L. Braunstein, R. Cleve, *Physica D* **120**, 43 (1998).
- [5] D. Bouwmeester, J.W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Nature (London)* **390**, 575 (1997).
- [6] D. Boschi, S. Branca, F. De Martini, L. Hardy, and S. Popescu, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1121 (1998)
- [7] E. Lombardi, F. Sciarrino, S. Popescu, and F. De Martini, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 070402 (2002).
- [8] A. Furusawa, J.L. Soïrensen, S.L. Braunstein, C.A. Fuchs, H.J. Kimble, and E.S. Polzik, *Science* **282**, 706 (1998); B. Julsgaard, A. Kozhekin, E.S. polzik, *Nature*, **413** (2001) 400.
- [9] D. Fattal, E. Diamanti, K. Inoue, and Y. Yamamoto, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 037904 (2004).
- [10] E. Solano, C. L. Cesar, R. L. de Matos Filho, and N. Zagury, *Eur. Phys. J. D* **13**, 121 (2001).
- [11] S. L. Braunstein, H. J. Kimble, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 869 (1998).
- [12] C. J. Villas-Bôas, N. G. de Almeida and M. H. Y. Moussa, *Phys. Rev. A* **60**, 2759 (1999).
- [13] H. W. Lee and J. Kim, *Phys. Rev. A* **63**, 012305 (2000).
- [14] H. W. Lee, *Phys. Rev. A* **64**, 014302 (2001).
- [15] R. M. Serra, C. J. Villas-Bôas, N. G. de Almeida, and M. H. Y. Moussa, *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **4**, 316 (2002).
- [16] L. Davidovich, N. Zagury, M. Brune, J. M. Raimond, and S. Haroche, *Phys. Rev. A* **50**, R895 (1994); J. I. Cirac and A. S. Parkins, *Phys. Rev. A* **50**, R4441 (1994); N. G. de Almeida, L. P. Maia, C. J. Villas-Bôas, and M. H. Y. Moussa, *Phys. Lett. A* **241**, 213 (1998).
- [17] M. H. Y. Moussa, *Phys. Rev. A* **55**, R3287 (1997).
- [18] G. Pires, N. G. de Almeida, A. T. Avelar, and B. Baseia, *Phys. Rev. A* **70**, 025803 (2004).
- [19] P. van Loock and S. L. Braunstein, *Phys. Rev. A* **61**, 010302(R) (2000).
- [20] G. Pires, A. T. Avelar, B. Baseia, and N. G. de Almeida, *Phys. Rev. A* **71**, 060301(R) (2005).
- [21] L. Vaidman, *Phys. Rev. A* **49**, 1473 (1994).
- [22] N. G. de Almeida, R. Napolitano, and M.H.Y. Moussa, *Phys. Rev. A* **62**, 010101(R) (2000).
- [23] Shi-Biao Zheng, *Phys. Rev. A* **69**, 064302 (2004).
- [24] L. Ye and G-C. Guo, *Phys. Rev. A* **70**, 054303 (2004).
- [25] A. Rauschenbeutel, P. Bertet, S. Osnaghi, G. Nogues, M. Brune, J. M. Raimond, and S. Haroche, *Phys. Rev. A* **64**, 050301(R) (2001).
- [26] M. O. Scully and M. S. Zubairy, “*Quantum Optics*” (Cambridge University Press, Cambridge, 1997), p.197.